

N° 5071N FR 9501791

94 00 1 1 4 7

FRCEA - TH - 492

**THESE**

*présentée par*

**Christophe PY**

9563800  
J/10 1/15

*pour obtenir le titre de Docteur  
de*

**L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1**

(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

**(SPECIALITE: PHYSIQUE)**

---

**CONSTRUCTION D'UN INTERFEROMETRE ELECTRONIQUE  
POUR L'ETUDE DES PROPRIETES EMISSIVES DE  
MICROPOINTES A EFFET DE CHAMP.  
DIFFRACTION ET INTERFERENCES D'ELECTRONS LENTS.**

---

**Soutenu le 25 Octobre 93.**

**Composition du Jury:**

**Président: P. Boyer**

**Examineurs: R. Baptist  
R. Cinti  
G. Fishman  
R. Morin  
B. Vu Thien**

*Thèse préparée au sein du LETI-CEA Technologies Avancées,  
Département d'Optronique, CEN-Grenoble.*

194:00.1.1.4.7. . . . .  
CHS

# THESE

*présentée par*

**Christophe PY**

*pour obtenir le titre de Docteur  
de*

**L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1**

(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

**(SPECIALITE: PHYSIQUE)**

---

**CONSTRUCTION D'UN INTERFEROMETRE ELECTRONIQUE  
POUR L'ETUDE DES PROPRIETES EMISSIVES DE  
MICROPOINTES A EFFET DE CHAMP.  
DIFFRACTION ET INTERFERENCES D'ELECTRONS LENTS.**

---

**Soutenue le 25 Octobre 93.**

**Composition du Jury:**

**Président: P.Boyer**

**Examineurs: R. Baptist  
R. Cinti  
G. Fishman  
R. Morin  
B. Vu Thien**

*Thèse préparée au sein du LETI-CEA Technologies Avancées,  
Département d'Optronique, CEN-Grenoble.*

## **REMERCIEMENTS**

*Ce travail a été effectué au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, au sein du Laboratoire d'Electronique, Technologies et Instrumentation (LETI) et du département d'Optronique dans le Service des Couches Minces et Microtechniques, groupe des Ecrans Fluorescents à Micropointes. J'adresse mes remerciements à Messieurs R. Meyer, chef du groupe EFM, G. Delapierre, chef du Service CMM, et G. Labrunie, chef du Département Optronique qui ont mis à ma disposition les moyens nécessaires à cette étude.*

*Je tiens en tout premier lieu à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur R. Baptist, responsable CEA de ma thèse, qui m'a été d'un soutien constant pour les problèmes théoriques comme pour les réalisations expérimentales. Je ne sais comment le remercier pour sa grande disponibilité, son inspiration et son enthousiasme.*

*Je remercie vivement Monsieur G. Fishman, Directeur de Recherche au CNRS à Grenoble et enseignant à l'Université Joseph Fourier de Grenoble, qui a dirigé cette thèse, pour les conseils qu'il m'a prodigués dans les calculs que j'ai entrepris et pour m'avoir aidé dans la compréhension de certains concepts fondamentaux de la physique quantique.*

*Je suis reconnaissant à Monsieur P. Boyer, Professeur à l'Université Joseph Fourier à Grenoble, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse, et à Monsieur R. Cinti, Directeur de Recherche au CNRS à Grenoble, qui s'est intéressé à ces travaux.*

*J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Vu Thien Binh, Professeur à l'Université Claude Bernard de Lyon, et à Monsieur R. Morin, Directeur de Recherche au CRMC2 à Marseille, qui ont bien voulu mobiliser leur temps pour juger ce mémoire. Je tiens à les remercier pour leur lecture attentive et critique.*

*La mise en oeuvre pratique de notre instrumentation a fait appel aux compétences de tous les membres de l'atelier mécanique du Service CMM. Je leur suis particulièrement gré de leur aide et de leurs réalisations soignées. Les membres du groupe EFM au sein duquel cette thèse a été préparée ont fabriqué les cathodes objets de cette étude, réalisé des dépôts de phosphore sur les anodes, et m'ont aidé pour plusieurs parties de mon instrumentation comme l'électronique ou le vide. Je voudrais les remercier pour leur accueil chaleureux.*

# PLAN

<b>LISTE DES FIGURES.....</b>	<b>6</b>
<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>9</b>
Références bibliographiques.....	13
<b>CHAPITRE 1: ASPECTS THEORIQUES.....</b>	<b>15</b>
1) Introduction.....	17
2) Emission par effet de champ.....	18
2.1) Barrière de Schottky.	
2.2) Modèle de Fowler-Nordheim.	
2.3) Fonction de répartition.	
2.4) Coefficient de transmission.	
2.5) Distribution énergétique et formule de Fowler-Nordheim.	
2.6) Application aux micropointes.	
3) Interférences et diffraction.....	25
3.1) Description quantique des interférences.	
3.2) Interférences électroniques.	
3.3) Diffraction électronique de Fresnel.	
3.3.1) Principe physique.	
3.3.2) Application au fil du biprisme.	
4) Lentilles électrostatiques.....	30
4.1) Principe et formalisme géométrique.	
4.2) Rôle des lentilles.	
4.3) Conservation de la phase.	
5) Conclusion.....	35
Références bibliographiques.....	36
<b>CHAPITRE 2: CHOIX DES CONDITIONS EXPERIMENTALES.....</b>	<b>39</b>
1) Introduction.....	41
2) Formation de la figure d'interférence.....	41
2.1) Principe du biprisme	
2.2) Calcul de l'interfrange	
2.3) Conditions d'interférence	
2.3.1) Recouvrement des faisceaux	
2.3.2) Cohérence spatiale	
2.3.3) Cohérence temporelle	
2.3.4) Conclusion	
2.4) Diffraction sur le fil	
3) Lentilles électrostatiques.....	47
3.1) Rôle des lentilles	

3.2) Action des lentilles	
3.2.1) Calcul des paramètres focaux	
3.2.2) Choix des dimensions	
3.2.3) Polarisation des lentilles	
3.2.4) Simulation du rôle des lentilles	
3.3) Défauts des lentilles	
3.3.1) Aberrations chromatiques	
3.3.2) Aberrations de sphéricité	
3.3.3) Autres aberrations géométriques	
3.3.4) Défauts mécaniques et électriques	
4) Système d'enregistrement.....	56
4.1) Principe	
4.1) Déflexion	
4.2) Résolution et luminosité	
5) Conclusions sur les grandeurs calculées.....	60
Références bibliographiques.....	61
<b>CHAPITRE 3: REALISATION EXPERIMENTALE.....</b>	<b>63</b>
1) Introduction.....	65
2) Cathode et porte-cathode.....	65
2.1) Cathode émissive	
2.2) Porte-cathode	
3) Biprisme de Möllenstedt.....	69
4) Lentilles électrostatiques.....	70
5) Système de visualisation et d'enregistrement.....	72
5.1) Anode	
5.2) Système de déflexion	
5.3) Electronique de détection	
5.4) Electronique d'enregistrement	
6) Montage mécanique de l'ensemble.....	76
6.1) Support interne	
6.2) Blindage magnétique	
6.3) Guidage externe	
7) Instrumentation extérieure.....	80
7.1) Vide	
7.2) Electronique	
Références bibliographiques.....	81
<b>CHAPITRE 4: CARACTERISATION DU DISPOSITIF</b>	
<b>EXPERIMENTAL.....</b>	<b>83</b>
1) Introduction.....	85
2) Tests des éléments du montage.....	86
2.1) Biprisme de Möllenstedt.	
2.2) Lentilles.	
2.3) Système d'enregistrement.	

2.3.1) Observation de l'image d'une grille.	
2.3.2) Simulation de la déflexion (SIMION).	
3) Image du fil du biprisme.....	94
3.1) But des mesures.	
3.2) Mesures.	
3.3) Exploitation.	
3.3.1) Mesure de la déflexion dans le plan objet.	
3.3.2) Glissement du channeltron.	
3.3.3) Image sur le phosphore.	
3.3.4) Simulation de la déflexion (SIMION).	
3.4) Calcul des autres grandeurs	
4) Conclusion sur les mesures.....	101
Références bibliographiques.....	101
<b>CHAPITRE 5: CARACTERISATION DES MICROPONTES.....</b>	<b>103</b>
1) Introduction.....	105
2) Caractéristique de Fowler-Nordheim.....	105
1.1) Courbe théorique	
1.2) Relevés expérimentaux	
3) Forme du faisceau émissif.....	107
3.1) Forme générale	
3.2) Structures internes	
4) Stabilité.....	111
4.1) Courant total	
4.2) Courant d'un sous-spot	
5) Phénomènes ondulatoires.....	116
5.1) Diffraction	
5.2) Interférences	
5.3) Interprétation	
6) Conclusion sur les mesures.....	124
Références bibliographiques.....	125
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>127</b>
Références bibliographiques.....	133
<b>ANNEXES.....</b>	<b>137</b>
Annexe 1: Calcul de la déviation dans un interféromètre de Möllenstedt.....	139
1) Problématique	
2) Description du système	
3) Méthode des invariants	
4) Méthode de variation de la quantité de mouvement	
5) Applications numériques	
Références bibliographiques	

Annexe 2: Méthode de calcul de l'interfrange dans un biprisme de Möllenstedt par le calcul du chemin optique.....	149
Annexe 3: Electronique de détection des impulsions channeltron.....	151
1) Introduction	
2) Partie HT	
3) Partie BT	
A: Préamplificateur de charge	
B: Amplificateur inverseur	
C: Comparateur	
4) Protection aux IEM	
4.1) Perturbations rayonnées	
4.2) perturbations conduites	
5) Nomenclature et plan	
Références bibliographiques	
<b>NOMENCLATURE GENERALE .....</b>	<b>155</b>

## LISTE DES FIGURES

### *Introduction*

Schéma de principe de notre expérience d'interférométrie. (page 11)

### *Chapitre 1*

Figure 1.1: Schéma de principe de notre expérience d'interférométrie. (page 17)

Figure 1.2: Energie potentielle d'un électron à l'interface métal-vide. (p18)

Figure 1.3: Schéma de principe d'une micropointe. (page 23)

Figure 1.4: Exemple de caractéristique courant-tension d'une pointe. (page24)

Figure 1.5: Biprismes de Fresnel et de Möllenstedt. (page 27)

Figure 1.6: Spirale de Cornu. (page 29)

Figure 1.7: Profil de luminosité obtenu par diffraction sur un bord d'écran. (page 29)

Figure 1.8: Diffraction sur les deux bords du fil. (page 30)

Figure 1.9: Principe de lentilles électrostatiques convergentes. (page 31)

Figure 1.10: Principe d'une lentille épaisse convergente. (page 31)

Figure 1.11: Formalisme descriptif des éléments du montage. (page 35)

## ***Chapitre 2***

- Figure 2.1: Principe du biprisme de Möllenstedt. (page 41)  
 Figure 2.2: Action d'une lentille épaisse représentée par ses paramètres focaux.(p48)  
 Figure 2.3: Lentille électrostatique à trois cylindres. (page 49)  
 Figure 2.4: Système des deux lentilles en série. (page 49)  
 Figure 2.5: Exemple d'abaque p-q pour une lentille à trois cylindres. (page 51)  
 Figure 2.6: Rôle des réglages de tensions sur les lentilles. (page 52)  
 Figure 2.7: Aberrations de distorsion. (page 55)  
 Figure 2.8: Principe d'enregistrement. (page 57)  
 Figure 2.9: Système de déflexion. (page 57)  
 Figure 2.10: Champ entre les défecteurs. (page 58)  
 Figure 2.11: Géométrie équivalente pour le calcul du champ. (page 58)

## ***Chapitre 3***

- Figure 3.1: Principe de fabrication des micropointes. (page 66)  
 Figure 3.2: Structure d'une cathode composée de plusieurs pointes. (page 66)  
 Figure 3.3: Structure macroscopique de la cathode. (page 67)  
 Figure 3.4: Porte-cathode. (page 68)  
 Figure 3.5: Interféromètre. (page 69)  
 Figure 3.6: Positionnement de l'optique sur le berceau. (page 70)  
 Figure 3.7: Support du phosphore et du channeltron. (page 72)  
 Figure 3.8 : Diaphragme d'entrée du channeltron. (page 73)  
 Figure 3.9: Fixation du channeltron sur l'anode. (page 74)  
 Figure 3.10: Représentation schématique de l'ensemble du montage. (page 78)  
 Figure 3.11: Electronique de commande de l'expérience. (page 81)

## ***Chapitre 4***

- Figure 4.1: Grandeurs paramétrant le rôle des éléments du montage. (page 85)  
 Figure 4.2: Taille de l'ombre ou de la surbrillance du fil en fonction de la tension fil-cylindre. (page 86)  
 Photographie 4.3: Ombre du fil grandie. (page 87)  
 Photographie 4.4: Image du diaphragme-grille. (page 88)  
 Figure 4.5: mesure du coefficient d'aberration de sphéricité par la méthode de l'ombre du fil. (page 89)  
 Figure 4.6: Enregistrement du profil de luminosité de l'ombre d'une grille. (page 90)  
 Figure 4.7: Simulation de la répartition de potentiel dans les défecteurs. (page 92)  
 Figure 4.8: Variation angulaire en fonction de la tension de déflexion et de l'abscisse des électrons à l'entrée du système de déflexion. (page 92)  
 Figure 4.9: Variation de la valeur de la déflexion en fonction des conditions initiales pour une tension de déflexion de 20V. (page 92)  
 Figure 4.10: Variation angulaire en fonction de l'abscisse des électrons au niveau du diaphragme de sortie. (page 93)  
 Figure 4.11: Variation de la valeur de la déflexion en fonction de l'abscisse des électrons au niveau du diaphragme de sortie. (page 93)  
 Figure 4.12: Exemple d'enregistrement du profil d'intensité de l'image sur l'anode.(p96)

- Courbe 4.13: Balayage de l'image du fil pour différentes valeurs de sa polarisation (p97)  
 Courbe 4.14: Variation de la déflexion en fonction du glissement du channeltron. (p 98)  
 Courbe 4.15: Taille de l'image du fil en fonction de sa polarisation (page 98).  
 Courbe 4.16: Déviation imprimée dans le biprisme en fonction de la tension appliquée au fil. (page 99)  
 Courbe 4.17: Déflexion imprimée aux électrons en fonction de la tension de déflexion appliquée. (page 99)

## **Chapitre 5**

- Figure 5.1: Caractéristiques courant-tension et de Fowler-Nordheim. (page 106)  
 Photographie 5.2: Faisceau déformé. (page 107)  
 Photographie 5.3: Faisceau non déformé. (page 107)  
 Figures 5.4 à 5.6: Différentes géométries de cathodes et simulation des trajectoires d'électrons émis. (page 108)  
 Figure 5.4: Géométrie LETI.  
 Figure 5.5: Géométrie Spindt.  
 Figure 5.6: Alternative proposée.  
 Figure 5.7: Anneau de refocalisation et effet sur le faisceau. (page 108)  
 Photographie 5.8: Structure du faisceau émissif d'une pointe. (page 109)  
 Figure 5.9: Evolution du courant d'anode en fonction du temps. (page 111)  
 Figure 5.10: Densité de probabilité du courant sur une période de 60 heures. (p 112)  
 Figures 5.11 & 5.12: Enregistrement simultané du courant total et de la densité de courant d'un sous-spot. (page 114)  
 Figure 5.11: Couplage direct.  
 Figure 5.12: Couplage indirect.  
 Figure 5.13: Profil de luminosité du bord gauche de l'ombre du fil. (page 117)  
 Figure 5.14: Fichier 21512. (page 119)  
 Figure 5.15: Fichier 22215. (page 119)  
 Figure 5.16: Fichier 22218. (page 120)  
 Figure 5.17: Fichier 22318. (page 120)  
 Figure 5.14 à 5.17: Enregistrement de figures d'interférences.  
 Courbe 5.18: Interfrange en fonction de la tension fil-cylindre. (page 121)

## **Conclusion**

- Schéma de principe d'un interféromètre compact. (page 131)

## **Annexes**

- Figure A.1: Repères. (page 140)  
 Plan A.2: Plan du détecteur. (page 154)

## INTRODUCTION

Les sources d'électrons sont à la base de nombreux produits "grand public" (écrans de télévision, sources micro-ondes, ioniseurs), d'outils technologiques (dépôt de couches minces, vacumètres, spectromètres de masse) ou scientifiques (microscopes, sources de rayons X, accélérateurs de particules). Elles représentent à la fois un marché important et un objet d'étude intéressant.

Lorsqu'un métal est chauffé à une température suffisante, certains électrons de la bande de conduction peuvent acquérir une énergie suffisante pour parvenir au dessus du travail de sortie, être arrachés au métal et émis dans le vide s'il existe un champ électrique qui les attire. Ce principe est appliqué à des filaments de tungstène qu'on chauffe par effet Joule et qui peuvent émettre plusieurs milliampères. Les filaments chauffants constituent à l'heure actuelle les sources d'électrons les plus répandues pour les applications que nous avons citées. Cependant, ils induisent une forte consommation (quelques watts pour un milliampère), sont polluants (évaporation de tungstène, production de photons depuis les ultra-violets jusqu'aux infra-rouges), et émettent de manière isotrope. C'est pourquoi l'utilisation d'un autre principe émissif pour les applications précitées paraît intéressante: c'est le principe de l'émission par effet de champ.

L'émission par effet de champ n'apparaît que pour des ordres de grandeur de  $10^8$  V/m. Ce champ électrique intense ne peut être obtenu que pour des tensions élevées ou avec des électrodes très rapprochées. C'est pourquoi ce principe, bien qu'il ait été observé [1] et expliqué [2] depuis plus d'un demi-siècle, n'a connu d'applications que tardivement.

Il a d'abord été utilisé avec des macropointes, ce qui implique des tensions d'extraction élevées. Ces pointes fortement émissives sont utilisées par exemple en microlithographie ou en microscopie électronique. Elles font encore l'objet de recherches visant en particulier à affiner leur extrémité jusqu'à l'atome afin d'obtenir une très grande maîtrise de l'émission (un seul site atomique émissif) [3-5].

Parallèlement à cela, on a prouvé qu'il est possible de rapprocher à quelques Angströms une pointe d'une surface métallique et d'obtenir l'effet de champ pour des tensions inférieures au volt [6]. L'invention du microscope tunnel, qui en découle, a valu le prix Nobel à Binnig et Rohrer.

Dès 1968, Spindt avait eu l'idée [7] d'utiliser l'effet de champ pour des sources à micropointes déposées sur un substrat en verre par des techniques de micro-électronique. Un courant de l'ordre du microampère par pointe peut être obtenu pour une tension de polarisation de quelques dizaines de volts (100V au maximum) et l'intégration d'un grand nombre de pointes permet d'obtenir des densités de courant comparables ou supérieures [8] à celles des filaments. Cette invention a été largement reprise par le LETI à partir de 1983 pour son application aux écrans plats [9,10] et plus récemment par de nombreux autres laboratoires [11].

*Remarque: Les micropointes ne sont pas les seules sources électroniques planes. En faisant passer un courant important dans une jonction p-n affleurant l'interface avec le vide, on donne à certains électrons une énergie suffisante pour s'arracher à cette surface [12]: ces sources ont malheureusement des distributions énergétiques de plusieurs eV, et sont par principe assez étendues. Des impulsions d'électrons peuvent aussi être obtenues en changeant très rapidement la polarisation naturelle de ferroélectriques [13,14]; ce procédé fait souvent appel à des impulsions haute-tension. Les applications de ces sources sont à ce jour ponctuelles ; van Gorkom et Hoeberechts ont envisagé par exemple l'application des jonctions p-n à la lithographie [15], Gundel et Riege ont utilisé les ferro-électriques dans un interrupteur à décharge [16].*

Parallèlement aux écrans qui représentent aujourd'hui le débouché le plus stratégique, des études ont été menées [17] ou sont poursuivies [18,19] sur d'autres dispositifs dans lesquels la substitution du filament chauffant par les micropointes présente un intérêt. D'autres applications, que les limites des filaments ne permettaient pas d'envisager, pourraient être imaginées dans l'avenir.

Pour ces raisons, l'étude des caractéristiques physiques de l'émission des micropointes paraît importante. Des travaux ont déjà été réalisés pour caractériser la dispersion énergétique des pointes [20,21]. Ceux-ci doivent être poursuivis et approfondis pour connaître aussi la cohérence spatiale du faisceau et identifier précisément le mécanisme d'émission de la pointe. Ces données sont en effet importantes dans tout le domaine de l'imagerie où la faible longueur d'onde des électrons est utilisée pour gagner en résolution. La connaissance et l'amélioration de ces paramètres peuvent nous permettre d'imaginer des applications similaires à celles du laser, même s'il est clair que la notion de cohérence n'a pas la même valeur (les électrons ne sont pas émis à partir du même niveau quantique par effet d'avalanche, et on ne peut parler de cohérence *entre* électrons). Ce sont donc les caractéristiques émissives des pointes qui constituent le centre d'intérêt principal de l'étude que nous allons présenter dans la suite.

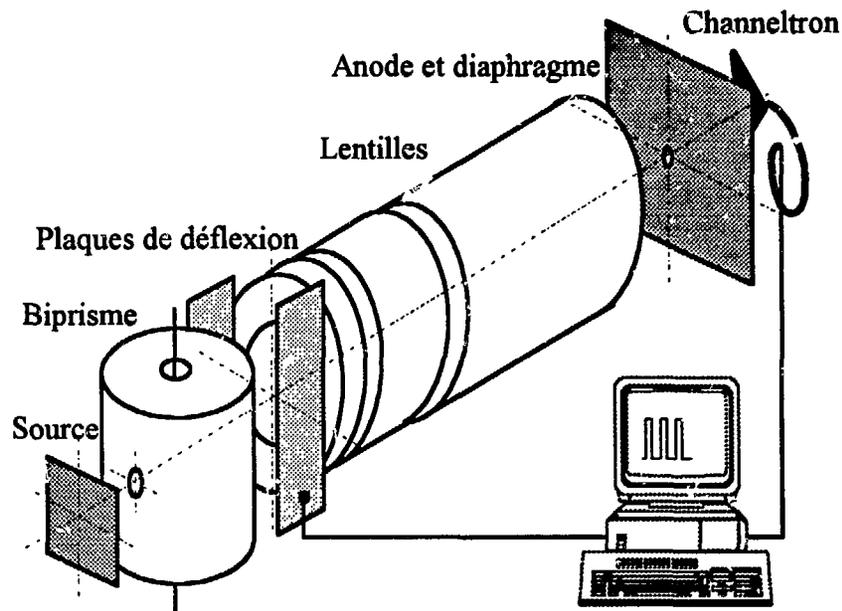
Il paraissait avantageux de réaliser cette étude par l'intermédiaire d'une expérience d'interférométrie, et ce pour plusieurs raisons:

- l'interférométrie électronique, comme l'interférométrie optique (photonique), donne une image directe des caractéristiques ondulatoires des "quants" sous la forme de franges. Il est alors possible de remonter aux grandeurs physiques de l'émission par des considérations connues.
- elle doit permettre au laboratoire d'acquérir de l'expérience dans le domaine de l'optique électronique.
- elle peut déboucher directement (c'est à dire sans grand effort d'adaptation) sur une application intéressante: l'holographie [22-25].

Par la suite, la compacité de la source et le fait qu'elle soit intégrée sur un substrat permettront d'imaginer l'invention de nouveaux composants d'optique électronique dont les concepts seraient calqués sur ceux de "l'optique de verre", pour reprendre le terme de Grivet [26], voire sur ceux de l'optique ondulatoire.

De nombreuses expériences d'interférométrie électronique ont été réalisées en utilisant un biprisme dit de Möllenstedt (semblable dans son principe au biprisme de

Fresnel en optique) entouré d'une optique électronique sophistiquée donnant des grossissements très élevés. Certains dispositifs ont été réalisés avec des quadrupôles magnétiques [27] et pour des électrons de l'ordre de 100keV [28] à 300keV [29]. D'autres expériences plus récentes ont été faites en insérant un biprisme dans un microscope électronique. Les interférences sont dans ce cas obtenues avec des électrons de 10 à 100keV [30-32]. A notre connaissance, Fischer & Lischke [33] sont les seuls à avoir inséré entre l'optique de mise en forme du faisceau et le biprisme une lentille retardatrice qui leur permette de créer des interférences à partir d'électrons de 150eV. Ils ont ainsi vu des franges beaucoup plus espacées. Très récemment, Nicklaus et Hasselbach ont obtenu des interférences avec des électrons de 358eV sans mise en forme mais en utilisant un filtre de Wien pour obtenir un faisceau très cohérent [34].



*Schéma de principe de notre expérience d'interférométrie.*

C'est la voie ouverte par ces deux dernières équipes que nous avons choisi de suivre. Nous exploitons donc sans mise en forme un faisceau d'électrons lents (de l'ordre de 100eV) obtenu à partir d'une micropointe à effet de champ fabriquée dans notre laboratoire. Le faisceau passe dans un biprisme de Möllenstedt, puis la figure est grossie par un système de lentilles électrostatiques avant d'être détectée par un dispositif composé d'un détecteur channeltron (multiplicateur tubulaire d'électrons) comptant à travers un diaphragme l'image balayée par un déflecteur.

**Par rapport à ce qui existe déjà, notre dispositif présente les avantages suivants:**

- simplicité du dispositif par rapport à une colonne de microscope électronique (tous les paramètres sont contrôlables et modifiables).
- pas d'accélération ni de traitement du faisceau à la sortie de la source.
- très bon vide et donc meilleure stabilité de l'émission (voir Chapitre 5).
- possibilité de traitement de la pointe in-situ pour en modifier les caractéristiques.
- obtention d'un grand interfrange (grande longueur d'onde).

Cette expérience est un premier pas pour imaginer des dispositifs encore plus simples et éventuellement compacts. Cette étude ne va pas à contre-courant de celles conduites précédemment, mais elle vise à mettre à profit les qualités des sources du LETI pour fabriquer des composants sur le principe d'appareillages complexes.

Le but de cette thèse est donc de construire une expérience d'interférométrie qui permette d'évaluer les potentialités des micropointes pour des applications d'optique électronique.

Dans un premier chapitre, nous exposons les concepts théoriques nécessaires à la compréhension des phénomènes d'émission par effet de champ, d'interférences et de diffraction. Nous montrons également que l'utilisation de lentilles ne brouille pas la figure obtenue en sortie du biprisme. Ce chapitre a aussi pour but de montrer que la plupart des problèmes d'optique électronique que nous rencontrons dans cette expérience peuvent être traités par analogie avec l'optique et en utilisant le formalisme ondulatoire ou l'approximation de l'optique géométrique.

Le deuxième chapitre est consacré à la justification des choix expérimentaux que nous avons faits et aux calculs qui permettent de simuler le rôle des différents éléments du montage, leurs défauts et leurs limites. Les calculs s'appuient pour une grande part sur l'analogie des formalismes optique et électronique que le premier chapitre met en lumière. Nous essayons chaque fois que cela est possible de donner les ordres de grandeur utiles pour l'exploitation pratique de cette instrumentation, et pour montrer quelles sont les contraintes à respecter pour que l'expérience puisse aboutir.

Dans le troisième chapitre, nous exposons la réalisation des éléments du montage, en détaillant les différentes contraintes électrostatiques, magnétostatiques, mécaniques ou de compatibilité avec l'ultravide auxquelles nous avons été confrontés lors de cette conception.

Dans un quatrième chapitre, nous abordons la caractérisation des différents éléments du montage séparément, puis en série pour obtenir une image sur l'anode. Dans le deuxième chapitre, les rôles des différents éléments ont été calculés séparément; il est donc particulièrement important de vérifier la façon dont leurs actions se composent.

Le cinquième porte enfin sur l'étude de la pointe en soi et les observations que nous avons faites sur leur mécanisme d'émission. Un certain nombre de conclusions sont avancées sur les potentialités des pointes dans le domaine d'application que nous visons, et sur les adaptations qu'il conviendrait de faire pour améliorer leurs qualités spécifiques.

Les chapitres 2, 3 et 4 concernent presque exclusivement l'instrumentation que nous avons construite, alors que les chapitres 1 et 5 portent essentiellement sur l'aspect théorique de l'expérience et les résultats des observations sur les pointes.

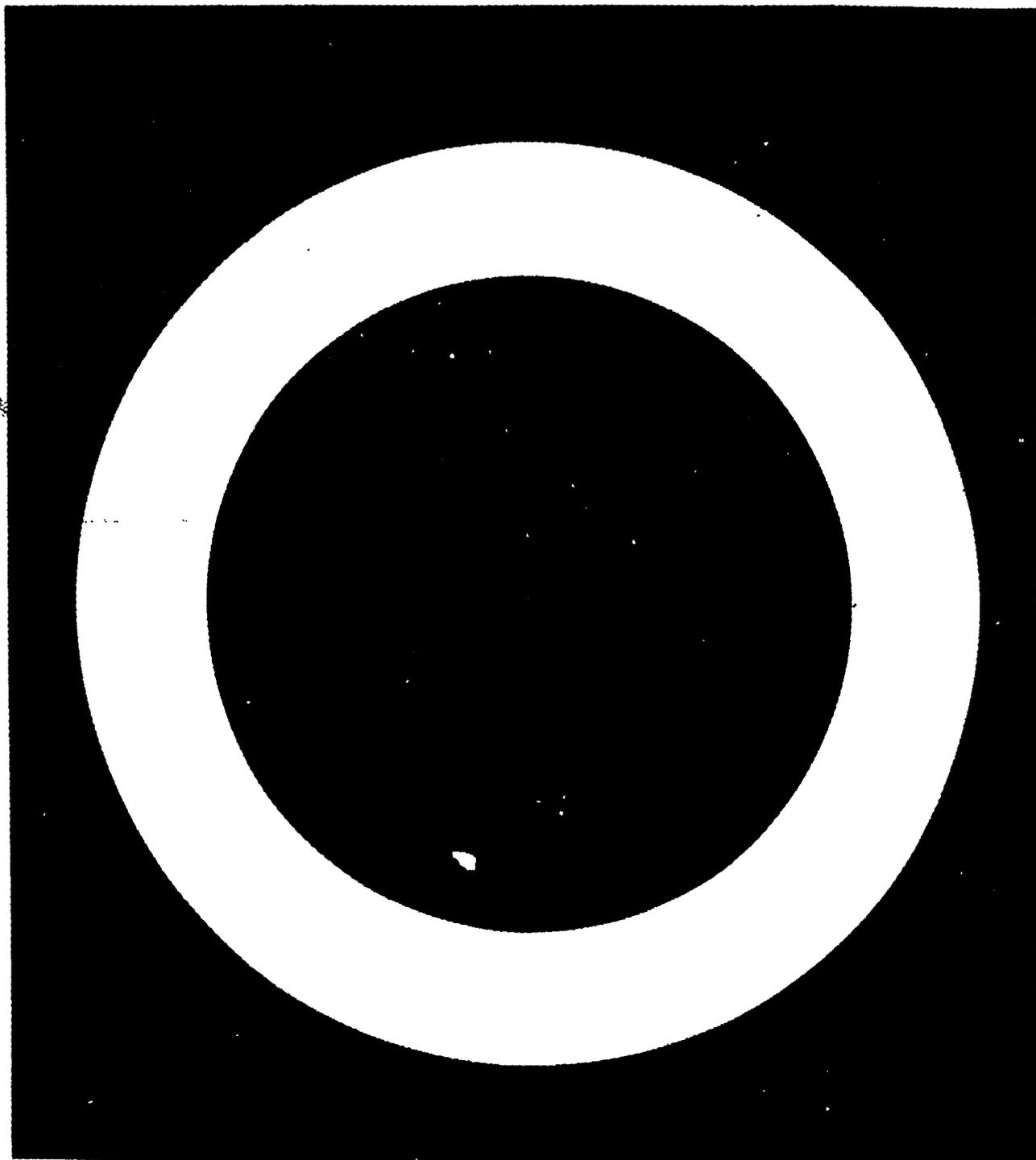
## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] R.A.Millikan & C.F.Eyring, *Phys Rev* 27 (1926) p51.
- [2] R.H.Fowler & L.Nordheim, *Proc R. Soc. London*, A119 (1928), p173.
- [3] H.W.Fink, mono-atomic tips for scanning tunneling microscopy, *IBM J. Res. develop.* Vol 30, n°5 (1986) pp460-465.
- [4] Vu Thien Binh & N.Garcia, On the electron and metallic ion emission from nanotips fabricated by field-surface-melting technique: experiments on W and Au tips, *Ultramicroscopy* 44-88 (1992) p80.
- [5] V.G.Butenko, Yu.A.Vlasov, O.L.Golubev & V.N.Shrednik, Point sources of electrons and ions using microprotusion on the top of a tip, *Surface Science* 266 (1992) pp165-169.
- [6] G.Binnig, H.Rohrer, Ch.Gerber & E.Weibel, *Appl Phys Letter*, 40 (1982) pp178-180.
- [7] C.A.Spindt, A Thin-Film Field-Emission Cathode, *J. Appl. Phys.* 39 (1968) p3504.
- [8] C.A.Spindt, C.E.Holland, A.Rosengreen, I.Brodie, Field-emitter arrays for vacuum microelectronics, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol 38, n°10 (oct 1991) p2355.
- [9] R.Baptist, Ecrans Fluorescents à Micropointes, *L'onde Electrique*, Vol 71, n°6 (1991) p36.
- [10] P.Vaudaine & R.Meyer, Microtips Fluorescent Displays, *International Electron Devices Meeting*, Washington DC, December 8-11 (1991) pp197-200.
- [11] 4th IVMC (International Vacuum Microelectronics Conference), Nagahama, Japan (August 22-24, 1991).
- [12] G.G.P.van Gorkom & A.M.E.Hoeberechts, Electron Emission from depletion layers of silicon p-n junctions, *J.Appl. Phys.*, 51(7), (Juillet 1980) pp3780-3785.
- [13] A.Koller & M.Beranek, *Czech. J.Phys.* 9 (1959) p402.
- [14] B.Rosenblum, P.Braünlich & I.P.Carrico, *Appl Phys. Letter* 25 (1974) p17.
- [15] G.G.P. van Gorkom & A.M.E.Hoeberechts, Silicon cold cathodes as possible sources in electron lithography systems, *J.Vac. Sci. Technol.* A5(4) (Jul/Aug 1987) pp1544-1548.
- [16] H.Gundel, H.Riege, J.Handerek & K.Zioutas, Low-pressure hollow cathode switch triggered by a pulsed elctron beam emitted from ferroelectrics, *Appl. Phys. Letter* 54 (21) (Mai 1989) pp2071-2073.
- [17] C.C.Curtis & K.C.Hsieh, Spacecraft mass spectrometer ion source employing field emission cathodes, *Rev. Sci. Instr.*, 57 (1986) p989.
- [18] E.Molva & Al, Microgun pumped semiconductor lasers: applications to CdTe-CdMnTe, 7th Trieste Semiconductor Symposium- Wide Band Gap Semiconductors, June 8-12, 1992, Trieste, Italy.

- [19] R.Baptist & C.Py, Vacumètre à ionisation, Brevet CEA (1991).
- [20] A.Brenac, R.Baptist, G.Chauvet & R.Meyer, Caractéristiques énergétiques de cathodes à micropointes à émission de champ, *Revue Phys. Appl.*, 22 (1987) p1819-1834.
- [21] R.Baptist, A.Ghis & R.Meyer, Energetic characterization of field emission cathodes, 2nd Int. Conf. on Vacuum Microelectronics, Bath (1989) pp85-88.
- [22] D.Gabor, A new microscopic principle, *Nature* (May 1948) p777.
- [23] C.Fert, J.Faget, M.Fagot & J.Ferré, un microscope électronique interférentiel, *J. Microscopie*, n°1 (1962) pp1-12.
- [24] A.Tonomura, Applications of electron holography, *Rev. Mod. Physics*, Vol59, n°3, Part1 (1987) pp639-669.
- [25] H.Lichte, Electron holography approaching atomic resolution, *Ultramicroscopy* 20 (1986) pp293-304.
- [26] P.Grivet, M.Y.Bernard & A.Septier, *Optique Electronique*, Bordas 1955.
- [27] J.Faget & C.Fert, Diffraction et interférences en optique électronique, *Cahiers de la Physique* 83 (1957) pp285-296.
- [28] E.Kerschbaumer, Ein Biprisma-Interferometer für 100keV Elektronen und seine Anwendung, *Z.Phys.* 201 (1967) pp200-208.
- [29] B.Schiebel, Elektroneninterferometrische Bestimmung des mittleren inneren Potentials von epitaktisch aufgestäubten Metallschichten, 19 Tagung für Elektronenmikroskopie, Tübingen (1979) p90.
- [30] G.Möllenstedt & H.Lichte, Electron Interferometry, dans "Neutron Interferometry" édité par U.Bonse & H.Rauch, Clarendon Press, Oxford (1979) pp363-388.
- [31] G.F.Missiroli, G.Pozzi & U.Valdrè, Electron interferometry and interference electron microscopy, *J.Phys. E. Sci. Instr.*, Vol 14 (1981) pp649-671.
- [32] A.Tonomura, Electron interferometry using a coherent beam from point electron source, *J.Vac. Sci. Technol.* A8 (1) (Jan/Feb 1990) pp155-159.
- [33] M.Nicklaus & F.Hasselbach, Wien filter: a wave-packet-shifting device for restoring longitudinal coherence in charged-matter-wave interferometers, *Phys. Rev. A*, Vol 48, n°1 (Juillet 93) pp152-160.
- [34] D.Fischer & B.Lischke, Biprismainterferenzen mit langsamen Elektronen, *Z.Phys* 205 (1967) pp458-464.

## **CHAPITRE 1: ASPECTS THEORIQUES.**

- 1) Introduction.
  - 2) Emission par effet de champ.
    - 2.1) Barrière de Schottky.
    - 2.2) Modèle de Fowler-Nordheim.
    - 2.3) Fonction de répartition.
    - 2.4) Coefficient de transmission.
    - 2.5) Distribution énergétique et formule de Fowler-Nordheim.
    - 2.6) Application aux micropointes.
  - 3) Interférences et diffraction.
    - 3.1) Description quantique des interférences.
    - 3.2) Interférences électroniques.
    - 3.3) Diffraction électronique de Fresnel.
      - 3.3.1) Principe physique.
      - 3.3.2) Application au fil du biprisme.
  - 4) Lentilles électrostatiques.
    - 4.1) Principe et formalisme géométrique.
    - 4.2) Rôle des lentilles.
    - 4.3) Conservation de la phase.
  - 5) Conclusion
- Références bibliographiques.



## 1) INTRODUCTION

L'expérience d'interférométrie dans son principe peut être sommairement décrite de la manière suivante (voir Figure 1.1): en face de la micropointe est placé un biprisme de Möllenstedt [1] qui sépare le faisceau en deux moitiés et les défléchit pour qu'elles se recouvrent, de sorte qu'un phénomène d'interférences est observable si les caractéristiques de la source le permettent. L'image obtenue constitue l'objet d'un système de lentilles électrostatiques destiné à l'agrandir pour pouvoir en apprécier les détails. Enfin, cette image grossie est enregistrée et analysée grâce à un détecteur qui compte les électrons à travers un diaphragme (nous en parlerons au chapitre suivant).

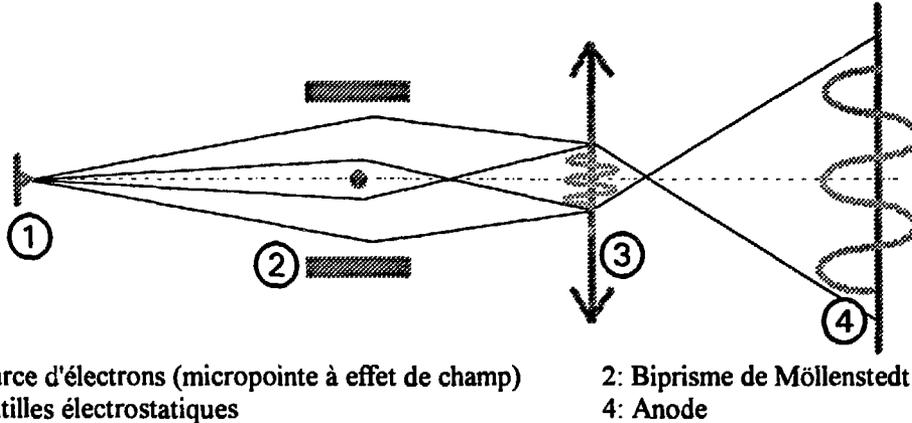


Figure 1.1: Schéma de principe de notre expérience d'interférométrie

L'émission d'un électron par effet tunnel s'explique en considérant sa fonction d'onde dans le matériau, dans la barrière tunnel et à proximité du matériau. Dès qu'il est sorti de la pointe, l'électron est accéléré par le champ électrostatique et la notion de trajectoire est suffisante pour le décrire même lorsqu'il arrive dans le biprisme de Möllenstedt où il est dévié par le champ électrostatique attractif imposé par un fil conducteur tendu au centre du biprisme. En revanche, si l'on collecte un grand nombre d'électrons sur une anode située à la sortie de l'interféromètre, une image constituée de zones successivement brillantes et obscures ne peut être comprise qu'en associant à nouveau à chaque électron sa fonction d'onde, et en attribuant un comportement statistique à l'ensemble des électrons du faisceau. L'image du fil formée en cet endroit n'étant pas assez grande, nous enlevons l'anode pour la placer derrière un système de lentilles grossissantes dont nous paramétrons le comportement en revenant à la notion de trajectoire des électrons qui le traversent. Enfin, nous espérons trouver sur notre anode l'image structurée de franges que nous aurions vue avant les lentilles, en comptant les électrons participant à la formation de chacune des franges.

Ce passage incessant d'une description corpusculaire à ondulatoire n'est justifiable que dans la mesure où elle simplifie la compréhension des phénomènes et les calculs qui seront l'objet du deuxième chapitre. Nous tenterons sommairement dans ce chapitre d'asseoir la description de la "vie" d'un électron entre la pointe émissive et l'anode collectrice sur des bases quantiques, en justifiant lorsque c'est nécessaire les modèles calculatoires du chapitre suivant.

## 2) EMISSION PAR EFFET DE CHAMP

### 2.1) Barrière de Schottky

L'effet tunnel est obtenu en appliquant entre une cathode et une grille d'extraction en général métalliques un champ électrostatique accélérateur pour les électrons; c'est l'effet de ce champ qui permet d'extraire des électrons. Le calcul de l'énergie potentielle à l'interface métal-vide de la cathode a été proposé en 1923 par Schottky [2]. Pour simplifier le modèle, on se place dans le cas où les deux électrodes forment un condensateur plan, de sorte que le champ accélérateur est constant et dirigé suivant la normale à la cathode. Le problème est ainsi ramené à une seule dimension, et on peut repérer l'espace par une abscisse  $z$ , que nous choisissons nulle à l'interface métal-vide (voir Figure 1.2). La référence de potentiel est le potentiel que les électrons auraient loin du métal en l'absence de champ (et sans interaction les uns avec les autres).

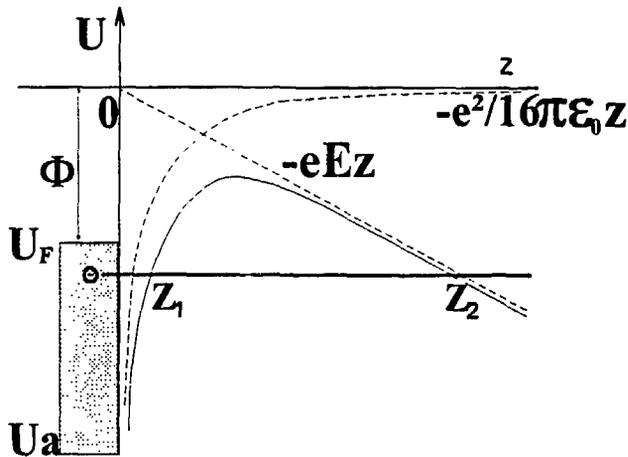


Figure 1.2: Energie potentielle d'un électron à l'interface métal-vide.

$U_F$ : énergie de Fermi.  
 $U_a$ : énergie potentielle des électrons dans le métal.  
 $\Phi$ : potentiel d'extraction du métal (ici  $U_F = -\Phi$ ).  
 $E$ : champ électrique.

A l'intérieur du métal, l'énergie potentielle des électrons est  $U_a$ . A l'extérieur du métal, un électron est soumis à la somme d'une force d'attraction due au champ électrostatique et d'une force de rétention par le métal due au trou qu'il a créé en s'arrachant au métal. Le potentiel correspondant à cette force est appelé potentiel image. Soit  $E$  le module du champ électrostatique dirigé suivant  $-Oz$ .

L'énergie potentielle résultante s'écrit donc:

$$U(z) = U_a \text{ pour } z < 0, \quad U(z) = -eEz - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} \text{ pour } z > 0. \quad (1.1)$$

## 2.2) Modèle de Fowler-Nordheim

L'énergie totale des électrons dans le métal est comprise entre  $U_a$  et le niveau de Fermi  $U_F$ . Pour être extrait du métal, un électron devrait classiquement gagner une énergie au moins égale à l'énergie potentielle d'extraction du métal afin de pouvoir franchir la barrière de Schottky (qui est en fait moins haute que la barrière triangulaire en raison de l'abaissement Schottky dû au potentiel image, voir Figure 1.2). Toutefois, d'un point de vue quantique, un électron peut avoir une énergie totale inférieure à son énergie potentielle dans certaines régions de l'espace. Cela correspond à une certaine probabilité de présence dans des régions classiquement interdites. Ceci permet d'observer l'arrachement d'électrons à un métal sans apport d'énergie: la fonction d'onde des électrons du métal s'étend dans la barrière Schottky, et il existe donc une certaine probabilité que la particule pénètre cette barrière et même la traverse. Ce phénomène a été paramétré en 1928 par Fowler et Nordheim [3,4] dont la description est largement admise (voir par exemple [5,6,7]). Leur méthode consiste à calculer la distribution énergétique des électrons émis par effet de champ, puis à l'intégrer sur l'intervalle  $\{U_a, U_F\}$  pour obtenir la densité de courant.

La probabilité  $D$  qu'un électron du métal pénètre la barrière de Schottky dépend de son énergie normale  $W=U(z)+p_z^2/2m$ , où  $p_z$  est sa quantité de mouvement dans la direction  $Oz$ . Soit  $N(W)dW$  le nombre d'électrons dans le métal possédant une énergie normale comprise entre  $W$  et  $W+dW$ ;  $N$  est la fonction de répartition des électrons dans le métal. Le nombre d'électrons passés par effet tunnel compris dans le même intervalle d'énergie s'écrit  $P(W)dW=N(W)D(W)dW$ . Notons que cette distribution énergétique n'est pas observable, contrairement à la distribution en énergie totale qui l'est par un analyseur retardateur [7,8,9]. La grandeur observable est dans notre cas la densité de courant obtenue par intégration de  $P(W)dW$  sur les valeurs possibles de l'énergie normale.

## 2.3) Fonction de répartition

La fonction de distribution des électrons dans le métal, décrite par la statistique de Fermi-Dirac, s'écrit:

$$n(p_x, p_y, p_z, H) = \frac{2v}{h^3} \frac{dp_x dp_y dp_z}{\exp\left(\frac{H - \Phi}{k\Theta}\right) + 1} \quad (1.2)$$

Où  $v$  est la vitesse de l'électron,  $h$  la constante de Planck,  $k$  la constante de Boltzman et  $\Theta$  la température absolue.

On peut définir  $N(W, H)dWdH$  comme le nombre d'électrons par unité de surface et de temps se déplaçant avec une quantité de mouvement *suivant z* comprise entre  $p_z$  et  $p_z+dp_z$ . On déduit d'après (1.2):

$$N(W)dW = \iint_{p_x, p_y} \frac{2v_z}{h^3} \frac{dp_x dp_y dp_z}{\exp\left(\frac{H - \Phi}{k\Theta}\right) + 1}$$

or  $mv_z dp_z = p_z dp_z = mdW$  et  $H = W + \frac{p_x^2}{2m} + \frac{p_y^2}{2m}$  donc:

$$N(W)dW = \frac{2}{h^3} dW \iint_{p_x, p_y} \frac{dp_x dp_y}{\exp\left(\frac{W - \Phi}{k\Theta}\right) \exp\left(\frac{p_x^2 + p_y^2}{2mk\Theta}\right) + 1}$$

Cette intégrale est soluble aisément en introduisant le changement de variables  $p_x = p \cos\theta$  et  $p_y = p \sin\theta$ . On obtient alors

$$N(W)dW = \frac{2}{h^3} dW \int_{p=0}^{\infty} \int_{\theta=0}^{2\pi} \frac{p dp d\theta}{\exp\left(\frac{W - \Phi}{k\Theta}\right) \exp\left(\frac{p^2}{2mk\Theta}\right) + 1}$$

et finalement:

$$N(W)dW = \frac{4\pi mk\Theta}{h^3} \text{Ln}\left(1 + \exp\left(-\frac{W - \Phi}{k\Theta}\right)\right) dW \quad (1.3)$$

#### 2.4) Coefficient de transmission

Le calcul de ce coefficient peut être fait par de nombreuses méthodes analytiques approchées ou numériques, recensées par exemple par Gadzuk et Plummer [6]. Signalons plus récemment les travaux de Greenhow et Matthew [10] qui calculent les solutions de l'équation de Schrödinger par des méthodes numériques, notamment dans le cas de la barrière tunnel. Nous avons choisi de présenter la méthode de résolution selon l'approximation WKB (voir par exemple [11] page 269), qui est la plus classique, bien qu'elle ne corresponde pas à celle que Fowler et Nordheim avaient utilisée originellement.

Dans le cas d'un système stationnaire, la probabilité qu'un électron du métal passe la barrière de Schottky est le rapport des modules au carré de sa fonction d'onde  $\Psi(z)$  de part et d'autre de la barrière; la fonction d'onde dans la barrière et de part et d'autre de la barrière peut être obtenue en résolvant directement l'équation de Schrödinger indépendante du temps et à une dimension:

$$\frac{d^2\Psi}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U(z))\Psi = 0 \quad (1.4)$$

$\hbar = h/2\pi$  et  $m$  est la masse de l'électron.

Les solutions de l'équation (1.4) sont de la forme:

$$\Psi(z) = \Psi_0 \exp\left(\frac{i}{\hbar} f(z)\right),$$

et l'équation (1.4) se réduit à:

$$-f'(z)^2 + i\hbar f''(z) + 2m(W - U(z)) = 0 \quad (1.5).$$

(les primes désignent les dérivées successives de  $f(z)$ , et  $\psi_0$  est une constante de normalisation).

On peut alors obtenir des solutions approchées de cette équation en faisant un développement de  $f$  en puissances de  $\hbar$  (rappelons que la limite classique est retrouvée lorsque  $\hbar$  tend vers 0). On écrit  $f(z) = f_0(z) + \hbar f_1(z) + \dots$  et l'équation (1.5) est ramenée au système:

$$\begin{aligned} -f_0'^2(z) + 2m(W - U(z)) &= 0 \\ -2f_0'(z)f_1'(z) + \frac{i}{2\pi}f_0''(z) &= 0 \quad \text{etc...} \end{aligned} \quad (1.6)$$

On peut montrer qu'en première approximation  $\hbar f_1(z)$  reste toujours petit devant  $f_0(z)$  et nous ramenons donc l'équation (1.5) à la première équation simplifiée du système (1.6). Comme dans la barrière tunnel  $W - U(z) < 0$ , la solution est du type:

$$f(z) = \int_{z_0}^z i\sqrt{2m(U(z) - W)} dz$$

De part et d'autre de la barrière tunnel,  $W - U(z)$  est positif et le  $i$  disparaît dans l'intégrale.

Le coefficient de transmission à travers la barrière de Schottky pour un  $W$  donné est la probabilité qu'un électron se présentant d'un côté de la barrière tunnel soit retrouvé de l'autre côté. On écrit donc :

$$D(w) = \frac{P(z_2)}{P(z_1)} = \frac{|\Psi(z_2)|^2}{|\Psi(z_1)|^2} = \exp\left(\frac{2i}{\hbar} \int_{z_1}^{z_2} i\sqrt{2m(U(z) - W)} dz\right).$$

Où  $z_1$  et  $z_2$  sont les limites de la barrière de potentiel (voir Figure 1.2), solutions de l'équation (du second degré)  $U(z) = W$ .

On trouve finalement:

$$D(w) = \exp\left(\frac{-1}{\hbar} \int_{\frac{W^2 - \sqrt{W^2 - 2eE}}{2eE}}^{\frac{W^2 + \sqrt{W^2 - 2eE}}{2eE}} \sqrt{8m(U(z) - W)} dz\right) \quad (1.7)$$

Cette intégrale a été calculée en 1928 par Nordheim [4]; elle fait intervenir des intégrales elliptiques complètes du premier et du second ordre. Aujourd'hui ces intégrales sont calculées par des méthodes numériques; dans un souci de simplification et pour obtenir une formule exploitable, nous suivons cependant l'approximation de Good et Müller [5]. Ces derniers proposent une expression simplifiée sous la forme:

$$D(w) = \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m} W^3}{3\hbar e E} v(y)\right) \quad (1.8)$$

Où  $v$  est une fonction faiblement variable de  $y = \frac{\sqrt{e^3 E}}{\Phi}$  qui est l'abaissement relatif de la barrière de Schottky dû au potentiel image (voir Figure 1.2).

### 2.5) Distribution énergétique et formule de Fowler-Nordheim

Nous obtenons à partir des formules (1.3) et (1.8):

$$P(W)dW = \frac{4\pi m}{h^3} \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m} W^3}{3\hbar e E} v(y)\right) \text{Ln}\left(1 + \exp\left(-\frac{W - \Phi}{k\Theta}\right)\right) dW$$

La densité de courant émis est alors obtenue en intégrant la distribution  $P(W)dW$  des électrons émis sur toutes les valeurs de l'énergie normale  $W$  possibles:  $j = \int_{-\infty}^{\Phi} P(W)dW$ .

Pour de faibles valeurs de  $\Theta$ , on écrit:  $\text{Ln}\left(1 + \exp\left(-\frac{W - \Phi}{k\Theta}\right)\right) \cong -\frac{W - \Phi}{k\Theta}$

Un calcul numérique exact montre que  $P(W)$  décroît très rapidement lorsque  $W$  diminue, de sorte que la plupart des électrons émis le sont pour une énergie proche du niveau de Fermi\*. On écrit alors, pour des valeurs de  $W - \Phi$  petites devant  $\Phi$ , un développement limité au premier ordre de l'expression de  $D(W)$ :

$$P(W)dW = \frac{4\pi m}{h^3} \exp(-c + (W - \Phi)/d) \frac{\Phi - W}{k\Theta} dW \quad (1.9)$$

avec:  $c = \frac{4\sqrt{2m} \Phi^3}{3\hbar e E} u(y)$  et  $d = \frac{\hbar e E}{2\sqrt{2m} \Phi t(y)}$

$u$  et  $t$  sont des fonctions faiblement variables dont Good et Müller donnent des tabulations pour des valeurs de  $y$  variant de 0 à 1; en première approximation, nous prendrons  $t^2(y) \approx 1,1$  et  $u(y) \approx 0,95 - y^2$  (cette approximation est largement suivie [9,12]).

\* La largeur à mi-hauteur de la distribution énergétique de l'émission est de l'ordre de 0,2eV à température nulle et 0,3eV à température ambiante, en assez bon accord avec les mesures, même si celles-ci ne sont pas faites entre deux électrodes planes mais avec des pointes de Tungstène [8] où des micropointes [9,13].

L'approximation de la formule (1.9) donne alors la formule:

$$j = \frac{e^3 E^2}{8\pi \hbar \Phi t^2(y)} \exp\left(\frac{-8\pi\sqrt{2m} \Phi^{3/2} u(y)}{3\hbar e E}\right) \frac{1}{\text{sinc}\left(\frac{\pi k \Theta}{d(\Phi, E)}\right)} \quad (1.10)$$

où  $\text{sinc}$  représente la fonction sinus cardinale:  $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ .

A température nulle, le terme en  $\text{sinc}$  disparaît et on obtient la formule de Fowler-Nordheim:

$$j = \frac{A E^2}{\Phi t^2(y)} \exp\left(\frac{-B \Phi^{3/2} u(y)}{E}\right) \text{ avec } A = \frac{e^3}{8\pi \hbar} \text{ et } B = \frac{8\pi\sqrt{2m}}{3\hbar e} \quad (1.11)$$

Cette formule montre que la densité de courant dépend très fortement du champ électrique et du travail de sortie du matériau. La réduction de l'ordre de grandeur de l'espacement entre électrodes est importante, ainsi que la forme de

l'électrode émettrice dont dépend fortement le champ; le choix du métal est également en partie subordonné à la valeur de  $\Phi$  (sa stabilité chimique, sa compatibilité avec des utilisations sous ultravide sont d'autres critères de choix).

### 2.6) Application aux micropointes

Le principe des micropointes à effet de champ fabriquées dans notre laboratoire est le suivant [14]: au fond d'un trou dont le bord est métallique (Figure 1.3), une pointe également métallique de petite dimension (de l'ordre du micron) est déposée par évaporation. La distance entre le bord métallique du trou, appelé grille (d'extraction), et la pointe est du même ordre de grandeur. L'utilisation des techniques de la micro-électronique pour la fabrication de micropointes a constitué un très grand progrès puisqu'il permet d'obtenir l'effet de champ au sommet de la pointe pour des valeurs de tension peu élevées (typiquement de 50 à 100eV pour nos pointes).

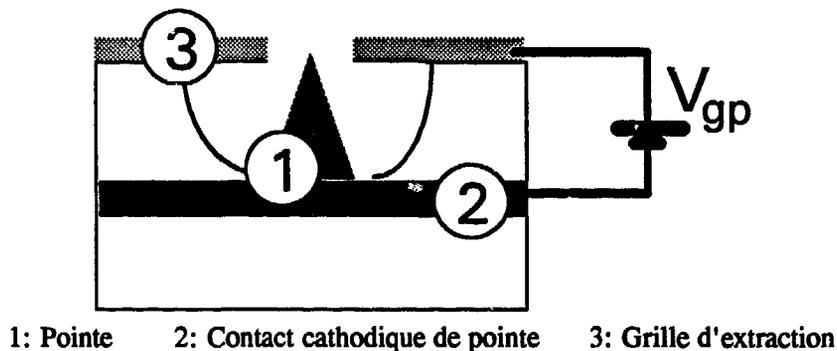


Figure 1.3: Schéma de principe d'une micropointe

La formule obtenue par Fowler et Nordheim est applicable à une surface émettrice plane. On ne peut en toute rigueur l'employer à une pointe dont l'extrémité présente une surface de grande courbure. Pour affiner le modèle, certains calculs sont faits en considérant que la pointe est constituée d'un certain nombre de petites surfaces planes réparties sur la surface de la pointe [15]. Ce modèle n'est pas encore pleinement satisfaisant, car la source est vraisemblablement de dimensions très réduites, et il faudrait tenir compte de sa structure atomique pour calculer précisément les fonctions d'onde dans et hors de la pointe. Cutler et al ont prouvé théoriquement que la formule de Fowler-Nordheim devenait particulièrement inadaptée pour des pointes de rayon de courbure inférieur à 10nm [16].

Toutefois, l'expérience montre que l'émission de la pointe suit dans notre cas approximativement la loi de Fowler et Nordheim, qu'on adapte en fonction des paramètres "visibles" de l'expérience, c'est à dire la tension  $V_{gp}$  de polarisation entre grille d'extraction et pointe et du courant  $I$  émis par la pointe.

On a  $I=j.S$  où  $S$  est la surface émissive effective de la pointe. En supposant que le champ au sommet de la pointe est proportionnel à  $V_{gp}$ , on obtient alors:

$$I = aS \frac{V_{gp}^2}{\Phi} \exp\left(-b \frac{\Phi^{3/2}}{V_{gp}}\right) \quad (1.12).$$

avec, en introduisant les expressions approchées de  $t(y)$  et  $v(y)$  (et en négligeant l'influence de la température):

$$a = \frac{A\beta^2}{0,95} \exp(e^3/\Phi^{1/2}) = \frac{e^3\beta^2}{8\pi h \cdot 0,95} \exp(e^3/\Phi^{1/2}), b = Bv(y)/\beta = \frac{8\pi\sqrt{2m}}{3he\beta} \cdot 1,1$$

et  $E = \beta \cdot V_{gp}$  (1.13).

$\beta$  est appelé le facteur géométrique de champ.

Cette formule décrit assez bien le comportement global de la pointe puisque les courbes expérimentales (voir Figure 1.4 et [9,12]) ont bien la forme exponentielle de la formule (1.12). Toutefois, les paramètres  $S$  et  $\beta$  ne sont pas connus mais déduits des courbes expérimentales. Il est en particulier difficile de connaître la surface émissive réelle de la pointe, et encore plus la surface équivalente  $S$  dans la formule (1.12). On constate en effet qu'à rayon de courbure égal, deux pointes émettent différemment si leur forme est différente [15,17], ce qui n'est pas traduit dans cette formule. D'après Spindt et al [12], l'émission se ferait sur quelques sites atomiques, et la surface serait de l'ordre de  $0,1\text{nm}^2$ . Les mesures effectuées par Brenac et al [9] montrent que la valeur du paramètre  $S$  dans la formule (1.12) ne peut être déduite des mesures et qu'une incertitude assez importante subsiste. Pour être moins optimistes, nous considérons que la surface est de l'ordre du  $\text{nm}^2$ .

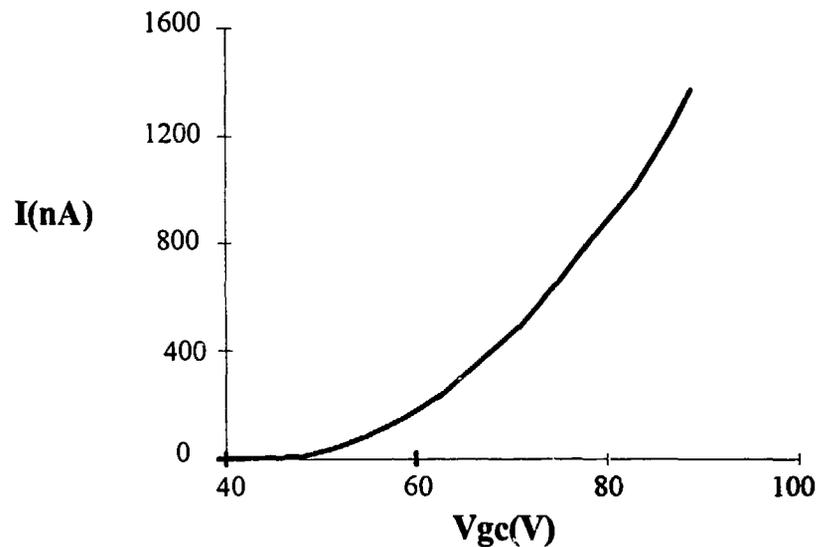


Figure 1.4: Exemple de caractéristique courant-tension d'une pointe

### 3) INTERFERENCES ET DIFFRACTION

#### 3.1) Description quantique des interférences

Le phénomène d'interférences est souvent cité comme une évidence de l'insuffisance de la mécanique classique et de l'optique ondulatoire à décrire le comportement de corpuscules à l'échelle atomique [18,19,20]. En effet, le résultat observé en superposant les deux faisceaux cohérents issus d'une même source (par exemple dans l'expérience du biprisme de Fresnel) n'est pas conforme à l'explication classique qui prévoit une simple superposition des intensités lumineuses (c'est à dire des particules): les structures observées dans l'image ne peuvent s'expliquer que par la superposition d'ondes ayant une relation de phase entre elles. De plus, si on peut diminuer l'intensité de la source jusqu'à voir arriver des particules (photons ou électrons) l'une après l'autre, on constate qu'elles forment des impacts localisés, puis que les structures se forment de la même manière lorsqu'un nombre suffisant de coups est accumulé. Ceci contredit une interprétation purement ondulatoire: chaque photon ou électron qui arrive sur l'anode crée un impact (comme une particule) et non un système de franges réparti (comme une onde). L'hypothèse d'une possible interaction entre les différents corpuscules est également fautive puisque à faible courant, ceux-ci ne coexistent pas.

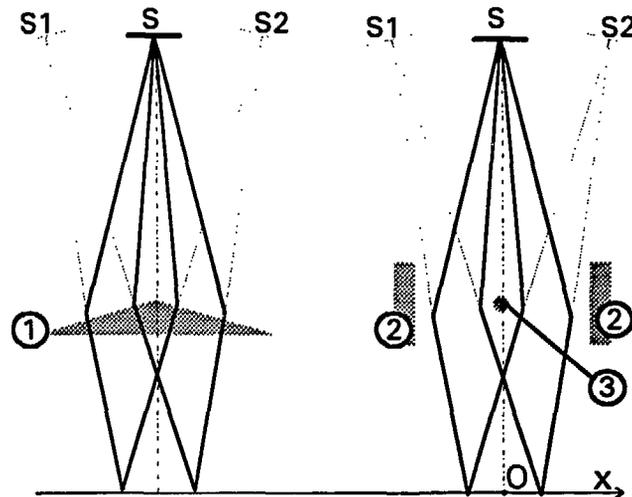
*Remarque : la variante de l'expérience d'interférométrie avec une très faible intensité a été réalisée notamment par Aspect avec des photons [21], par Merli [22] et Tonomura [23] avec des électrons, et on fait même des interférences avec des atomes [24]!*

En fait, nous savons qu'à l'échelle microscopique une description quantique est nécessaire pour décrire les corpuscules. Dans l'expression du biprisme de Fresnel (voir Figure 1.5), il existe deux trajectoires possibles 1 et 2 pour qu'un électron parti d'un point A de la source arrive en un même point B du plan d'observation. A chacune est associée une amplitude de probabilité  $K_{AB}^i$  pour que le quanton\* parti du point A aille au point B en suivant la trajectoire  $i$  ( $i=1$  ou  $2$ ). (\*selon le terme employé par Levy-Leblond et Balibar [19]). La probabilité pour que le quanton parti de A arrive en B, indépendamment de sa trajectoire, est alors donnée par le carré du module  $|K_{AB}^1 + K_{AB}^2|^2 = P_{AB}$ . L'effet d'interférences provient du fait que  $K_{AB}^1$  et  $K_{AB}^2$  sont deux nombres complexes  $e^{i\phi_1}$  et  $e^{i\phi_2}$  et que  $P_{AB}$  est proportionnel à  $|1 + \cos(\phi_1 - \phi_2)|$ . La probabilité présente donc des maxima et des minima pour  $(\phi_1 - \phi_2)$  multiple de  $\pi$ . En accumulant un grand nombre de corpuscules sur l'écran, on constate que la répartition d'intensité lumineuse reproduit la distribution de probabilité d'impact d'un seul quanton sur le plan d'observation.

### 3.2) Interférences électroniques

C'est en raisonnant par analogie avec le biprisme de Fresnel qu'on peut expliquer le fonctionnement du biprisme électronique conçu par Möllenstedt et Düker [1] (Figure 1.5).

Celui-ci est constitué d'un fil métallique tendu au milieu de deux plaques équipotentiellles. En appliquant un potentiel positif au fil par rapport aux plaques, on recourbe les deux moitiés de faisceau séparées par le fil l'une vers l'autre et, si la polarisation du fil est suffisante, il existe une zone où celles-ci se recourent. Le calcul de la déviation induite par le champ existant entre le fil et les électrodes périphériques, présenté en Annexe 1, montre que pour des rayons s'écartant peu de l'axe (paramètre d'impact faible) la déviation est la même pour tous les rayons. D'autre part, le champ étant très abrupt (en  $1/r$ ), on peut dire que la déviation se fait dans la proximité immédiate du fil pour les électrons ayant un paramètre d'impact faible. Ceci montre bien l'analogie de fonctionnement entre biprismes de Fresnel et de Möllenstedt. Les deux sous-faisceaux séparés et déviés par le biprisme semblent provenir de sources fictives situées de part et d'autre de la source réelle à la même distance du fil que la source réelle. Il est alors facile de calculer par des considérations géométriques la différence de marche de deux rayons provenant chacun d'une des deux sources fictives et convergeant au même point dans le plan d'observation. Les ondes qu'on associe à ces trajectoires sont cohérentes si cette différence est plus petite que la longueur du paquet d'onde, c'est à dire la longueur de cohérence longitudinale de la source (qui traduit, d'après l'inégalité de Heisenberg, l'inverse de la dispersion énergétique de chaque électron). Si cette condition est respectée, les fonctions d'onde provenant de chacune des sources s'additionnent; il existe entre elles une relation de phase et leur déphasage dépend de la différence de marche entre les trajectoires qui leur sont associées. La fonction d'onde  $\Psi = \Psi_1 + \Psi_2$  conduit alors à l'expression de l'intensité  $|\Psi|^2 = |\Psi_1 + \Psi_2|^2$  qui traduit pour un phénomène stationnaire la distribution spatiale des impacts électroniques correspondant aux interférences. Le phénomène est finalement observable si tous les électrons ont des longueurs d'onde semblables, c'est à dire si la dispersion énergétique du faisceau est faible (condition de cohérence temporelle ou longitudinale).



1: Biprisme de Fresnel      2: Plaques équipotentielles      3: Fil polarisé positivement

*Figure 1.5: Biprismes de Fresnel et de Möllenstedt*

Remarquons qu'il existe d'autres méthodes pour décrire l'existence d'interférences électroniques :

- en résolvant directement l'équation de Schrödinger pour des électrons traversant le biprisme de Möllenstedt, Kormska [25,26] montre l'existence des franges d'interférences et obtient des résultats conformes aux expériences conduites par Möllenstedt et Düker.
- on pourrait démontrer l'existence de franges d'interférences et calculer l'interfrange par une méthode purement numérique (voir Annexe 2) consistant à déduire du calcul de la déviation (Annexe 1) les deux trajectoires possibles d'un électron (si elles existent) arrivant en un point donné du plan d'observation puis de calculer la différence de chemin optique entre ces deux trajectoires. Cependant, cette démarche privilégie une description calculatoire avec une précision qui n'a rien à voir avec la réalisation expérimentale (même si les dimensions du dispositif n'ont pas à être connues avec précision pour le calcul de l'interfrange).

### 3.3) Diffraction électronique de Fresnel

Le phénomène de diffraction n'est pas, comme pourrait le laisser croire ce plan, un phénomène annexe ou parasite du phénomène d'interférences. Comme ce dernier, il ne peut être expliqué que par des considérations quantiques. Nous allons admettre qu'une démonstration semblable à celle du §3.1 peut être menée pour le cas de la diffraction, et supposer qu'il peut être décrit par analogie avec l'optique ondulatoire et en utilisant ce formalisme. Un phénomène de diffraction sur le fil se produit dans les expériences où on utilise un biprisme de Möllenstedt (voir par exemple [27,28,29]); il module le phénomène d'interférences. Nous rappelons d'abord le principe physique de la diffraction et le calcul de son effet dans le plan d'observation, puis nous exposons sommairement l'origine de la diffraction sur le fil.

### 3.3.1) Principe physique

Lorsqu'on place entre une source et un plan d'observation un diaphragme opaque, on constate que le bord de l'ombre de ce diaphragme n'est pas nette, mais que les variations de luminosité présentent des oscillations. Cette observation qui contredit les prévisions de l'optique géométrique s'explique par l'application du principe de Huyghens-Fresnel qui s'énonce de la manière suivante [30]: chaque élément de surface atteint par une onde se comporte comme une source secondaire qui émet des ondes sphériques dont l'amplitude est proportionnelle à cet élément; l'amplitude complexe de l'onde obtenue en un point est la somme des amplitudes complexes des ondes produites par toutes les sources secondaires. Soit  $M$  un point du plan du diaphragme  $D$ ,  $P$  un point du plan d'observation et  $r$  la distance de  $M$  à  $P$ . Le principe de Huyghens-Fresnel donne :

$$\Psi(P) = \iint_D C \Psi(M) \frac{\exp(ikr)}{r} dD$$

où  $\Psi$  est la fonction d'onde,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $C$  un facteur qui dépend de l'inclinaison du diaphragme par rapport au front de l'onde incidente et de l'inclinaison du plan d'observation par rapport au front de l'onde diffractée par le diaphragme. Lorsque ces angles sont petits, on peut approximer  $C \approx 1/i\lambda$  ([30] p198 ou [31] p297). La présence du diaphragme opaque, en supprimant la contribution d'une partie des sources secondaires, n'affecte donc pas seulement les points qui sont dans son ombre géométrique, mais tous les points du plan d'observation.

Soit  $O$  un point de référence du plan du diaphragme (situé par exemple sur l'axe optique),  $r \approx OP - \frac{\overline{OP}}{OP} \cdot \overline{OM} + \frac{OM^2}{OP}$  (les barres symbolisent des vecteurs).

Dans l'approximation de Fresnel de diffraction à distance finie, on écrit donc:

$$\Psi(P) = \frac{\exp(ik \cdot OP)}{i\lambda \cdot OP} \iint_D \Psi(M) \exp \frac{i\pi OM^2}{\lambda \cdot OP} \exp \left( \frac{-2i\pi \overline{OP}}{\lambda} \cdot \overline{OM} \right) dD \quad (1.14)$$

A cause du terme de phase quadratique (premier terme), cette intégrale n'est pas soluble analytiquement; on a alors recours à une résolution numérique directe où à des abaques comme la spirale de Cornu [31] (voir Figure 1.6) qui permet une visualisation plus aisée de la répartition d'intensité dans le plan d'observation.

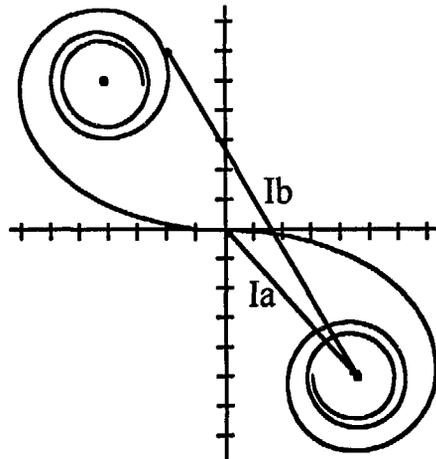


Figure 1.6: Spirale de Cornu.

Celle ci permet de s'affranchir du calcul des intégrales de Fresnel dérivées de la formule (1.14) qui donnent l'expression de la répartition d'intensité dans un plan d'observation en fonction de la position du point dans ce plan avec un certain facteur d'échelle  $Sf$  (scale factor). Ce facteur donne comme son nom l'indique l'échelle des franges de diffraction. Soit  $d_1$  la distance de la source au plan du diaphragme, et  $d_2$  la distance du plan du diaphragme au plan d'observation, on a:

$$Sf = \sqrt{\frac{\lambda d_2 (d_1 + d_2)}{2d_1}} \quad (1.15)$$

$\sqrt{\lambda d_2/2}$  correspondrait à la période du terme quadratique de phase de (1.14) dans l'approximation  $OP \approx d_2$  et  $(d_1 + d_2)/d_1$  est le facteur de grandissement correspondant à la projection de l'ombre du diaphragme sur le plan d'observation.

Sur la Figure 1.7, on montre l'exemple du profil de luminosité obtenu par diffraction sur un bord d'écran en fonction du facteur  $Sf$  ; les luminosités aux points a et b sont déduites de la mesure de la spirale de Cornu.

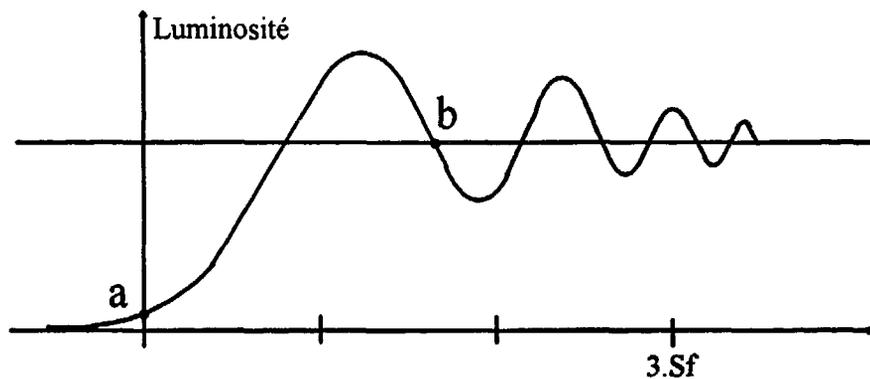
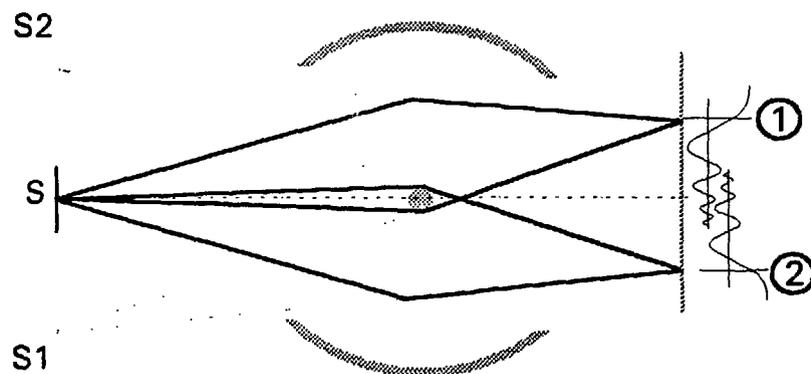


Figure 1.7: Profil de luminosité obtenu par diffraction sur un bord d'écran.

### 3.3.2) Application au fil du biprisme

Par définition des sources fictives (voir Figure 1.5), leurs faisceaux rasant le fil de part et d'autre mais ne l'englobent pas. La nature de la diffraction sur le fil considéré comme un long écran rectangulaire dépend de la valeur du paramètre d'onde  $\sqrt{\lambda d_2}/r_1$  où  $r_1$  est le diamètre du fil. Si  $\sqrt{\lambda d_2}$  est très petit devant  $r_1$ , alors on peut considérer que la figure de diffraction est la superposition des deux figures obtenues par diffraction de chacun des sous-faisceaux sur le bord d'un demi-plan (voir Figure 1.8). Si  $\sqrt{\lambda d_2}$  est très grand devant  $r_1$ , on est ramené au cas de la diffraction d'un petit écran et des franges sont observées dans l'ombre géométrique du fil. Dans notre cas,  $\sqrt{\lambda d_2} < r_1$  et la figure de diffraction se rapproche du premier cas.



- 1: Profil obtenu par diffraction sur le bord droit du fil (source fictive S1).  
2: Profil obtenu par diffraction sur le bord gauche du fil (source fictive S2).

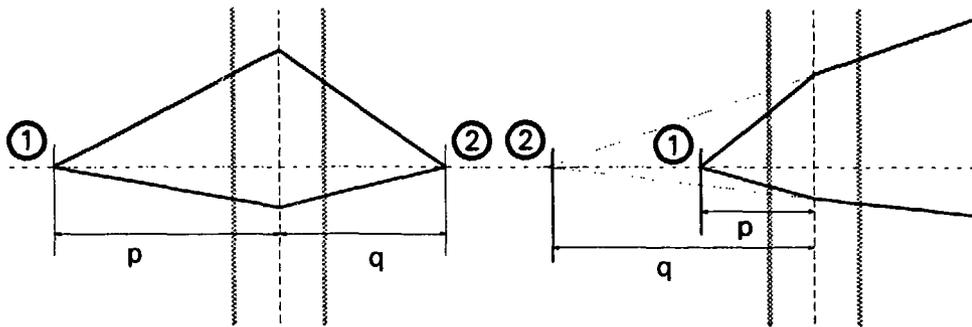
Figure 1.8: Diffraction sur les deux bords du fil

*Remarque: En toute rigueur, on peut tenir compte du profil du bord de l'écran [32,33] dont dépend la répartition d'intensité lumineuse dans le plan d'observation (si le bord est très fin, il n'est plus totalement opaque). Toutefois, le grand rayon du fil par rapport à la longueur d'onde rend l'approximation du bord d'écran très bonne.*

## 4) LENTILLES ELECTROSTATIQUES

### 4.1) Principe et formalisme géométrique

Soit Oz l'axe (optique) suivant lequel se propage un faisceau d'électrons, et  $r$  la distance d'un point à cet axe. Supposons qu'il existe entre deux diaphragmes centrés sur cet axe (voir Figure 1.9) un champ électrostatique radial. On peut montrer (Grivet [34]) que si l'intensité du champ est proportionnelle à  $r$ , alors tous les rayons issus d'un point "objet" situé à une distance  $p$  du système centré convergent en un même point "image" situé à une distance  $q$  du système centré. On retrouve alors, suivant l'intensité et le sens du champ, la relation classique de conjugaison de Descartes:  $\frac{1}{p} \pm \frac{1}{q} = \text{cste.}$



a) Le champ est suffisamment fort: l'image est réelle      b) Le champ est faible: l'image est virtuelle  
 1: Point objet    2: Point image    Traits clairs: diaphragmes limitant le champ  
 Pointillés: Plans de référence (arbitraire)

Figure 1.9: Principe de lentilles électrostatiques convergentes.

Or il existe un certain nombre de systèmes centrés (cylindres adjacents, diaphragmes) permettant d'obtenir un champ satisfaisant les conditions susdites pour des rayons s'écartant peu de l'axe optique, ce qui rejoint l'approximation de Gauss. On peut alors calculer avec le formalisme de l'optique géométrique classique l'action de ces systèmes centrés qu'on appelle "lentilles électrostatiques". En particulier, ces lentilles électrostatiques peuvent être grossissantes, ce qui est le cas de figure qui nous intéresse. Le système que nous utilisons est composé de lentilles cylindriques à trois cylindres adjacents polarisés à des tensions différentes (voir chapitre suivant). Il existe alors pour une lentille deux dioptries optiques éloignés l'un de l'autre, de sorte que la lentille est épaisse. Les distances  $p$  et  $q$  sont alors définies comme le montre la Figure 1.10, et les paramètres optiques  $(f_1, F_1, f_2, F_2)$ , fonctions des tensions appliquées aux différentes électrodes, définissent l'action de la lentille par la relation Newtonienne:

$$M = \frac{-f_1}{p - F_1} = \frac{q - F_2}{-f_2} \quad (1.16).$$

$M$  étant le grandissement linéaire entre l'objet et l'image définis par les distances  $p$  et  $q$ .

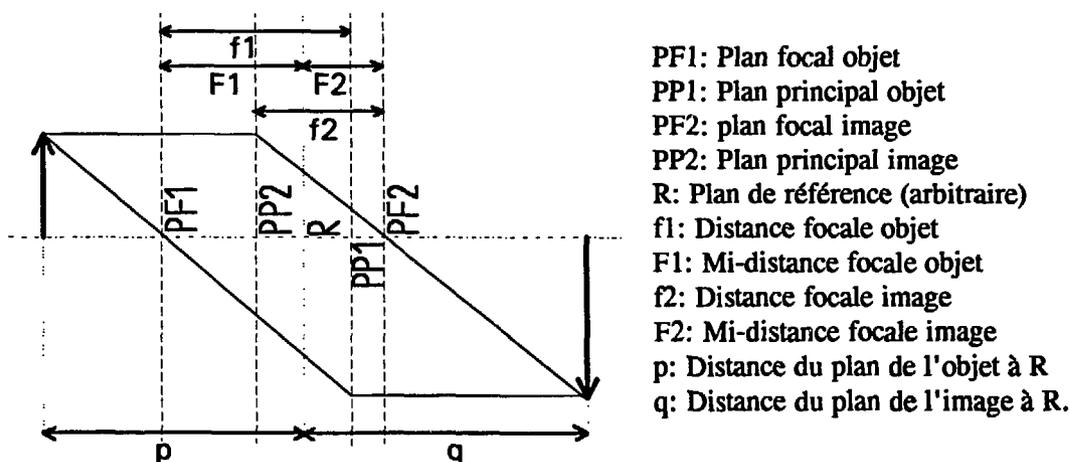


Figure 1.10: Principe d'une lentille épaisse convergente.

#### 4.2) Rôle des lentilles

On peut définir le rôle des lentilles par analogie avec l'optique géométrique. Par définition, une lentille optique parfaite fournit dans un plan déterminé une image qui est homothétique d'un objet situé dans un plan déterminé et pour une longueur d'onde déterminée.

La relation (1.16) montre que si l'objet est dans un plan déterminé, le grandissement linéaire et l'abscisse de l'image dépendent uniquement des paramètres optiques ( $f_1, F_1, f_2, F_2$ ) réglés par les polarisations des électrodes (le zéro de potentiel usuel pour le calcul des lentilles est celui pour lequel la vitesse des électrons est nulle, de sorte que leur énergie totale soit nulle).

A l'inverse, si le plan de l'image est déterminé par la présence d'une anode, le réglage des polarisations permet seul de déterminer le grandissement linéaire et le plan dans lequel est pris l'objet.

Le rôle des lentilles apparaît alors très clairement pour notre application :

*elles permettent de projeter dans le plan d'observation (plan image) et avec un grandissement linéaire  $M$  la figure qu'on aurait vue dans le plan objet si celui-ci avait été le plan d'observation. Lorsque la polarisation des lentilles est modifiée, le grandissement linéaire  $M$  et le plan objet sont modifiés.*

Au delà de l'approximation de Gauss, nous pouvons faire à ce stade de l'exposé une remarque très importante pour le calcul des aberrations chromatiques des lentilles (voir chapitre suivant) qui sont dues au fait que le faisceau ne soit pas monochromatique, mais constitué d'électrons ayant des énergies différentes. Imaginons que le faisceau soit constitué de deux sous-faisceaux monochromatiques d'énergies différentes. Ceci se traduit par un potentiel de référence différent pour chaque faisceau, et l'action des lentilles, paramétrée par  $(f_1, F_1, f_2, F_2)$ , est différente pour chacun de ces faisceaux. On observe donc dans le plan image la superposition de deux images correspondant à deux objets pris dans des plans différents et avec des grandissements différents. En généralisant ce principe à plusieurs énergies comprises dans une certaine bande, on peut conclure que :

*un faisceau électronique composé d'électrons de plusieurs énergies différentes projette dans le plan d'observation une image correspondant à la superposition de plusieurs objets dont la position dépend de l'énergie des électrons, chacun étant pris avec un grandissement linéaire différent dépendant également de cette énergie.*

### 4.3) Conservation de la phase

Le fait d'utiliser un système de lentilles permettant de grossir la figure d'interférences formée en sortie du biprisme de Möllenstedt repose sur la validité d'une approximation classique. En effet, pour formuler autrement la définition que nous venons de donner du rôle des lentilles, on peut dire: dans un certain plan situé à la sortie du biprisme, une figure d'interférences serait formée avec un interfrange  $i$  si nous placions à cet endroit une anode. Au lieu de faire ceci, nous choisissons ce plan comme plan objet d'un système de lentilles qui grandissent d'un facteur  $M$ , de sorte que nous espérons observer dans le plan image une figure d'interférences avec un interfrange  $Mi$ .

En réalité, l'objet dont l'image est observée sur l'anode en sortie des lentilles est virtuel, et les interférences ne sont visualisées que dans le plan image.

Pour pouvoir découpler les problèmes de la formation des franges et du grandissement de la figure ainsi obtenue, il faut prouver que les relations de phase qui existent dans le plan objet seront conservées à l'issue des lentilles dans le plan image, au même titre qu'un système de franges d'interférences optiques serait agrandi par un système optique sans perte de relations de phase, ou destruction du contraste. En d'autres termes, il faut prouver que toutes les trajectoires possibles d'un électron d'un point objet à son point image correspondent à la même variation de phase, c'est à dire au même "chemin optique"  $C_0$ . Nous devons donc trouver un équivalent au principe de Fermat :  $C_0 = \text{cste}$ .

*Remarque: l'écriture que nous adoptons pour cette formule, que nous conserverons dans ce paragraphe, signifie: le chemin optique est stationnaire pour toutes les trajectoires possibles d'un photon d'un point A à un point B. Rappelons que le principe de Fermat d'invariance entre deux chemins optiques repose sur un raisonnement de proche en proche. Deux trajectoires différentes ne peuvent donc avoir le même chemin optique que si l'on peut passer de l'une à l'autre par une continuité de trajectoires.*

Rappelons que le chemin optique d'un photon à travers un milieu d'indice  $n = \sqrt{\epsilon_r}$  ( $\epsilon_r$  est la permittivité diélectrique relative du milieu) est le chemin qu'il parcourrait pendant le même temps dans le vide;  $C_0$  est donc le temps du parcours multiplié par la célérité dans le vide. Soit  $t_0$  et  $t_1$  les instants de départ et d'arrivée de ce photon,  $s_0$  et  $s_1$  les abscisses curvilignes correspondantes. Le chemin optique vaut :

$$C_0 = \int_{t_0}^{t_1} c \cdot dt = \int_{s_0}^{s_1} \frac{c}{v} ds = \int_{s_0}^{s_1} \sqrt{\epsilon_r} ds \quad (1.17).$$

Par ailleurs, la relation de Louis de Broglie donne :

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2m(H - U(r))}} = \frac{h}{\sqrt{2meV(r)}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{V_0}{V}}$$

avec  $U = -eV$  énergie potentielle,  $\lambda_0 = \frac{h}{\sqrt{2meV_0}}$  et  $V_0$  potentiel choisi arbitrairement.

Ceci montre que  $\sqrt{V}$  est à un facteur près l'équivalent en optique électronique de

l'indice optique  $\sqrt{\epsilon_r}$  en optique photonique, lié à la longueur d'onde du photon par la relation  $\lambda = \lambda_0/\sqrt{\epsilon_r}$  ( $\lambda_0$  est la longueur d'onde du même photon dans le vide). Par analogie avec la formule (1.17), on écrit donc pour un électron le chemin optique sous la forme:

$$C_0 = \int_{s_0}^{s_1} K \cdot \sqrt{V} ds \quad (1.18)$$

où  $K$  est une constante.

Or, le mouvement d'un électron "classique" entre l'instant  $t_0$  et l'instant  $t_1$  est régi par le principe de Maupertuis, ou d'action stationnaire, qui exprime que l'intégrale du Lagrangien ( $T-U$ ) de la particule le long de sa trajectoire est stationnaire. Ceci peut s'écrire :  $\int_{t_0}^{t_1} (T-U) dt = \text{cste.}$  où, en reprenant les notations de la partie précédente,  $T$  est l'énergie cinétique.  $T = \frac{1}{2}mv^2$  où  $m$  est la masse de l'électron et  $v$  sa vitesse.  $V$  est le potentiel qui règne à l'endroit où est l'électron. L'origine des potentiels est choisie comme dans les parties précédentes pour que l'énergie totale  $H=T+U$  soit nulle. Le principe de moindre action peut donc s'exprimer sous la forme:

$$\int_{t_0}^{t_1} T dt = \text{cste.}$$

Soit  $s$  l'abscisse curviligne de la trajectoire considérée. On a  $v=ds/dt$  donc

$$\int_{t_0}^{t_1} T dt = \int_{t_0}^{t_1} \frac{1}{2} mv^2 dt = \int_{s_0}^{s_1} \frac{1}{2} mv \cdot ds$$

où  $s_0$  est l'abscisse du point de départ (objet) et  $s_1$  l'abscisse du point d'arrivée (image).

En extrayant  $v$  de la relation  $H = \frac{1}{2}mv^2 - eV = 0$ , on voit que le principe de moindre action s'exprime sous la forme:

$$\int_{s_0}^{s_1} \sqrt{V} ds = \text{cste} \quad (1.19)$$

L'équation (1.18) montre donc que le principe de Maupertuis appliqué aux électrons sous forme corpusculaire est équivalent au principe de Fermat en optique photonique. Il en résulte que la variation de phase d'un électron d'un point du plan objet à son image est indépendante de la trajectoire qu'il emprunte.

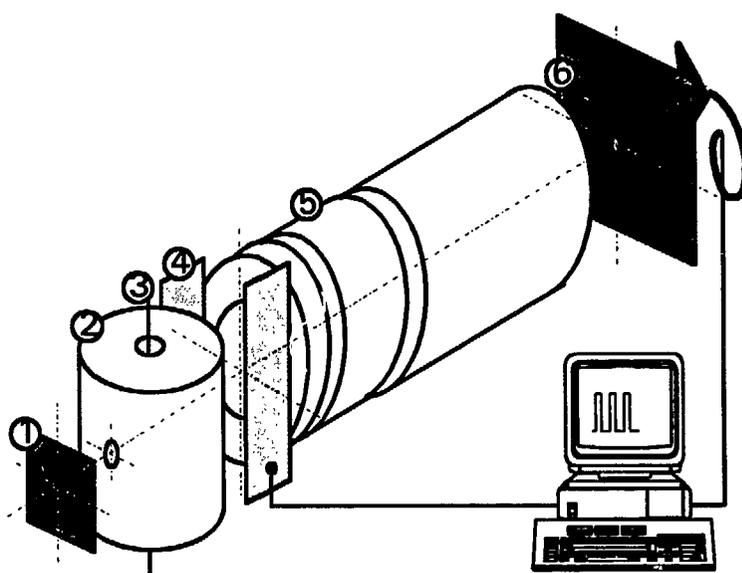
Nous avons expliqué dans la partie précédente que le phénomène d'interférences est calculé par la sommation des amplitudes de probabilité des deux trajectoires possibles d'un électron. La conservation de la phase dans les lentilles montre que ces amplitudes se somment dans le plan image des lentilles comme dans leur plan objet, à une homothétie près qui correspond au grandissement de la lentille.

Ceci nous autorise d'une part à abandonner au niveau du plan objet des lentilles une description ondulatoire de l'électron, et d'autre part à considérer la figure d'interférences, qui serait formée dans ce plan si on y plaçait une anode, comme l'objet dont l'image est observée en sortie des lentilles avec un certain grandissement.

Le calcul de l'action des lentilles peut donc être fait sur des bases purement classiques au sens de l'optique géométrique, et même mécaniques puisqu'il s'appuie essentiellement sur la notion de trajectoire.

## 5) CONCLUSION

La Figure 1.11 résume les différents points que nous avons montré dans ce chapitre: pour chacun des éléments du montage, un formalisme ondulatoire, classique ou même d'optique géométrique peut être adopté pour comprendre et calculer leur rôle. Cette Figure explicite également les approximations que nous ferons dans les calculs du chapitre suivant.



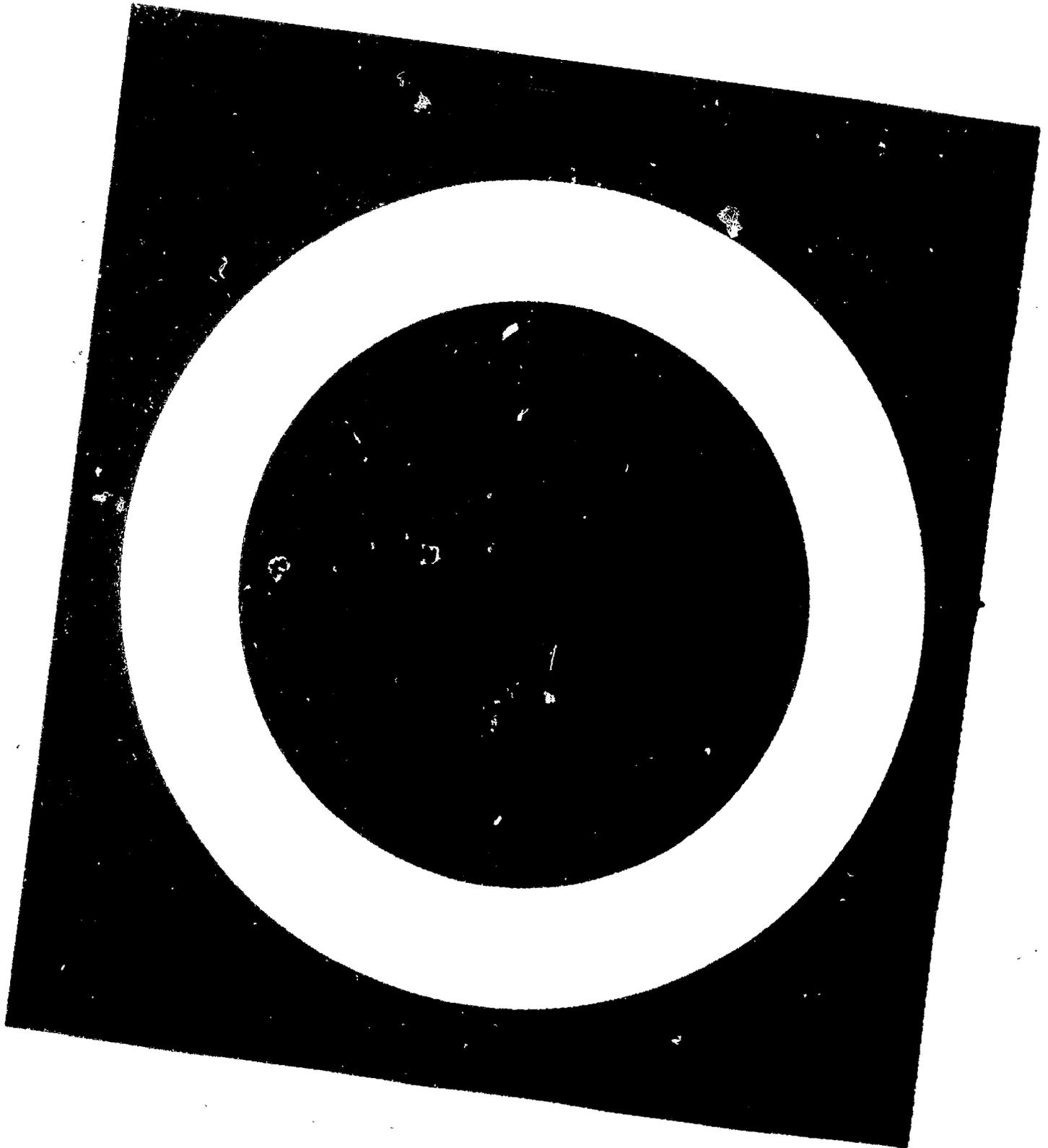
- 1: Cathode à effet de champ. Description ondulatoire.
- 2: Biprisme de Möllenstedt. Calcul de la déviation en électrostatique classique.
- 3: Sortie du biprisme. Interprétation par analogie avec l'optique ondulatoire.
- 4: Déflecteurs. Calcul de la déflexion en électrostatique classique.
- 5: Lentilles électrostatiques. Formalisme optique et calcul des paramètres optiques par les trajectoires (électrostatique classique).
- 6: Channeltron. Comptage classique et apparition de phénomènes ondulatoires par accumulation (statistiques).

*Figure 1.11: Formalisme descriptif des éléments du montage.*

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

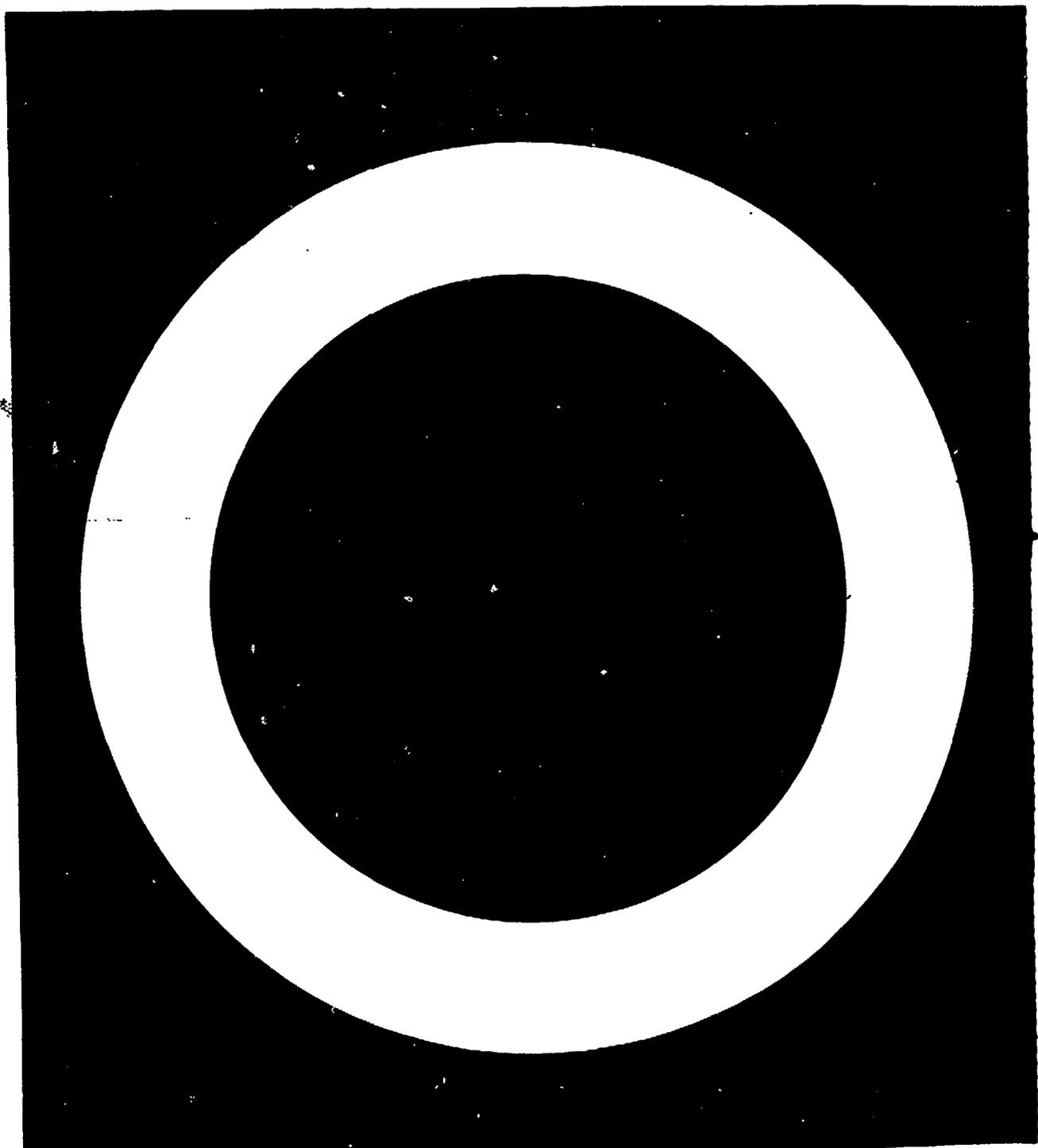
- [1] G.Möllenstedt & H.Düker, *Z.Physik* 145 (1956) pp377-97.
- [2] W.Schottky, *Z.Physik* 14 (1923) p63.
- [3] R.H.Fowler & L.W.Nordheim, *Proc. R. Soc. London A*119 (1928) p173.
- [4] L.W.Nordheim, *Proc. Roy. Soc. (London) a*121 (1928) p626.
- [5] R.H.Good & E.W.Müller, *Field emission, Handbuch der Physik, Vol 21, Springer-Verlag, Berlin (1956) pp181-191.*
- [6] J.W.Gadzuk & E.W.Plummer, *Field emission energy distribution, Rev.Mod.Phys., Vol 45, n°3 (July 1973) pp487-548.*
- [7] R.D.Young, *Theoretical total-energy distribution of field-emitted electrons, Phys. Rev., Vol 113, n°1 (Jan 1959) pp110-114.*
- [8] R.D.Young & E.W.Müller, *Experimental measurement of the total-energy distribution of field-emitted electrons, Phys. Rev., Vol 113, n°1 (Jan 1959) pp 115-120.*
- [9] A.Brenac, R.Baptist, G.Chauvet & R.Meyer, *Caractéristiques énergétiques de cathodes à micropointes à émission de champ, Revue Phys. Appl., 22 (1987) pp1819-1834.*
- [10] R.C.Greenhow & J.A.D.Mathew, *Continuum computer solutions of the Schrödinger equation, Am.J.Phys. 60 (7) (July 1992) pp655-663.*
- [11] L.I.Schiff, *Quantum mechanics, Third Edition, Mac Graw Hill (1968).*
- [12] C.A.Spindt, I.Brodie, L.Humphrey & E.R.Westerberg, *Physical properties of thin-film field-emission cathodes with molybdenum cones, J.Appl.Phys, Vol 47, n°12 (Déc 1976), pp5248-63.*
- [13] R.Baptist, A.Ghis & R.Meyer, *Energetic characterization of field emission cathodes, Proceedings of the 2<sup>nd</sup> IVMC, Bath (24-26 July 1989) p85.*
- [14] C.A.Spindt, *A Thin-Film Field-Emission Cathode, J. Appl. Phys. 39 (1968) p3504.*
- [15] W.D.Kesling & C.Hunt, *Field emission device modeling for application to flat panel displays, J.Vac.Sci.Technol. B. (April 1993).*
- [16] P.H.Cutler, Jun He, J.Miller, N.M.Miskovsky, B.Weiss & T.E.Sullivan, *Theory of electron emission in high fields from atomically sharp emitters: validity of the Fowler-Nordheim equation, Progress in Surface Science, Vol 42 (1993) p169-185.*
- [17] T.Utsumi, *Keynote address, Vacuum Microelectronics: What's new and exciting, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol 38, n°10 (Oct 1991) pp2276-2283.*
- [18] C.Cohen-Tannoudji, B.Diu, F.Laloë, *Mécanique quantique, Hermann (1973).*

- [19] E.Durand, *Mécanique quantique*, Masson & Cie (1970).
- [20] J.M.Levy-Leblond & F.Balibar, *Rudiments de quantique*, Interéditions, Paris, ISBN 2-7296-0046-9.
- [21] A.Aspect, P.Grangier & G.Roger, Dualité onde-particule pour un photon unique, *Journal of Optics*, Vol 20, n°3 (1989) pp119-129.
- [22] P.G.Merli, G.F.Missiroli & G.Pozzi, On the statistical aspect of electron interference phenomena, *Am.J.Phys.* Vol 44, n°3 (Mar 1976) pp306-307.
- [23] A.Tonomura, J.Endo, T.Matsuda & T.Kawasaki, Demonstration of single-electron buildup of an interference pattern, *Am.J.Phys.* Vol 57, n°2 (Feb 1989) pp117-120.
- [24] O.Carnal & J.Mlynek, L'optique atomique, *La Recherche*, Vol 23 (Oct 1992) pp1134-1142.
- [25] J.Kormska & M.Lenc, The wave interpretation of the interference phenomena produced by an electrostatic biprism, *Société Française de Microscopie Electronique*, Grenoble (1970) p67.
- [26] J.Kormska, Scalar diffraction theory in electron optics, *Advances in electronics and electron physics*, Vol 30, L.Marton, New York (1971) pp139-234.
- [27] J.Faget, J.Ferré, & C.Fert, *Académie des sciences, séance du 3 Mars 1958*, pp1404-1407.
- [28] G.F.Missiroli, G.Pozzi & U.Valdre, Electron interferometry and interference electron microscopy, *J.Phys, E:Sci Instr*, Vol 14 (1981) pp649-671.
- [29] F.Anaskin & I.G.Stoyanova, the phase of an electron wave scattered over a semiplane, *Radio Eng. & Electron. Phys.*, Vol 13, n°7 (1968) pp1104-1110.
- [30] J.Ph.Pérez, *Optique géométrique et ondulatoire*, Masson, Paris (1988). ISBN 2-225-81369-8.
- [31] M.V.Klein, *Optics*, Wiley (1969). SBN 471-49080-6.
- [32] C.Fert & A.Laffite, *C.R.A.S*, n°252 (1961) p3213.
- [33] K.Fukushima, H.Kawakatsu & A.Fukami, *J.Phys. D*, n°7 (1974) p257.
- [34] P.Grivet, M.Y.Bernard & A.Septier, *Optique Electronique*, Bordas 1955.



## **CHAPITRE 2: CHOIX DES CONDITIONS EXPERIMENTALES**

- 1) Introduction
  - 2) Formation de la figure d'interférence
    - 2.1) Principe du biprisme
    - 2.2) Calcul de l'interfrange
    - 2.3) Conditions d'interférence
      - 2.3.1) Recouvrement des faisceaux
      - 2.3.2) Cohérence spatiale
      - 2.3.3) Cohérence temporelle
      - 2.3.4) Conclusion
    - 2.4) Diffraction sur le fil
  - 3) Lentilles électrostatiques
    - 3.1) Rôle des lentilles
    - 3.2) Action des lentilles
      - 3.2.1) Calcul des paramètres focaux
      - 3.2.2) Choix des dimensions
      - 3.2.3) Polarisation des lentilles
      - 3.2.4) Simulation du rôle des lentilles
    - 3.3) Défauts des lentilles
      - 3.3.1) Aberrations chromatiques
      - 3.3.2) Aberrations de sphéricité
      - 3.3.3) Autres aberrations géométriques
      - 3.3.4) Défauts mécaniques et électriques
  - 4) Système d'enregistrement
    - 4.1) Principe
    - 4.2) Déflexion
    - 4.3) Résolution et luminosité
  - 5) Conclusions sur les grandeurs calculées
- Références bibliographiques.



## 1) INTRODUCTION

Le but de ce chapitre est d'expliquer les choix qui ont été faits pour réaliser l'expérience d'interférométrie électronique et de les justifier à la lumière de calculs et de simulations.

Ce paramétrage des différents éléments du montage est par ailleurs indispensable pour:

1) savoir interpréter en bout de l'expérience une image qui est le résultat de plusieurs actions en série.

2) estimer les défauts du montage et les limites de l'observabilité des franges.

Le but de cette étude est de montrer que l'observation des franges est possible si les caractéristiques de la source, que nous allons préciser, sont conformes à ce que nous attendons, et si un soin suffisant est apporté à la réalisation pratique du montage qui fait l'objet du chapitre suivant.

## 2) FORMATION DE LA FIGURE D'INTERFERENCE

### 2.1) Biprisme de Möllenstedt

Le biprisme électronique conçu par Möllenstedt et Düker [1] est constitué d'un fil métallique tendu entre deux plaques également conductrices au même potentiel. Un faisceau électronique est envoyé sur le fil. Si celui-ci est polarisé positivement par rapport aux plaques, une force d'attraction s'exerce sur les électrons lorsqu'ils passent à proximité et les deux moitiés du faisceau séparées par la présence physique du fil sont déviées l'une vers l'autre (voir Figure 2.1).

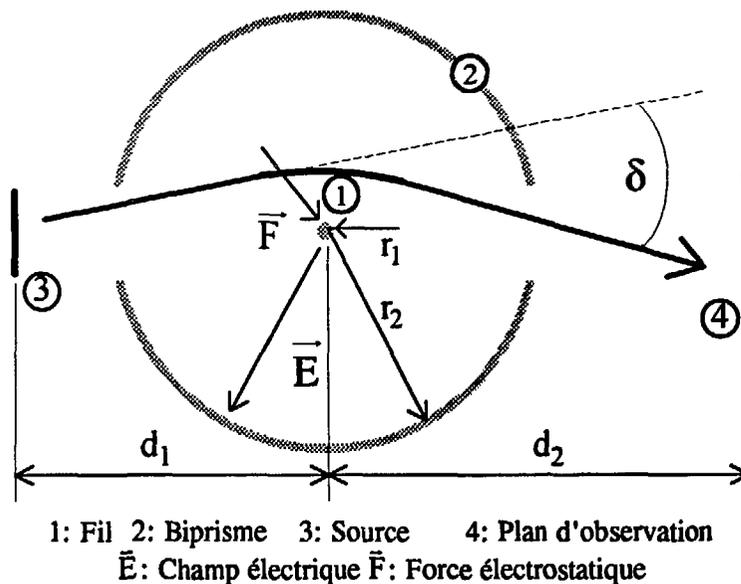


Figure 2.1: Principe du biprisme de Möllenstedt.

Nous avons décidé, pour éviter les perturbations de champ auxquels les électrons lents sont sensibles, et pour faciliter la correspondance entre théorie et expérience, de remplacer les plaques par un cylindre percé de part en part et sur l'axe duquel le fil est tendu (le champ est alors radial dans toute la zone de l'interféromètre). Ce cylindre a un diamètre interne de 50mm, qui pourra accueillir par la suite des échantillons pour faire de l'analyse de surface ou de la microscopie par holographie [2,3]. Contrairement à Fink et al [4,5], qui réalisent des expériences de microscopie par projection (sans lentille) en plaçant leurs échantillons très près de la source, nous faisons donc le choix délibéré d'éloigner cette dernière de l'endroit où sont créées les interférences (au minimum 25mm, la cathode étant à l'extérieur du biprisme).

*Remarque: Le choix d'un interféromètre de grande taille, bien qu'il éloigne la source du fil, ne limite pas la taille maximale des interférences visibles. La taille du fil et l'énergie des électrons constituent en revanche les paramètres critiques (§2.3.1).*

## 2.2) Calcul de l'interfrange

Nous avons vu au Chapitre 1 que le fonctionnement du biprisme de Möllenstedt peut être parfaitement décrit par analogie avec le biprisme de Fresnel (voir [6], ou [7] page 199).

L'interfrange caractérisant la figure d'interférence dépend de la longueur d'onde des électrons et de la déviation, dont le calcul est fait en Annexe 1. Il montre que pour les électrons s'écartant peu de l'axe optique, la déviation ne dépend que de l'énergie initiale des électrons, donnée par la tension  $V_2 - V_p$  entre le cylindre et la pointe, de la tension fil-cylindre  $V_{fc} = (V_1 - V_2)$  et des dimensions de l'interféromètre. La référence de potentiel est choisie pour que l'invariant énergétique soit nul (le potentiel est nul lorsque la vitesse des électrons est nulle). On trouve:

$$\delta = \frac{\pi}{2} \frac{V_{fc}}{V_2 - V_p} \frac{1}{\ln(r_2/r_1)} \quad (2.1)$$

avec  $r_1$  rayon du fil et  $r_2$  rayon du cylindre.

Soit  $d_1$  la distance de la source S au fil et  $d_2$  la distance du fil au plan d'observation. Le biprisme crée de part et d'autre de S et à la distance  $d_1$  du biprisme deux sources fictives (notées S1 et S2 sur la Figure 1.5), et distantes de  $2d_2 \sin(\delta) \approx 2d_2 \delta$  pour  $\delta$  faible.

*Remarque: On peut calculer facilement la largeur de l'ombre du fil si sa polarisation est négative ou celle de la zone surbrillante si elle est positive. Dans le cas de la zone surbrillante, un électron provenant de S et "rasant" le fil part après avoir été dévié avec un angle  $\delta - r_1/d_1$ . Il se trouve, dans le plan d'observation, à une distance  $(\delta - r_1/d_1)d_2 - r_1$  de l'axe source-fil. La largeur de la zone surbrillante est donc de  $l_+ = 2(\delta d_2 - r_1(1 + d_2/d_1))$ . Dans le cas où la polarisation est répulsive, l'ombre du fil a une largeur  $l_- = 2(\delta d_2 + r_1(1 + d_2/d_1))$*

Soit O la projection du centre de la source S dans le plan d'observation suivant la direction normale à cette source, (Oy) la projection du fil et (Ox) l'axe orthogonal à (Oy) dans le même plan. (O, Ox, Oy) constitue un repère dans le plan d'observation. Nous appellerons (Oz) l'axe perpendiculaire à ce plan passant par O, le fil et le centre de la source. Pour deux trajectoires arrivant à un point d'abscisse x, la différence de marche vaut:

$$D_m = \sqrt{(d_1+d_2)^2 + (\delta d_1+x)^2} - \sqrt{(d_1+d_2)^2 + (\delta d_1-x)^2} \approx \frac{2d_1\delta x}{d_1+d_2} \quad (2.2)$$

On déduit facilement de (2.2) l'interfrange, c'est à dire la période spatiale de répétition des bandes claires et obscures, correspondant à  $D_m=\lambda$ , soit:

$$i = \frac{\lambda(d_1+d_2)}{2\delta d_1} \quad (2.3)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde des électrons. Or  $\lambda = \frac{1}{\sqrt{e(V_2-V_p)}} \sqrt{\frac{h^2}{2m}}$

On déduit alors de (2.1) et (2.3) la relation:

$$i = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{h^2}{2me}} \frac{\sqrt{V_2-V_p}}{V_{fc}} \frac{d_1+d_2}{d_1} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (2.4)$$

*Application numérique:*

Les dimensions de notre interféromètre sont les suivantes:  $r_1=2,5\mu\text{m}$  et  $r_2=25\text{mm}$ .

On prend  $d_1=45\text{mm}$ ,  $d_2=90\text{mm}$ .

pour  $V_2-V_p=100\text{V}$  et  $V_{fc}=1\text{V}$ , on obtient  $i=108\text{nm}$

pour  $V_2-V_p=100\text{V}$  et  $V_{fc}=0,3\text{V}$ , on obtient  $i=360\text{nm}$ .

*Remarques:*

1) Si  $d_2=50\text{cm}$  et  $V_{fc}=0,3\text{V}$ ,  $i=1,45\mu\text{m}$ . Cet interfrange reste inobservable à l'oeil.

2) Lorsque l'énergie cinétique des électrons augmente,  $i$  augmente, alors que  $\lambda$  diminue, car  $\delta$  diminue.

### 2.3) Conditions d'interférence

Dans le calcul du paragraphe précédent, nous avons implicitement supposé que le fil était de section nulle (à part pour le calcul du champ), la source ponctuelle et parfaitement monochromatique. Nous allons voir que leurs caractéristiques réelles imposent des limites au delà desquelles les interférences ne sont plus observables.

#### 2.3.1) Recouvrement des faisceaux

Pour qu'il existe une zone de recouvrement, les électrons doivent contourner le fil de l'interféromètre qui a une certaine épaisseur. La déviation doit donc être suffisante pour qu'un faisceau "rasant" le fil croise l'axe (Oz) avant le plan d'observation.

Ceci s'écrit clairement:

$$\delta - \frac{r_1}{d_1} > \frac{r_1}{d_2} \text{ soit :}$$

$$\delta > \frac{r_1(d_1 + d_2)}{d_1 d_2} \quad (2.5)$$

*Application numérique:*

Pour  $r_1 = 2,5 \mu\text{m}$ ,  $d_1 = d_2/2 = 45 \text{mm}$ , on obtient  $\delta_{\min} = 0,83 \cdot 10^{-4} \text{rad}$ , soit une tension fil-cylindre de 50mV. En pratique, il est délicat d'appliquer une tension aussi faible entre fil et cylindre, car les inhomogénéités de surface induisent des variations locales de potentiel de l'ordre du dixième de volt (sauf si le fil est doré ou graphité).

D'après (2.3), on voit que (2.5) impose une limite sur l'interfrange. En réinjectant (2.4) dans (2.5), on voit que l'interfrange est limitée à la valeur:

$$i_{\max} = \frac{\lambda}{2} \frac{d_2}{r_1} = \sqrt{\frac{h^2}{2me}} \frac{1}{2\sqrt{V_2 - V_p}} \frac{d_2}{r_1} \quad (2.6)$$

Cette formule très importante permet de conclure que:

- $i_{\max}$  est inversement proportionnel au diamètre du fil de l'interféromètre, d'où l'utilité de travailler avec un fil fin [8].
- $i_{\max}$  est proportionnel à la distance du biprisme au plan d'observation.
- $i_{\max}$  augmente lorsque l'énergie cinétique des électrons diminue, d'où l'intérêt de travailler à faible énergie, même si l'interfrange est proportionnel à  $\sqrt{V_2 - V_p}$ .
- $i_{\max}$  ne dépend pas de la distance de la source au fil, ce qui justifie le choix d'un biprisme de grande taille pour pouvoir y placer des échantillons et les analyser par holographie.

*Application numérique:* Avec les mêmes valeurs, on trouve  $i_{\max} = 2,2 \mu\text{m}$ .

### 2.3.2) Cohérence spatiale (ou transverse)

La source S n'est pas ponctuelle: elle est la somme de sources ponctuelles réparties sur une longueur  $l$  dans le plan de la source et fournissant chacune un système de franges avec le même interfrange, mais décalé d'une certaine distance. La figure obtenue en sommant ces systèmes est donc d'autant moins visible que la source est étendue. On définit un facteur de visibilité qui module les franges: il dépend de la taille de la source, mais aussi des dimensions du dispositif expérimental et s'annule lorsque l'ouverture du faisceau vu du fil  $l/d_1$  est égale à l'ouverture angulaire de l'interfrange vu du même fil  $i/d_2$  [9,10]. Les franges sont donc visibles tant que:

$$i \geq i_{\min} = l \frac{d_2}{d_1} \quad (2.7)$$

Pour conserver un facteur de visibilité meilleur que 90%, un facteur 4 au moins doit être conservé entre ces deux angles, ce qui s'écrit:

$$i \geq 4l \frac{d_2}{d_1} \quad (2.8)$$

La formule (2.3) permet d'obtenir, pour  $l$  connue, la condition sur  $\delta$ :

$$\delta \leq \frac{1}{4} \frac{\lambda}{l} \frac{d_1 + d_2}{2d_2} \quad (2.9)$$

Cette condition peut s'écrire en fonction des paramètres contrôlables de l'expérience:

$$l \leq \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{h^2}{2me}} \frac{\sqrt{V_2 - V_p}}{V_c} \frac{d_1 + d_2}{d_1} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (2.10)$$

*Application numérique:*

D'après la discussion du Chapitre 1 sur la taille de la source (§2.6), il est pessimiste de prendre  $l=5\text{nm}$ . Avec les mêmes valeurs que précédemment, la formule (2.9) donne  $\delta_{\text{max}}=4,6\text{mrad}$ , soit une tension fil-cylindre de 2,7V. On voit que pour  $l=1\mu\text{m}$ , la formule (2.9) donne  $\delta_{\text{max}}=23\mu\text{rad}$  et une tension de 13,5mV, incompatible avec la condition de recouvrement. Ceci explique pourquoi les expériences d'interférométrie électronique avec des sources plus étendues aient été faites dans des optiques de microscope électronique permettant de collimater le faisceau pour obtenir une source secondaire plus petite.

*Remarque: La notion de longueur de cohérence spatiale n'a pas une signification claire dans l'expérience du biprisme de Fresnel. En revanche, on peut la définir dans l'expérience des fentes de Young, où les deux sources fictives permettant de créer des interférences sont les fentes. Pour une source de taille donnée, la cohérence mutuelle des sources diminue lorsqu'on les éloigne. On définit la longueur de cohérence transverse comme l'écartement maximal des fentes pour que les sources fictives puissent rester mutuellement cohérentes [6,11]. Cette longueur vaut  $l_s = \lambda d_1 / l$  où  $d_1$  est la distance de la source au plan des fentes et  $l/d_1$  l'ouverture de la source vu de ce plan. Avec  $l=5\text{nm}$ ,  $d_1=45\text{mm}$  et des électrons d'énergie 100eV, on trouve  $l_s=1,1\text{mm}$ . Cette valeur élevée rend la source très adaptée pour l'holographie par transmission [12,13].*

### 2.3.3) Cohérence temporelle (ou longitudinale)

Le faisceau issu de la pointe n'est pas homocinéétique, mais a une certaine dispersion énergétique qui, dans notre cas, est inférieure à 0,3eV. On peut considérer comme pour le cas de la cohérence spatiale que la source est constituée d'une infinité de sources élémentaires émettant des électrons de longueurs d'onde différentes et créant des systèmes de franges qui se superposent et se brouillent. Pour un point d'abscisse  $x$  du plan d'observation, les franges claires de deux systèmes de franges créés par deux sources de longueurs d'onde  $\lambda$  et  $\lambda + \Delta\lambda$  sont décalés de la distance  $\Delta i \frac{x}{i}$ . Le brouillage est total si  $\Delta i \frac{x}{i} = i$ . Or d'après (2.4), on a  $\frac{\Delta i}{i} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ .

Finalement, les franges d'interférences restent visibles seulement si\*  $x < x_i$  avec:

$$x_i = i \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (2.11)$$

\* cette condition nécessaire n'est pas suffisante: on doit avoir aussi  $x < \delta d_2$ , où  $2\delta d_2$  est la taille de la zone de recouvrement des faisceaux.

On voit donc que le nombre de franges visibles ne dépend que des propriétés intrinsèques de la source.

La formule (2.11) s'écrit en fonction de l'énergie des électrons:

$$x_1 = 2i \frac{V_2 - V_p}{\Delta(V_2 - V_p)} \quad (2.12)$$

*Application numérique:* Pour  $V_2 - V_p = 100V$  et  $\Delta(V_2 - V_p) = 0,3V$ , on obtient  $x_1 = 660.i$ . Pour une visibilité des franges de 90%, on doit avoir  $x \leq x_1/4$ , soit 165 franges.

*Remarque:* On peut définir une longueur de cohérence temporelle  $l_t$  qui dépend uniquement des caractéristiques de la source. On a [6]:  $l_t = \lambda^2 / \Delta\lambda$  et on retrouve la formule (2.12) en exprimant que le brouillage de phase est total lorsque  $D_m = l_t$ .

*Klein et al. soulignent que, contrairement au cas de l'interférométrie "classique" (photonique),  $l_t$  n'est pas la longueur du paquet d'onde qui dépend de la distance parcourue puisque sa propagation est intrinsèquement dispersive (chaque longueur d'onde correspond à une vitesse de groupe différente) [14].*

#### 2.3.4) Conclusion

L'observabilité des franges dépend:

- de la taille et de la dispersion énergétique de la source.
- des dimensions du dispositif interférentiel et de la polarisation de ses électrodes.

Des interférences pourront être observées si la condition (2.5) est respectée et si  $i_{\max}$  (formule (2.6)) est plus grand que  $i_{\min}$  (formule (2.7)). Etant données les dimensions supposées de la source, notre dispositif nous permettra d'observer des franges entre 40nm et  $2\mu m$ . D'autre part, la dispersion énergétique des électrons est suffisamment faible pour que nous puissions voir au moins 165 franges avec une bonne visibilité.

#### 2.4) Diffraction sur le fil

En plus du phénomène d'interférences, celui de la diffraction sur le fil vient créer de nouvelles franges qui modulent ou brouillent le système que nous souhaitons observer [15]. La diffraction sur le fil se rapproche du cas de la diffraction sur deux bords d'écrans situés de chaque côté du fil [16,17]. Ce phénomène est décrit dans l'approximation de Fresnel, et l'intégrale de diffraction obtenue est résolue par des méthodes numériques. Le profil de luminosité obtenu est apériodique (voir Figure 1.7), mais on définit un facteur d'échelle  $S_r$  qui donne l'ordre de grandeur des franges:

$$S_r = \sqrt{\frac{\lambda d_2 (d_1 + d_2)}{2d_1}} \quad (2.13)$$

*Application numérique:* avec les mêmes valeurs que précédemment,  $S_r = 12,7\mu m$ .

Les franges d'interférences sont plus petites d'un facteur 10 à 100 suivant la polarisation du fil. On verra donc une modulation de la figure d'interférence par des franges de diffraction (cette observation est très classique [10,18,19]). Celles ci sont

aisément reconnaissables puisque leur taille ne dépend pas de la polarisation du fil. En revanche, le bord de l'ombre géométrique du fil bouge avec sa polarisation. Lorsque celle-ci est faible, nous serons confrontés au problème du brouillage des deux systèmes de diffraction qui sont trop proches pour être indépendants.

### 3) LENTILLES ELECTROSTATIQUES

#### 3.1) Rôle des lentilles

D'après les calculs de la partie précédente, la taille des franges d'interférences est de l'ordre de quelques centaines de nm, voir quelques microns en éloignant le plan d'observation de l'interféromètre. Cependant, l'interfrange obtenu nous paraît trop faible pour une taille d'enceinte à vide raisonnable (si possible inférieure au mètre!) et pose des problèmes de conduite de faisceau ou de blindage aux champs perturbateurs. Il nous paraît donc judicieux d'exploiter la figure obtenue en sortie de l'interféromètre en la grossissant à l'aide de lentilles électroniques. Dans la mesure où celles-ci sont réglables, cette solution comporte en outre l'avantage de la souplesse d'utilisation dans une grande gamme de grossissements.

Il existe différents types de lentilles pour des applications de focalisation de faisceau ou de grossissement [20]. Les lentilles les plus performantes sont vraisemblablement les lentilles magnétiques, utilisées par exemple pour la microscopie électronique. Cependant, elles sont complexes à mettre en oeuvre en laboratoire, et sont utilisées surtout pour des électrons rapides; de plus, nous préférons bannir de notre expérience tout champ magnétique (c'est le rôle du blindage dont nous parlerons au chapitre suivant) qui rend la compréhension des trajectoires électroniques plus complexes. C'est pourquoi nous nous sommes orientés vers des lentilles électrostatiques. Entre les différentes lentilles électrostatiques communément mises au point en laboratoire, notre choix a finalement porté sur des lentilles à trois cylindres, et ce pour les raisons suivantes:

- les aberrations de champ  $y$  sont relativement faibles.
- les aberrations dues à des défauts d'origine mécanique peuvent être réduites en deçà de limites raisonnables avec les moyens de réalisation dont nous disposons.
- les trajectoires électroniques sont continuellement confinées au centre de cylindres, ce qui permet de limiter l'influence d'éventuels champs parasites.

#### 3.2) Calcul de l'action des lentilles

##### 3.2.1) Calcul des paramètres focaux

La Figure 2.2 résume la construction géométrique qui aboutit au calcul de l'action d'une lentille. Le plan de référence est arbitraire; on choisit généralement, s'il existe, un plan de symétrie de la lentille (dans notre cas, le plan de symétrie de l'électrode centrale). Les distances  $p$  et  $q$  et le grossissement linéaire  $M$  sont liés aux paramètres focaux par la relation newtonienne [20] :

centrale). Les distances  $p$  et  $q$  et le grandissement linéaire  $M$  sont liés aux paramètres focaux par la relation newtonienne [20] :

$$M = \frac{-f_1}{p - F_1} = \frac{q - F_2}{-f_2} \quad (2.14)$$

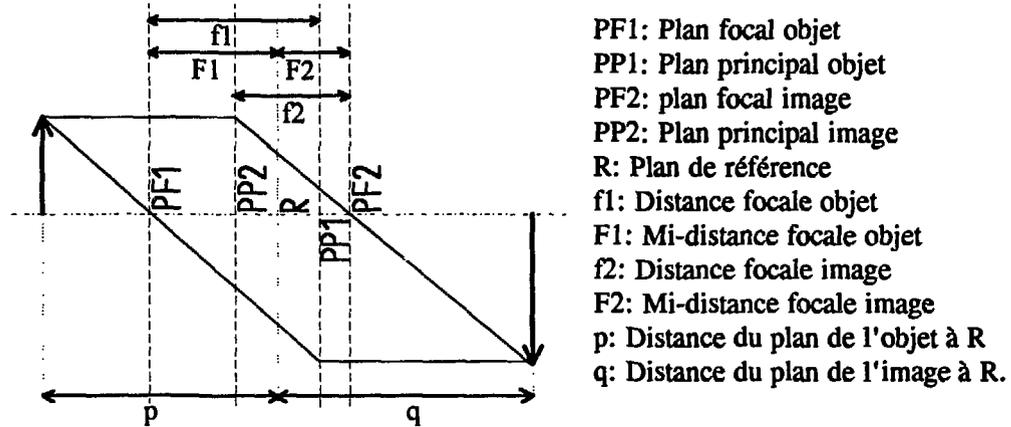


Figure 2.2: Action d'une lentille épaisse représentée par ses paramètres focaux.

Dans le cas d'une lentille électrostatique, composée de plusieurs électrodes, les paramètres optiques ( $f_1, F_1, f_2, F_2$ ) sont fonctions des polarisations appliquées (prises par rapport au niveau de Fermi du métal émissif).

Leur calcul est calqué sur le principe de la construction géométrique des rayons lumineux en optique de verre: un rayon rentrant dans la lentille parallèlement à l'axe optique passe par le point focal image (intersection de l'axe optique et du plan focal image); de même, un rayon émergeant de la lentille parallèlement à l'axe optique est passé par le point focal objet. Les paramètres focaux sont donc déduits de ces deux trajectoires remarquables, ce qui présuppose le calcul du champ qui règne entre les cylindres par résolution de l'équation de Laplace. Ces calculs ont été réalisés par Harting & Read [21], qui fournissent pour plusieurs géométries de lentilles sous forme d'abaques et de tableaux les quatre paramètres ( $f_1, F_1, f_2, F_2$ ) en fonction des potentiels appliqués. On pourra se reporter également à l'ouvrage de D.W.O.Heddle [22] qui explique en détail la procédure du calcul des paramètres optiques des lentilles dans un formalisme très proche de celui d'Harting & Read.

### 3.2.2) Choix des dimensions

Nous avons choisi de construire un système de lentilles nous permettant d'obtenir un grandissement linéaire de l'ordre de 100. Afin de limiter les aberrations inhérentes à l'utilisation de lentilles très fortes, nous avons décomposé ce grandissement en deux lentilles permettant d'obtenir chacune un grandissement d'un facteur 10. Chacune des deux lentilles est composée de trois cylindres adjacents de mêmes diamètres internes et de même axe.

On appelle  $D$  le diamètre interne des lentilles,  $A$  la longueur du cylindre central et  $G$  l'écart entre deux cylindres. Les paramètres optiques ne dépendent des dimensions des cylindres que par les facteurs  $A/D$  et  $G/D$  (voir Figure 2.3). Les longueurs du premier et du troisième cylindres de chaque lentille sont choisies de manière à immerger l'objet et l'image (l'image de la deuxième lentille est au bord du dernier cylindre).

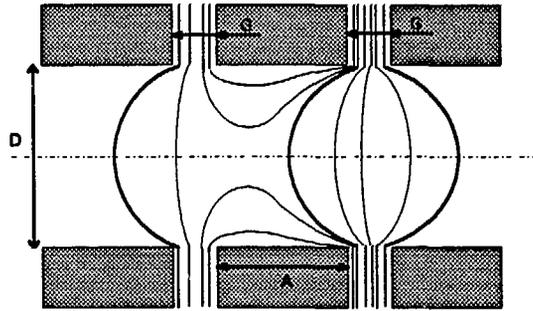


Figure 2.3: Lentille électrostatique à trois cylindres.

Ces longueurs étant supérieures à  $D$ , on suppose qu'elles sont sans influence sur l'action de la lentille (le champ est pratiquement confiné au voisinage du cylindre central). Nous avons choisi pour les deux lentilles  $A/D=1$  et  $G/D=0,1$ . Pour la première lentille,  $D=10\text{mm}$ ; pour la deuxième,  $D=30\text{mm}$  (les calculs sur les lentilles sont faits pour des rayons paraxiaux, d'où le choix d'un diamètre assez grand). Le dernier cylindre de la première lentille et le premier cylindre de la deuxième lentille sont accolés pour ne former qu'une seule électrode. Celle-ci est suffisamment longue (plus longue que  $2D$ ) pour qu'on puisse considérer que les deux lentilles sont totalement découplées. Les longueurs des électrodes sont données sur la Figure 2.4 qui représente le système dans son ensemble.

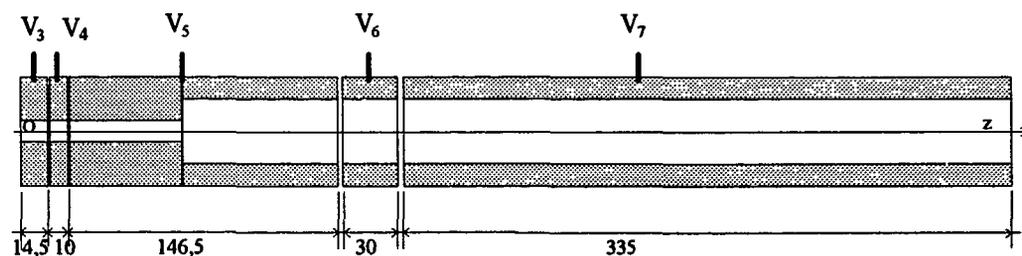


Figure 2.4: Système des deux lentilles en série.

### 3.2.3) Polarisation des lentilles

Soit  $O$  le point d'entrée des lentilles sur l'axe des cylindres, et  $z$  l'abscisse d'un point sur cet axe par rapport à  $O$ . On appelle  $V_3$  à  $V_7$  les tensions appliquées aux cinq électrodes indépendantes des lentilles. Le plan d'observation étant placé à une

$M=97,6$  pour  $V_3=100V$ ,  $V_4=25V$ ,  $V_5=2000V$ ,  $V_6=-50V$  et  $V_7=6500V$ . Le fil de l'interféromètre est, dans le même repère, à l'abscisse  $Z_0=-57mm$ . On trouve alors d'après la formule (2.4), que pour  $V_{fc}=0,3V$ , la figure obtenue en sortie des lentilles est composée d'interfranges de valeur  $M.i=26,5\mu m$ .

Si on prend  $V_3=100V$ ,  $V_4=500V$ ,  $V_5=2000V$ ,  $V_6=200V$  et  $V_7=6500V$ , l'objet est pris en  $Z=0$  avec un grandissement linéaire global  $M=26,3$ . L'interfrange obtenu en sortie est alors de  $M.i=6,14\mu m$ .

Il est évident que la première configuration est beaucoup plus attrayante que la seconde. Toutefois, il faut garder en tête que l'émittance de l'image (puissance lumineuse par unité de surface) est inversement proportionnelle au carré du grandissement linéaire.

### 3.2.4) Simulation du réglage des lentilles

Dans un système de lentilles de verre, les paramètres focaux des lentilles sont fixés par leur forme et on doit régler la distance entre ces lentilles pour observer dans un plan image déterminé une image nette située dans un plan objet déterminé. Dans le cas des lentilles électroniques, on voit qu'on règle à l'inverse les paramètres focaux par l'intermédiaire des tensions appliquées aux cylindres. Il est donc essentiel de savoir paramétrer l'action de notre système de lentilles pour savoir comment les régler. Harting & Read fournissent dans leur ouvrage des fonctions polynômes approchées ("fits") des paramètres focaux en fonction des tensions appliquées. Cependant, ces fonctions ne donnent de résultats satisfaisants que pour des lentilles faibles. Nous avons donc préféré intégrer les tableaux dans un programme et déduire les valeurs intermédiaires par interpolation linéaire.

Le potentiel de la première électrode est fixé par celui des électrodes précédant le système de lentilles. Le réglage de la dernière électrode sert principalement à obtenir sur le phosphore de sortie une image plus ou moins lumineuse. Les électrodes centrales de chacune des lentilles, ainsi que dans une moindre mesure l'électrode commune aux deux lentilles, permettent de régler l'abscisse de l'objet et le grandissement linéaire. Si l'on considère les deux lentilles séparément,  $V_4$  et  $V_6$  ont le même rôle: diminuer ces tensions revient à diminuer ( $p-F_1$ ) et augmenter  $M$  en valeur absolue (voir formule (2.14)). Sur les abaques de la Figure 2.5, empruntées à l'ouvrage de Harting & Read, ce comportement est lisible de la manière suivante : en restant sur une droite verticale ( $q$  constant), diminuer le potentiel de l'électrode centrale notée  $V_b$  (donc descendre le long de la droite verticale) permet d'augmenter  $M$  et de diminuer  $p$ . Notons que les distances sont normées par rapport au diamètre interne des cylindres (voir Figure 2.3)

$$V_c / V_a = 3, A / D = 1, G / D = 0.1$$

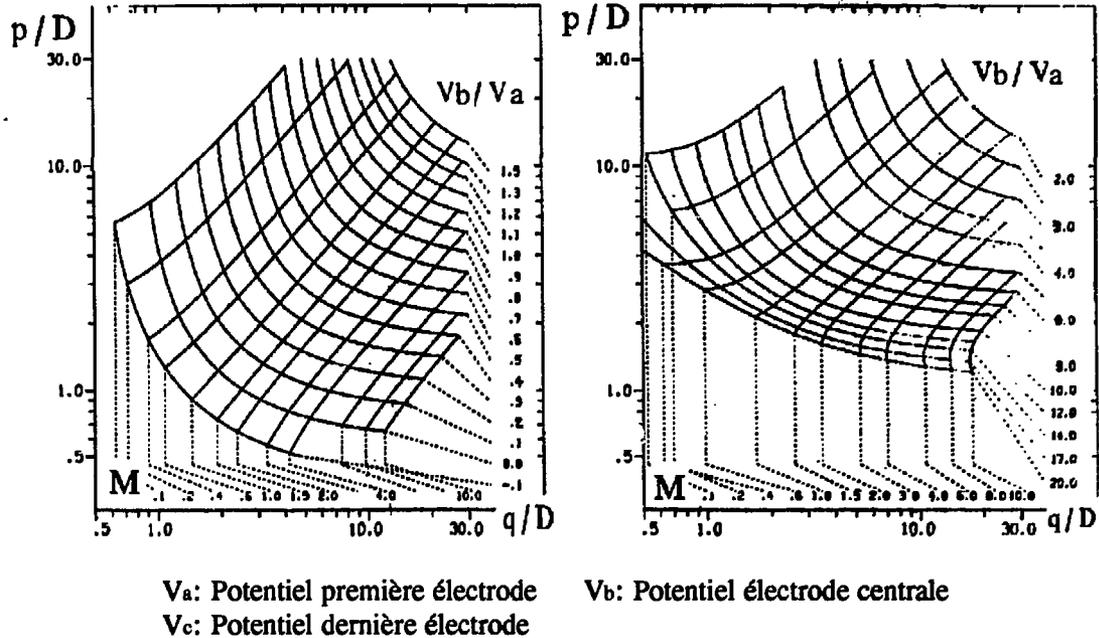


Figure 2.5: Exemple d'abaque p-q pour une lentille à trois cylindres.

Ces abaques permettent par ailleurs de voir que si on veut travailler à grandissement constant, alors le réglage de potentiel sur l'électrode centrale fait augmenter  $p$  avec  $q$  de manière quasi linéaire. Inversement, si aucun potentiel n'est modifié, alors la formule (2.14) peut s'écrire  $(p-F_1)(q-F_2)=\text{cste}$  et les courbes  $p$ - $q$  sont des hyperboles.

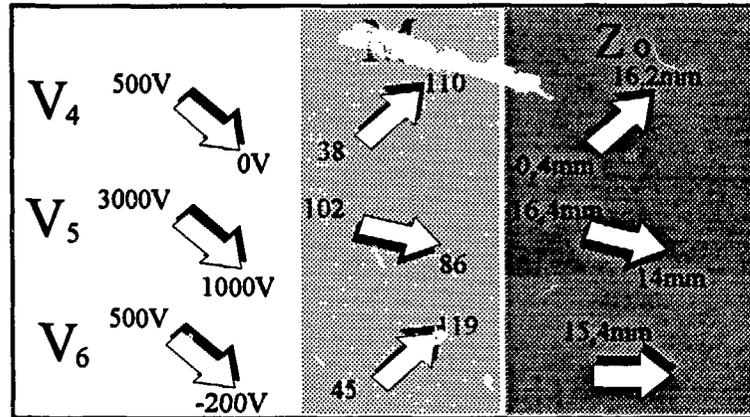
Les deux lentilles sont dépendantes puisque l'image de la première lentille est l'objet de la deuxième. Diminuer le potentiel de l'électrode centrale de la deuxième lentille revient à augmenter  $q$  pour la première lentille. L'objet de la première lentille se rapproche alors de son plan focal objet, mais cet effet est très faible car  $q/D$  est grand (pour  $M$  élevé, on se situe donc en bas à droite de l'abaque). Dans le cas où on joue sur  $V_6$ , l'effet est donc important sur le grandissement et faible sur l'abscisse de l'objet.

Le réglage de  $V_5$  est en revanche assez peu sensible sur le grandissement linéaire comme sur l'abscisse de l'image, même si une diminution de cette tension revient à diminuer la force de chacune des deux lentilles séparément. Ce réglage peut permettre avec l'action sur  $V_4$  ou  $V_6$  de travailler à  $Z_0$  constant pour différentes valeurs de  $M$ ; il pourrait également être utilisé pour obtenir la netteté d'un objet voulu puisqu'il est peu sensible.

En jouant sur  $V_4$  et  $V_6$ , on peut faire varier le grandissement linéaire depuis une valeur inférieure à 1 (et, à la limite, proche de zéro) jusqu'à une valeur supérieure à

100. Le système est donc relativement souple, même si l'amplitude de réglage de l'abscisse de l'objet n'est pas supérieure à 30mm.

Le rôle de ces trois réglages est résumé sur la Figure 2.6.



Valeurs standards:  $V_3=100V$ ,  $V_4=25V$ ,  $V_5=2000V$ ,  $V_6=-50V$ ,  $V_7=6500V$ .  
Ces valeurs sont données à titre d'exemple.

Figure 2.6: Rôle des réglages de tensions sur les lentilles.

*Remarque: Dans la deuxième lentille, les électrons ont une énergie plus élevée donc l'effet de la lentille est plus difficile à obtenir. C'est pourquoi on applique à l'électrode centrale un potentiel très faible et même inférieur au potentiel auquel les électrons sont émis (bien sûr, le potentiel sur l'axe optique reste partout supérieur au potentiel d'émission grâce aux première et troisième électrodes dont les potentiels sont élevés).*

### 3.3) Défauts des lentilles

Ils sont de plusieurs natures [2]. Les aberrations chromatiques sont dues au fait que la source émette des électrons d'énergies différentes (ils subissent donc des trajectoires différentes dans les lentilles). Les aberrations géométriques (ou monochromatiques, par opposition aux précédentes) sont dues aux limites de l'approximation linéaire de Gauss; ces termes apparaissent lorsque l'approximation des petits angles n'est plus faite au premier mais au troisième ordre. Dans le cas des lentilles électrostatiques, les aberrations géométriques les plus importantes sont les aberrations de sphéricité; nous évaluerons leur effet sur la netteté des images avant d'évoquer les autres causes de brouillage ou de déformation de l'image. Les défauts mécaniques de réalisation des lentilles ainsi que la fluctuation des alimentations seront enfin abordés.

### 3.3.1) Aberrations chromatiques

En optique de verre comme en optique électronique, l'indice varie en fonction de la longueur d'onde. La dispersion énergétique d'une source se traduit donc par une dispersion des trajectoires dans les lentilles et par un brouillage de l'image. Les aberrations chromatiques ont été quantifiées en optique électronique [23,24], mais les calculs ne conduisent à des résultats simples que pour des lentilles minces (à notre connaissance).

Nous avons vu au chapitre précédent que le formalisme optique appliqué aux lentilles électrostatiques permet de considérer une image obtenue à partir d'un faisceau non homocinétiq ue comme la superposition de plusieurs images correspondant chacune à une énergie. Comme l'effet des lentilles est modifié en fonction de l'énergie cinétique des électrons (ou du niveau énergétique duquel ils sont émis), chacune des images est formée avec un grandissement différent et à partir d'un plan objet différent. On voit donc qu'il est aisé d'obtenir une estimation des aberrations chromatiques en faisant varier le niveau de référence des tensions d'électrodes dans les limites de la bande énergétique d'émission de la source. Ainsi, des électrons d'énergie  $eV_3$  forment pour des tensions ( $V_3, V_4, V_5, V_6, V_7$ ) une image qui est la projection avec un grandissement  $M$  d'un objet placé en  $X_0$ ; des électrons d'énergie  $e(V_3+\Delta V)$  forment une image qui est la projection avec un grandissement  $M+\Delta M$  d'un objet placé en  $X_0+\Delta X$ , calculés en considérant que les tensions appliquées aux électrodes des lentilles sont ( $V_3+\Delta V, V_4+\Delta V, V_5+\Delta V, V_6+\Delta V, V_7+\Delta V$ ). La variation sur l'abscisse du plan objet induit d'après la formule (2.4) une variation relative sur l'interfrange, de sorte qu'on a:  $\Delta i/i = \Delta V/V_2 + \Delta Z/d_2$ . On observe alors dans l'image obtenue en sortie une variation relative sur l'interfrange:

$$\Delta(M.i)/M.i = \Delta V/V_2 + \Delta Z/d_2 + \Delta M/M \quad (2.15).$$

#### *Application numérique:*

D'après le §3.5 du chapitre 1, on peut prendre  $\Delta V = 0,3V$ .

Pour  $V_2 = V_3 = 100V, V_4 = 25V, V_5 = 2000V, V_6 = -50V$  et  $V_7 = 6500V$ , On trouve  $\Delta Z/d_2 = 1,8 \cdot 10^{-4}$  et  $\Delta M/M = 1,4 \cdot 10^{-3}$ , soit  $\Delta(M.i)/M.i = 4,6 \cdot 10^{-3}$ .

Si on prend  $V_3 = 100V, V_4 = 500V, V_5 = 2000V, V_6 = 200V$  et  $V_7 = 6500V$ , on obtient alors  $\Delta Z/d_2 = 2,3 \cdot 10^{-4}$  et  $\Delta M/M = 3,1 \cdot 10^{-4}$ , donc  $\Delta(M.i)/M.i = 3,5 \cdot 10^{-3}$ .

On voit donc que le réglage des lentilles influe assez peu sur les aberrations chromatiques qui dépendent essentiellement de la largeur spectrale de la source.

Les valeurs obtenues montrent que le brouillage ne permettra pas de voir plus de 200 interfranges.

### 3.3.2) Aberrations de sphéricité

Elles sont dues au fait que les rayons convergent d'autant plus qu'ils sont marginaux. Un rayon provenant du foyer objet recoupe l'axe de la lentille avant le foyer image, et d'autant plus loin du foyer image qu'il est incliné sur l'axe de la lentille. L'image du foyer n'est donc pas un point mais un disque appelé disque de moindre confusion. En reprenant la loi de Snell-Descartes sans faire l'approximation de Gauss [6], on

obtient pour le rayon de ce disque une expression du type  $\Delta r = M C_s \alpha^3$ , où  $\alpha$  est l'ouverture du faisceau incident et  $C_s$  le coefficient d'aberration sphérique.

$C_s$  est une fonction de  $M$  que Harting & Read approchent par un polynôme en  $1/M$  dont les coefficients sont donnés pour chaque lentille et chaque polarisation. Comme le grandissement angulaire est l'inverse du grandissement linéaire, on obtient pour deux lentilles de grandissements linéaires  $M_1$  et  $M_2$  en série:

$$\Delta r = M_1 C_{s1} \alpha^3 + M_2 C_{s2} (\alpha/M_1)^3 = (M_1 C_{s1} + M_2 C_{s2}/M_1^3) \alpha^3 \quad (2.16)$$

$C_{s1}$  et  $C_{s2}$  étant les coefficients d'aberration sphériques respectifs.

#### *Application numérique:*

Afin de limiter l'ouverture du faisceau, nous avons placé en entrée des lentilles un diaphragme d'ouverture 1mm. Sachant que la distance à la source est de 10cm, on voit que  $\alpha = 5 \text{ mrad} = 0,28^\circ$ .

Pour  $V_3 = 100\text{V}$ ,  $V_4 = 25\text{V}$ ,  $V_5 = 2000\text{V}$ ,  $V_6 = -50\text{V}$  et  $V_7 = 6500\text{V}$ , On trouve

$M_1.C_{s1} = 57,9\text{mm}$ ,  $M_2.C_{s2}/M_1^3 = 1,09\text{mm}$ , d'où  $\Delta r = 7,4\text{nm}$ .

Si on prend  $V_3 = 100\text{V}$ ,  $V_4 = 500\text{V}$ ,  $V_5 = 2000\text{V}$ ,  $V_6 = 200\text{V}$  et  $V_7 = 6500\text{V}$ , on obtient  $M_1.C_{s1} = 114,8\text{mm}$ ,  $M_2.C_{s2}/M_1^3 = 30,5\text{mm}$  d'où  $\Delta r = 18\text{nm}$ .

Ces valeurs restent petites par rapport à l'échelle des interférences observables. Dans les deux cas, la contribution de la première lentille est toujours plus importante car l'ouverture est réduite pour la deuxième. Cependant, réduire le grandissement linéaire de la première lentille ne semble pas diminuer cette aberration. Retenons que l'angle d'ouverture est un paramètre très important puisqu'avec un diaphragme d'ouverture 5mm, on aurait obtenu dans le deuxième cas un disque de rayon  $\Delta r = 2,2\mu\text{m}$ .

#### 3.3.3) Autres aberrations géométriques

Les aberrations de coma sont généralement masquées par les aberrations de sphéricité et ne sont visibles que dans les systèmes strictement rectifiés. On peut encore observer des aberrations de champ, qui n'affectent que les rayons éloignés de l'axe des lentilles, et qu'on classe en deux types:

- *Astigmatisme ou courbure de champ*: l'astigmatisme est la non convergence des rayons issus d'une source dans le plan image due au décentrage de l'objet par rapport à l'axe optique. L'image d'une source ponctuelle est une ellipse dont les dimensions dépendent de la distance de la source à l'axe de la lentille. Cette ellipse peut être ramenée au disque de moindre confusion dû aux aberrations de sphéricité en utilisant une anode bombée et non plate (type tube cathodique).

- *Distorsion*. Le grandissement n'est pas le même pour des rayons paraxiaux et des rayons très éloignés de l'axe, ce qui a pour effet de déformer l'image (et non de la rendre floue). Cet effet est mis en évidence (Figure 2.7) en plaçant un quadrillage dans le plan objet: si l'image obtenue est un coussinet (coins fuyants) alors la distorsion augmente le grandissement pour les rayons éloignés de l'axe; si l'image obtenue est un barillet, l'inverse se produit.

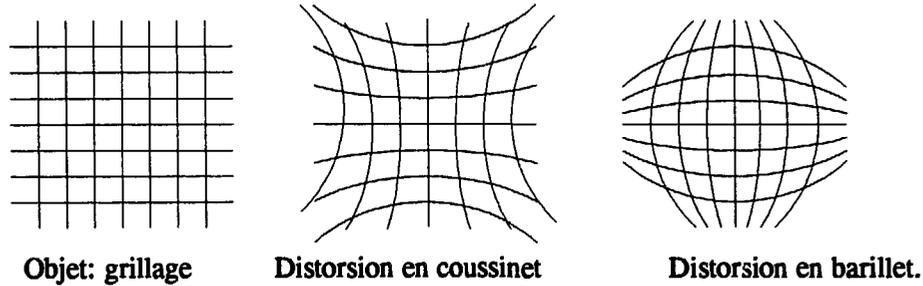


Figure 2.7: Aberrations de distorsion.

Ces deux défauts n'ont pas fait l'objet de correction particulière parce que nous n'aurons à traiter que des rayons paraxiaux. Signalons quand même l'existence d'un brevet d'idée qui permet en théorie de les corriger par des moyens électrostatiques, à condition d'admettre de perdre le centre de l'image [25].

### 3.3.4) Défauts mécaniques et électriques

- *Aberrations d'origine mécanique*: Grivet ([2] page 101) différencie les aberrations dues à des mésalignements et les aberrations d'ellipticité dues à des imperfections de symétrie de révolution dans la fabrication des lentilles. Il conclut qu'un décentrage de quelques centièmes de millimètres est sans effet; la même incertitude sur le rayon interne des cylindres conduit pour une ouverture du faisceau de 5mrad à un disque de moindre confusion de 50nm. Nous verrons au chapitre suivant que ces tolérances sont respectées en pratique.

- *Variations des polarisations*: Elles induisent une variation sur l'abscisse de l'objet et sur le grandissement qui se traduit par une fluctuation de l'image. Le raisonnement que nous avons fait au § 3.3.1 peut être reconduit dans ce cas. Nous avons donc repris le programme de calcul des paramètres du système de lentilles en introduisant sur chaque électrode une variation relative de signe quelconque (contrairement au calcul d'aberration chromatique où les variations étaient toutes dans le même sens). Nous obtenons pour un  $\Delta V/V=10^{-3}$  un  $\Delta X/X=3,8 \cdot 10^{-5}$  et  $\Delta M/M=4,7 \cdot 10^{-4}$ . D'après la formule (2.15), on obtient alors:

$$\Delta(M.i)/M.i = \Delta V/V_2 + \Delta Z/d_2 + \Delta M/M \approx \Delta V/V_2 = 1,5 \cdot 10^{-3}. \quad (2.17)$$

Ici encore c'est le déplacement de l'abscisse du plan objet qui induit le brouillage le plus important sur l'image. Le résultat obtenu montre que des alimentations stables au millième sont suffisantes.

#### 4) SYSTEME D'ENREGISTREMENT

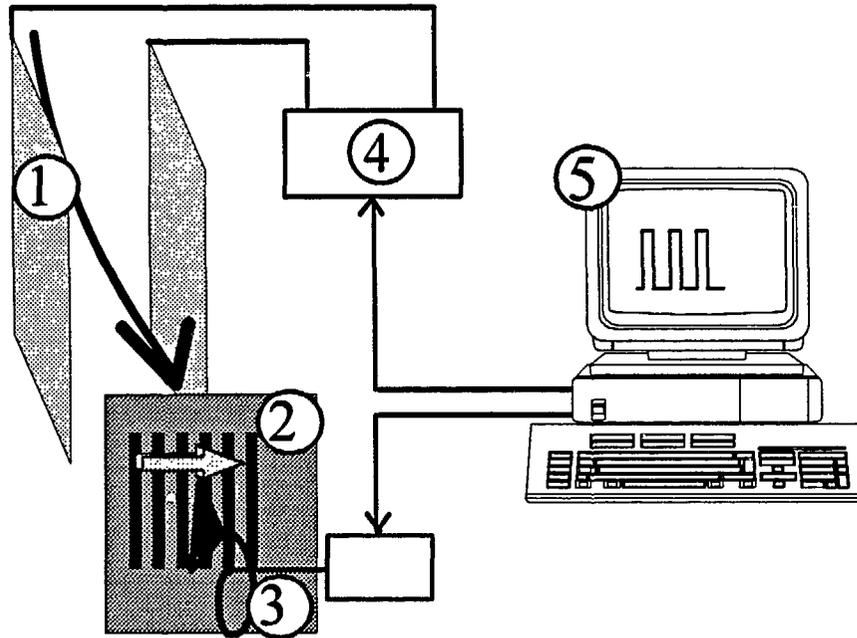
##### 4.1) Choix du procédé

Plusieurs procédés sont à notre disposition pour enregistrer les images obtenues en sortie des lentilles. Le plus simple *a priori* dans notre laboratoire est d'utiliser comme anode un écran transparent sur lequel un phosphore est déposé. Cependant, les interférences que nous souhaitons observer sont trop proches de l'ordre de grandeur des grains de phosphore. De plus, elles ne sont pas visibles à l'oeil nu et probablement pas sur une photographie classique. Il faut donc avoir recours à un microscope optique plaqué sur un hublot en face du phosphore, vraisemblablement couplé à un intensificateur d'image puisque l'émittance des images obtenues est très faible. Enfin, le résultat serait photographié et analysé par un densitomètre. Cette solution nous oblige donc à passer par un certain nombre de transformations de l'image qui s'accompagnent forcément de perte d'informations. Nous préférons donc chercher un procédé plus direct.

Il existe des émulsions photographiques rapides, utilisées en microscopie électronique et qui permettent d'obtenir des images de très bonne résolution (jusqu'à quelques centaines d'Angströms). Cependant, nos images sont très faiblement lumineuses et ce procédé ne convient pas. De plus, les caractéristiques de la source n'étant pas connues, notamment en terme de stabilité, il nous paraît aléatoire de travailler sans avoir le résultat pendant les expériences.

Tonomura et al utilisent [26] un "compteur-positionneur d'électrons" composé d'un film fluorescent, d'une photocathode et d'une galette de micro-canaux destinés à créer une avalanche d'électrons, puis d'une galette résistive permettant de positionner l'endroit d'impact de cette avalanche. Le positionnement se fait en mesurant la différence entre les instants d'arrivée de l'impulsion de charge et le temps mis pour atteindre les quatre coins de l'anode résistive. La position de l'impact est notée et un traitement numérique permet de reconstituer l'image.

La résolution obtenue avec ce procédé n'est pas suffisante (en pratique la limite est de l'ordre de 100 $\mu$ m) pour notre application. Cependant, nous avons souhaité conserver le principe du comptage direct des électrons. Nous utilisons un channeltron [27] monté derrière un diaphragme de très petite taille. L'image est défléchie devant ce diaphragme et le comptage est réalisé pas à pas. La résolution de l'image est conditionnée par le pas du déplacement, ainsi que par la taille du diaphragme qui doit être inférieure à ce déplacement. Les franges que nous souhaitons observer étant verticales (dans la direction du fil), on ne perd aucune information en faisant une coupe horizontale de la répartition d'intensité dans le plan de l'image. C'est pourquoi la déflexion de l'image se fait uniquement dans la direction horizontale (voir Figure 2.8).



1: Plaques de déflexion    2: Anode    3: Détecteur et électronique associée  
4: Polarisation des plaques    5: Pilotage.

Figure 2.8: Principe d'enregistrement.

#### 4.2) Déflexion

Le calcul de la déflexion de particules chargées par un champ homogène créé entre deux plaques polarisées à des tensions différentes est classique. Soit deux plaques de longueur  $L$ , séparées par une distance  $d_3$ ; soit  $(O, x, z)$  un repère orthonormé dans lequel les plaques sont de part et d'autre de  $(Oz)$  et à des ordonnées  $\pm d_3/2$ ,  $O$  correspondant au bord de la zone délimitée par les plaques (Figure 2.9).

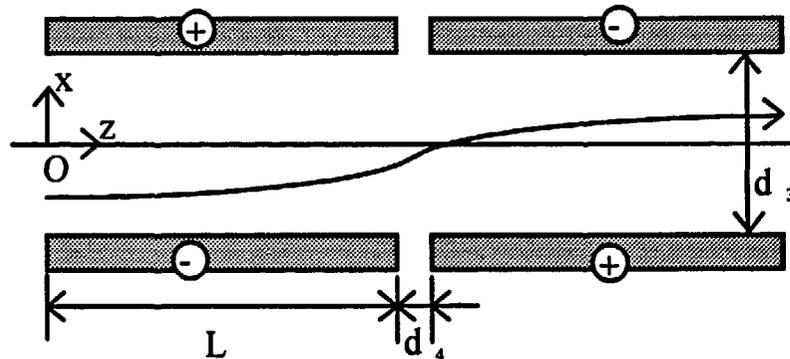


Figure 2.9: Système de déflexion.

La plaque du haut est polarisée à la tension  $V$  par rapport à celle du bas. Un électron émis au potentiel  $-V_2$  par rapport à la tension moyenne des plaques, croisant l'axe des ordonnées en  $x=x_0$  avec un angle  $\alpha_0$  arrive en  $z=L$  à l'abscisse  $x_s$  avec un angle  $\alpha_s$  tel que:

$$x_s = \frac{1}{4} \frac{V}{V_2} \frac{L^2}{d_3} + L \operatorname{tg}(\alpha_0) + x_0 \quad (2.18)$$

$$\operatorname{tg}(\alpha_s) = \frac{1}{2} \frac{V}{V_2} \frac{L}{d_3} + \operatorname{tg}(\alpha_0) \quad (2.19)$$

Dans notre cas, la déviation angulaire peut s'avérer gênante si les plaques sont placées en entrée des lentilles, puisqu'elles écartent les rayons paraxiaux de l'axe. Nous avons donc jugé utile de rajouter un deuxième jeu de plaques décalé d'une distance  $d_4$  et polarisé dans l'autre sens (voir Figure 2.9), de manière à doubler le décalage en ordonnée en annulant la déviation angulaire. Le fait de ne pas connecter physiquement les électrodes de déflection deux à deux permet d'ailleurs d'envisager de pouvoir redresser un faisceau marginal en accentuant l'une des deux tensions par rapport à l'autre. Indiquons  $a$  et  $b$  les grandeurs correspondant aux premier et deuxième jeux de plaques. On peut composer les formules (2.18) et (2.19) pour obtenir:

$$x_s = \frac{1}{4} \frac{1}{V_2 d_3} (3V_a L_a^2 - V_b L_b^2 + 2V_a L_a d_4) + (L_a + L_b + d_4) \operatorname{tg}(\alpha_0) + x_0 \quad (2.20)$$

$$\operatorname{tg}(\alpha_s) = \frac{1}{2} \frac{V_a L_b - V_b L_b}{V_2 d_3} + \operatorname{tg}(\alpha_0) \quad (2.21)$$

La déviation angulaire due aux plaques de déflection est nulle si  $V_a L_a = V_b L_b$ .

Nous avons choisi  $L_a = L_b$ , cette condition est donc réalisée si  $V_a = V_b = V$ .

La formule (2.20) donne finalement :

$$x_s = \frac{1}{2} \frac{VL}{V_2 d_3} (L + d_4) + (2L + d_4) \operatorname{tg}(\alpha_0) + x_0 \quad (2.22)$$

Pour  $e$  petit devant  $L$ , on retrouve que la déflection est double avec deux jeux de plaques.

*Remarque: dans ce calcul, nous négligeons implicitement le champ qui existe entre les deux paires de déflecteurs (les trajectoires sont rectilignes entre  $z=L$  et  $z=L+e$ ). Lorsque les tensions appliquées à chacun des paires sont opposées, il existe une double symétrie au problème qui apparaît de manière évidente sur la Figure 2.10.*

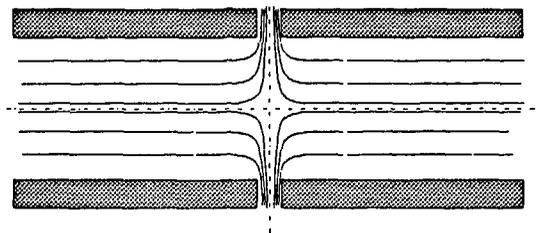


Figure 2.10:  
champ entre les déflecteurs.

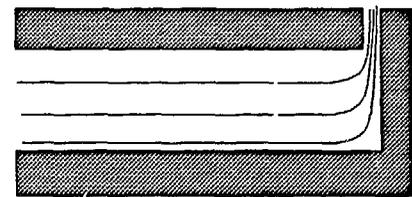


Figure 2.11:  
Géométrie équivalente.  
(pour le calcul du champ)

*Le calcul peut alors être ramené au cas de la Figure 2.11, résolu grâce à une transformation conforme (voir par exemple [28] page 299). Toutefois, la solution obtenue n'est pas analytique et reste difficilement exploitable. Une simulation des trajectoires électroniques par le logiciel Simion montre par ailleurs que l'effet de ce champ est faible lorsque les trajectoires sont proches de l'axe optique (voir Chap 4). La Figure 2.10 fait également apparaître le fait que tous les électrons n'ont pas le même chemin optique parce qu'ils ne passent pas à travers les mêmes zones de potentiel. Nicklaus et Hasselbach [14] évoquent le déphasage qu'un tel déflecteur occasionne. Toutefois dans notre cas ce déphasage est compensé par la symétrie des deux jeux de déflecteurs et nous pouvons espérer que cet effet soit moindre. En fait, seul un calcul avec la méthode évoquée plus haut permettrait de connaître précisément la différence de chemin optique entre deux trajectoires dans les déflecteurs.*

**Applications numériques:**

Choisissons  $L=1\text{cm}$ ,  $d_3=5\text{mm}$  et  $d_4=1\text{mm}$ . Nous allons calculer la déviation que subit un électron passant le long de l'axe (Ox), c'est à dire  $x_0=\alpha_0=0$ .

Si la déflexion était faite entre les lentilles et l'anode, les électrons auraient une énergie cinétique de l'ordre de 6000eV (potentiel de la dernière électrode des lentilles). La déflexion vaudrait  $x_s=1,8\mu\text{m}$  par volt de polarisation. Un interfrange moyen de  $10\mu\text{m}$  est donc balayé pour une variation de la déflexion de 5,5V, et il faut faire varier cette même tension de 550V pour voir une centaine de franges.

Si la déflexion est faite avant les lentilles, les électrons ont seulement une énergie de l'ordre de 100eV et la déflexion vaut alors à  $x_s=0,11\text{mm}$  par volt de polarisation, soit 11mm par volt de polarisation en sortie des lentilles pour un grandissement de 100. Il est alors possible de défléchir le faisceau de manière efficace avec des tensions faibles, mais l'alimentation utilisée doit être plus précise. En effet, si l'interfrange est en entrée des lentilles de 200nm, un pas de 20nm est exigible pour obtenir une image résolue. Ceci revient à faire varier la tension de déflexion par pas de 0,18mV.

La deuxième solution a été préférée à la première, et ce pour les raisons suivantes:

- pour la conception des électrodes de déflexion comme pour l'alimentation extérieure, il est beaucoup plus facile de travailler à basse qu'à haute tension. Nous disposons d'alimentations basse-tension pilotables et de précision relative suffisante.
- cette solution permet de faire bouger devant les lentilles l'image qu'on veut traiter, la partie visualisée correspondant toujours aux rayons passés par le centre des lentilles; ceci permet de s'affranchir pour une bonne part des aberrations de champ.

### 4.3) Résolution et luminosité

La résolution de l'image est fixée par le pas de déflexion  $\Delta x$  ou le pas en tension  $\Delta V = 9,1 \cdot V_2 \cdot \Delta x$  [SI] pour les valeurs du paragraphe précédent, et limitée par la taille  $f$  du trou du diaphragme (ou "fenêtre"). Un enregistrement conforme à l'image est réalisé seulement si  $M\Delta x > t$ . Si cette condition n'est pas réalisée, l'enregistrement est la convolution de l'image par la fenêtre. L'enregistrement ne permet d'observer les structures d'interférences que si  $\Delta x < \lambda/2$ , et la résolution sera d'autant meilleure que le nombre de points par interfrange est élevé. Sachant que l'interfrange observable dans le plan image peut être de l'ordre de la dizaine de microns, nous avons jugé qu'une fenêtre  $f = 1 \mu\text{m}$  était judicieuse.

La limite de résolution est alors:

$$\Delta x_{\min} = f/M = \lambda/M \quad [\mu\text{m}] \quad (2.23)$$

(10nm pour un grandissement linéaire de 100).

Le signal dépend du courant qui passe dans le diaphragme, c'est à dire de la surface du trou. Soit  $I$  le courant total émis par la pointe avec un demi-angle d'ouverture  $\alpha_c$ . La tache obtenue à l'entrée des lentilles a une surface  $s = \pi((d_1 + d_2)\tan\alpha_c)^2$ . La densité de courant obtenue en sortie des lentilles vaut donc:

$$j = I \frac{1}{M^2 \pi((d_1 + d_2)\tan\alpha_c)^2} \quad (2.24)$$

#### Application numérique:

Supposons que la pointe émette  $1 \mu\text{A}$  avec un demi-angle d'ouverture de 20 degrés. On a  $d_1 + d_2 \approx 10\text{cm}$ . Pour  $M = 50$ , on obtient  $j = 0,2 \cdot 10^{-18} \text{A}/\mu\text{m}^2$ . Dans un trou de  $1 \mu\text{m}^2$ , il arrive donc en moyenne 1,25 électrons par seconde. Ceci est faible et une image correcte ne pourra être formée que si une accumulation est faite sur des temps longs (ce qui suppose une grande stabilité de l'émission). Or les structures à observer sont parallèles au fil. En théorie, on ne perd donc pas en résolution sur l'enregistrement en utilisant une fente verticale. Toutefois, les impuretés sur le fil et la difficulté d'obtenir un bon parallélisme du fil et de la fente peuvent brouiller les enregistrements si la fente est trop longue. Notre choix s'est fixé sur un diaphragme-fente de largeur  $1 \mu\text{m}$  et de longueur  $30 \mu\text{m}$ , d'où une augmentation de la luminosité d'un facteur 30.

## 5) CONCLUSION SUR LES GRANDEURS CALCULEES

Pour toutes les applications numériques que nous avons faites dans ce chapitre, les valeurs données sont celles que nous avons choisies en pratique et les potentiels appliqués aux différentes électrodes correspondent aux ordres de grandeur de notre expérience. Il ressort de ces calculs que les interférences que nous souhaitons observer auront des interfranges de l'ordre de 40nm à  $2 \mu\text{m}$ , grandies par la suite d'un facteur 30 à 100 et observables grâce à notre système d'enregistrement sur des temps assez longs. Les effets des différentes aberrations des lentilles, défauts

mécaniques et imprécisions d'alimentations ont été quantifiés et montrent que l'expérience permet de créer des interférences si elle est réalisée avec soin.

Si ce but est atteint, ce sont les caractéristiques de la pointe qui limitent l'observabilité du phénomène d'interférence. Ainsi, si l'émission se faisait sur toute la surface d'une pointe de rayon de courbure 100nm, alors la formule (2.9) nous aurait amené à conclure à l'impossibilité de l'observation des franges. La dispersion énergétique de la source est également un paramètre critique puisque la cohérence temporelle (§2.3.3) est le facteur le plus limitatif pour l'observation des franges, et que les aberrations chromatiques (§3.3.1) dépendent essentiellement de ce paramètre. La luminosité et l'ouverture angulaire de la source sont des paramètres également importants qui conditionnent la luminosité des enregistrements. Enfin, la stabilité de l'émission est nécessaire à nos observations.

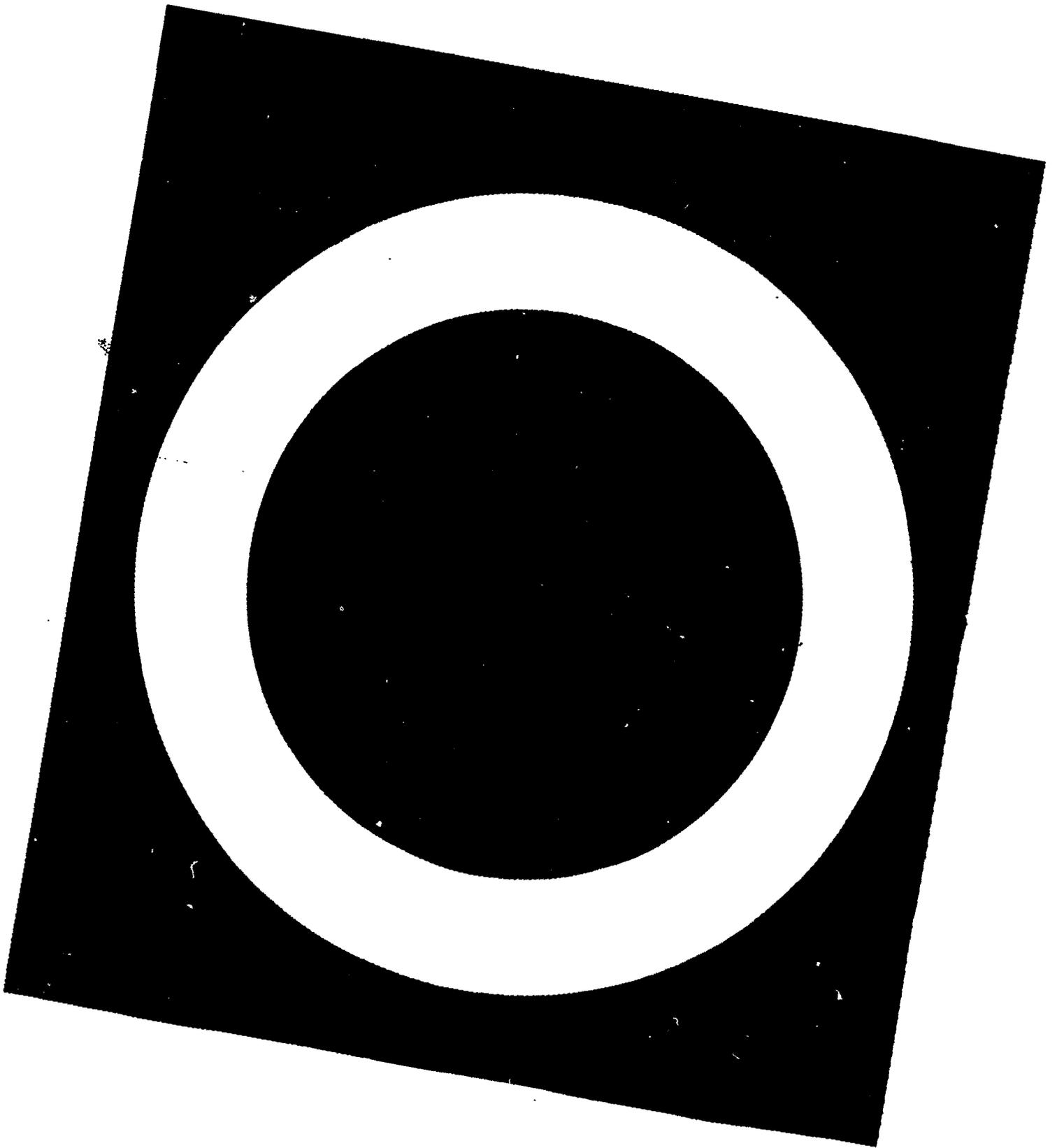
## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] G.Möllenstedt & H.Düker, *Z.Physik* 145 (1956) pp377-397.
- [2] A.Tonomura, Applications of electron holography, *Rev. Mod. Physics*, Vol 59, n°3, Part 1 (July 1987), pp639-669.
- [3] J.Endo & A.Tonomura, Applications of electron holography to materials science, *Materials Transactions, JIM*, Vol 31, Issue 7 (July 1990) pp551-560.
- [4] H-W. Fink, W. Stocker & H.Schmid, Holography with low-energy electrons, *Phys. Rev. Letters*, Vol 65, n°10 (Sept 1990) pp1204-1206.
- [5] W.Stocker, H-W.Fink & R.Morin, Low-energy electron and ion projection microscopy, *Ultramicroscopy* 31 (1989) pp379-384.
- [6] J.Ph.Pérez, *Optique géométrique et ondulatoire*, Masson, Paris (1988). ISBN 2-225-81369-8.
- [7] J.M.Levy-Leblond & F.Balibar, *Quantique*, Inter-Editions, Paris (1984). ISBN 2-222-03345-4.
- [8] K.Ogai, Y.Kimura, R.Shimizu, K.Ishibashi, Y.Aoyagi & S.Namba, Microfabricated submicron Al-filament biprism as applied to electron holography, *Japanese Journ. of Appl. Phys*, Vol 30, n°11B (Nov1991), pp3272-3276.
- [9] D.Fischer & B.Lischke, Bisprismainterferenzen mit langsamen Elektronen, *Z.Phys* 205 (1967) pp458-464.
- [10] G.F.Missiroli, G.Pozzi & U.Valdre, Electron interferometry and interference electron microscopy, *J.Phys, E:Sci Instr*, Vol 14 (1981) pp649-671.

- [11] M.Françon, Interférences, Diffraction et Polarisation, Handbuch der Physik, Vol 24: Grundlagen der Optik, Ed S.Flügge, Berlin: Springer (1956) pp171-460.
- [12] N.Garcia & H.Rohrer, Coherent electron beams and sources, J.Phys.: Condens. Matter 1 (1989) pp3737-3742.
- [13] N.Garcia, J.J.Sàenz & H.De Raedt, Electron emission from small sources, J.Phys.: Condens. Matter 1 (1989) pp9931-9956.
- [14] A.G.Klein, G.I.Opat & W.A.Hamilton, Longitudinal coherence in neutron interferometry, Phys. Rev. Letters., Vol 50, n°8 (1983) pp563-565.
- [15] I.F.Anaskin & I.G.Stoyanova, The phase of an electron wave scattered over a semi-plane, Radio Eng. and Electr. Phys., Vol 13, n°16 (1968) pp1104-1110.
- [16] J.Kormska, V.Drahos & A.Delong, Intensity distribution in electron interference phenomena produced by an electron biprism, Opt Acta 14 (1967) pp147-167.
- [17] M.V.Klein, Optics, Wiley (1969). SBN 471-49080-6.
- [18] J.Faget, J.Ferré, & C.Fert, Académie des sciences, séance du 3 Mars 1958, pp1404-1407.
- [19] H.Lichte, Coherent electron optical experiments using an electron mirror, Proc. Int. Symp. Foundations, Quantum Mechanics, Tokyo (1983) pp29-38.
- [20] P.Grivet, M.Y.Bernard & A.Septier, Optique Electronique, Bordas 1955.
- [21] E.Harting & F.H.Read, Electrostatic lenses, Elsevier, Oxford, New-York (1976).
- [22] D.W.O.Heddle, Electrostatic lens systems, Adam Hilger, Bristol, New-York (1991).
- [23] W.Glaser, Die Farbabweichung bei Elektronenlinsen, Z.Physik, Vol 116, (1940) pp56-67.
- [24] V.K.Zworykin et al, Electron optics and the electron microscope, John Wiley & Sons, New York (1945).
- [25] W.Heiman, Dispositif pour la suppression de la distorsion en coussinet et de la courbure de champ dans la formation d'images à l'aide de lentilles électriques, Brevet DE-A-1 489 884 (1967).
- [26] A.Tonomura, J.Endo, T.Matsuda & T.Kawasaki, Demonstration of single-electron buildup of an electron interference pattern, Am. J. Phys. 57 (2) (Feb 1989) pp117-120.
- [27] RTC Philips, Multiplicateurs d'électrons, Manuel Technique, Tubes Professionnels, PC04b (1989).
- [28] E.Durand, Electrostatique, Tome2: problèmes généraux conducteurs, Masson & Cie (1966).

## **CHAPITRE 3 : REALISATION EXPERIMENTALE**

- 1) Introduction
  - 2) Cathode et porte-cathode
    - 2.1) Cathode émissive
    - 2.2) Porte-cathode
  - 3) Biprisme de Möllenstedt
  - 4) Lentilles électrostatiques
  - 5) Système de visualisation et d'enregistrement
    - 5.1) Anode
    - 5.2) Système de déflexion
    - 5.3) Electronique de détection
    - 5.4) Electronique d'enregistrement
  - 6) Montage mécanique de l'ensemble
    - 6.1) Support interne
    - 6.2) Blindage magnétique
    - 6.3) Guidage externe
  - 7) Instrumentation extérieure
    - 7.1) Vide
    - 7.2) Electronique
- Références bibliographiques



## 1) INTRODUCTION

L'objet de ce chapitre est de présenter la façon dont les principes choisis pour notre expérience d'interférométrie ont été appliqués dans la pratique. Nous justifierons autant que possible les choix qui ont été faits, guidés par des impératifs tels que:

- maintien mécanique et précision de positionnement
- isolement électrostatique
- propriétés d'amagnétisme
- compatibilité avec des utilisations sous ultra-vide
- états de surface.

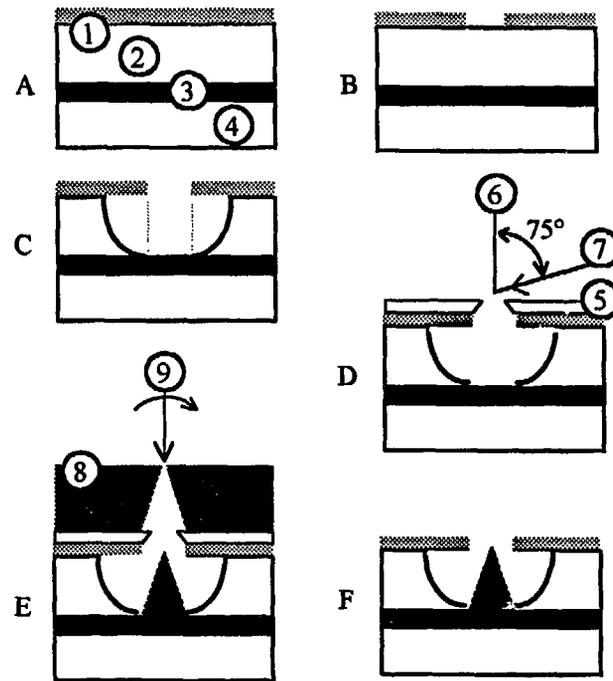
Le montage qui est présenté est le résultat de choix, de tests, de confrontations et finalement de caractérisations diverses. Les performances obtenues avec les parties les plus complexes du montage seront présentées au chapitre suivant. Bien que cette présentation ne rende pas compte du déroulement chronologique de l'avancement des travaux, elle nous paraît a posteriori plus logique et plus sûre pour éviter les dérapages purement historiques qu'accompagne inévitablement une telle mise en oeuvre.

## 2) CATHODE ET PORTE-CATHODE

### 2.1) *Cathode émissive*

La description détaillée de la réalisation des micropointes par les techniques utilisées dans notre laboratoire n'est pas l'objet de cette thèse, et nous resterons succincts. Le principe de base imaginé en 1968 par Spindt [1] et repris au LETI avec des matériaux différents est rappelé sur la Figure 3.1.

Les procédés utilisés dans notre laboratoire, notamment pour l'application aux écrans plats, sont protégés par un certain nombre de brevets. L'intégration de pointes sur des grandes surfaces est possible grâce au groupement des pointes en maille et l'utilisation d'une couche résistive [2]. Cette structure particulière permet de réaliser des progrès considérables sur l'homogénéité des écrans et de diminuer l'importance des courts-circuits pouvant apparaître entre pointes et grille au cours du procédé de fabrication [3]. La Figure 3.2 représente l'application pratique de ce principe aux écrans; il a fait et fait encore l'objet d'études dans notre laboratoire [4,5].



- 1: Grille    2: Isolant    3: Cathode    4: Substrat    5: Couche de séparation  
 6: Axe de rotation du dépôt de la couche de séparation    7: Direction d'évaporation  
 8: Couche d'obturation    9: Axe d'évaporation et de rotation  
 A: Structure de base    B: Photogravure et gravure ionique de la grille  
 C: Gravure de la silice    D: Evaporation de la couche de séparation  
 E: Evaporation des pointes    F: Dissolution électrochimique de la couche de séparation

Figure 3.1: Principe de fabrication des micropointes.

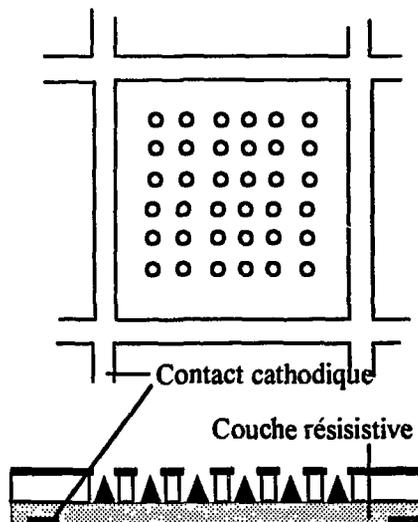


Figure 3.2: Structure d'une cathode composée de plusieurs pointes.

Pour l'étude qui nous concerne, une monopointe fabriquée à partir d'un masque spécial est donc isolée au milieu d'une maille dessinée suivant le même principe. Cette structure pénalise l'émission puisque le courant pointe induit une chute de tension dans la couche résistive. En revanche, elle permet d'éviter "l'emballement" de la pointe, c'est à dire l'augmentation de son courant de fuite jusqu'à la faire fondre. La figure 3.3 illustre finalement la structure macroscopique de la cathode, et en particulier la façon dont les contacts cathodiques et de grille sont réalisés.

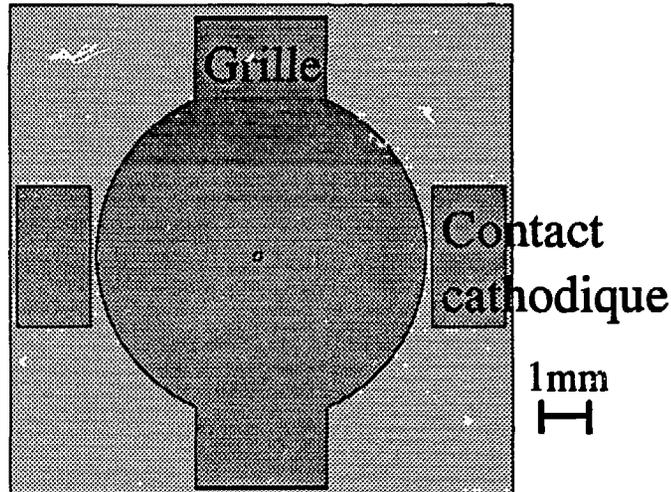


Figure 3.3: Structure macroscopique de la cathode

Pour éviter toute confusion, il convient de préciser les termes que nous emploierons par la suite: la source émissive est constituée d'une pointe, qui est la cathode puisqu'elle émet les électrons, et d'une grille d'extraction qui sert uniquement à la polarisation (en pratique, il existe un courant de fuite entre grille et pointe). Par abus de langage et par commodité, on nomme l'ensemble que constitue cette source déposée sur un substrat la cathode. Cette dénomination appelle la présence d'une anode, qui collecte les électrons, mais ne fait pas partie du système.

## 2.2) Porte-cathode

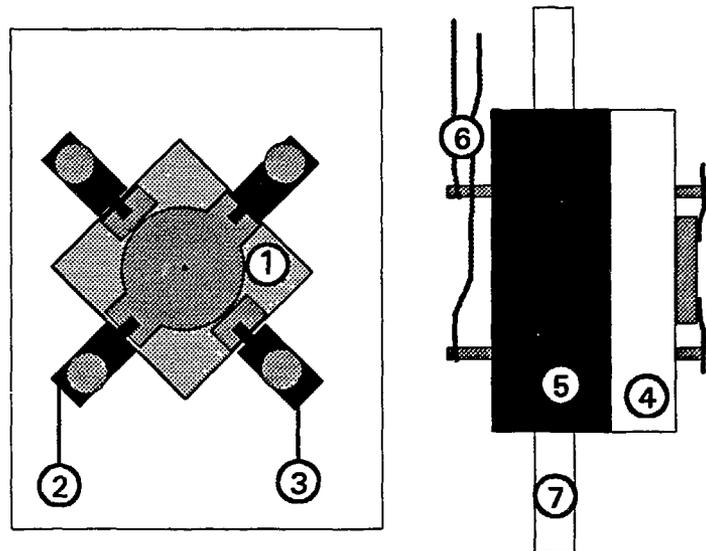
La fonction du porte-cathode est double : elle doit permettre le positionnement de la cathode ainsi que sa polarisation.

De telles cathodes réalisées sur des substrats six pouces sont découpées par des méthodes manuelles ou en utilisant une scie diamantée, avec des imprécisions de l'ordre du dixième (de millimètre). D'autre part, l'émission de la pointe n'est pas connue à mieux que quelques degrés, alors que la partie optique du montage est sélective (moins d'un degré). Il est donc nécessaire de monter la cathode sur un manipulateur afin d'orienter le faisceau ou de sélectionner la partie du faisceau intéressante. Nous avons utilisé un manipulateur ( $\theta, Z$ ) qui permet un déplacement respectivement en rotation autour de l'axe du manipulateur et le long de ce même axe (par allongement). Un manipulateur plus sophistiqué, par exemple un manipulateur ( $X, Y, Z$ ), voire

(X,Y,Z, $\theta$ , $\phi$ ) (\*) permettrait sans doute une plus grande souplesse dans la sélection; cependant, le matériel dont nous disposons a suffi dans un premier temps.

(\*) Déplacement en  $\phi$ : rotation autour d'un axe orthogonal à l'axe du manipulateur, comme une balançoire au bout d'un crochet vertical.

Le système imaginé pour notre application (Figure 3.4) intègre les deux fonctionnalités de positionnement et de contact électrique avec les mêmes pièces.



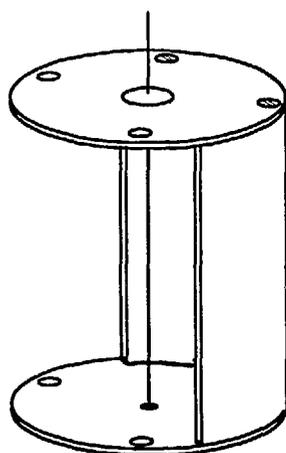
- |                |                        |                    |                         |
|----------------|------------------------|--------------------|-------------------------|
| 1: Cathode     | 2: Contacts élastiques | 4. Plan céramique  | 5: Serrage manipulateur |
| 3: Tête de vis |                        | 6: Fils de contact | 7: Axe du manipulateur. |

Figure 3.4: Porte-cathode.

Sur un plan en céramique, la cathode est maintenue par pression de pièces métalliques souples appuyées sur les contacts de la plaque par l'intermédiaire de vis à l'autre extrémité desquelles on fixe les fils de connexions de l'alimentation. On obtient ainsi deux contacts par électrode, ce qui permet un bon maintien et augmente la fiabilité de la connexion. La pièce en céramique a pour fonction d'isoler les contacts entre eux et vis à vis du manipulateur relié à l'enceinte. L'ensemble est maintenu sur l'axe du manipulateur par l'intermédiaire d'une pièce métallique de serrage.

### 3) BIPRISME DE MOLLENSTEDT

L'interféromètre est constitué d'un cylindre en arcap AP4 [6] au centre duquel est tendu un fil d'or de diamètre cinq microns (échantillon gracieusement fourni par la société SAES [7]). Pour pouvoir obtenir de grands interfranges, le fil doit être aussi fin que possible (voir §2.3.1). Nous aurions pu employer un fil plus fin, par exemple en quartz recouvert d'un dépôt métallique ou en platine [8]. Il est même possible d'obtenir des fils très fins (de l'ordre de 100nm) par érosion ionique d'un fil d'aluminium [9]. Cependant, les techniques d'obtention de ces fils sont complexes et ceux-ci sont très fragiles; nous avons préféré utiliser un fil manipulable facilement, quitte à l'échanger par la suite.



*Figure 3.5: Interféromètre*

sur cette figure, une moitié du cylindre a été enlevée pour avoir accès au fil.

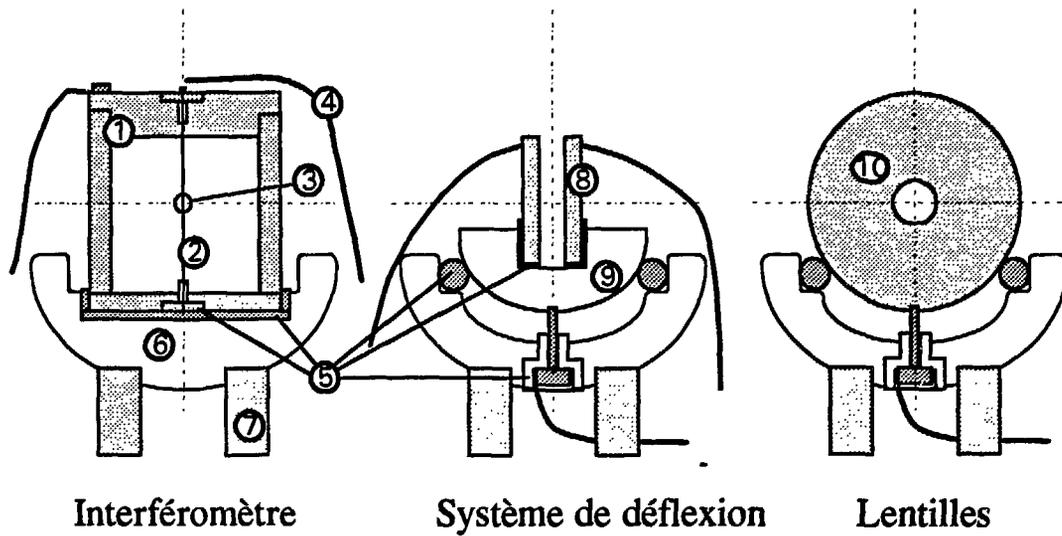
L'arcap a été choisi pour ses propriétés amagnétiques et parce qu'il est possible de réaliser un dépôt d'or sur ce matériau sans dépôt préalable d'une couche d'accroche (par exemple du chrome). Le dépôt d'une couche d'or peut s'avérer très utile pour homogénéiser le potentiel de surface sur le cylindre. De telles inhomogénéités de surface peuvent conduire à des variations locales de potentiel de l'ordre du dixième de volt, ce qui est l'ordre de grandeur de la tension fil cylindre pour notre application. Notons par ailleurs qu'en raison des différences de potentiel de contact et des différences de potentiel d'extraction des matériaux, il existe un décalage entre la tension affichée sur l'alimentation de polarisation fil-cylindre et la tension réellement appliquée dans le vide.

Le cylindre est percé de part et d'autre avec des trous à travers lesquels le faisceau entre et sort. Ils doivent être petits pour obtenir à l'intérieur un champ aussi radial que possible. Etant données les dimensions respectives du cylindre et des trous, une simulation simple, par exemple par Simion [10] montre que le champ est très peu troublé par cette discontinuité.

Pour simplifier le montage du fil, le cylindre est séparé en deux parties égales amovibles. De cette façon, en enlevant une des deux moitiés du cylindre, le montage se transforme en potence, et l'accès au fil est possible (Figure 3.5).

Celui-ci est maintenu et collé à ses extrémités sur deux pièces en céramiques vissées sur la base et le sommet du cylindre qui sont également en arcap AP4. Le trou ménagé dans ces pièces est aussi petit que possible pour que de l'intérieur du cylindre les céramiques soient très peu visibles. D'une manière générale, les isolants, susceptibles de se charger et de déformer le champ, doivent être cachés des électrons.

Le tout est déposé sur un berceau où les lentilles sont également positionnées, et isolé de cette pièce par une assiette en céramique (voir Figure 3.6).



- 1: Interféromètre    2: Fil de  $5\mu\text{m}$     3: Entrée du faisceau    4: Fil de connexion  
 5: Céramiques    6: Berceau    7: Plots    8: Electrodes de déflection  
 9: Support du système de déflection    10: Cylindre.

Figure 3.6: Positionnement de l'optique sur le berceau.

#### 4) LENTILLES ELECTROSTATIQUES

Les lentilles électrostatiques sont constituées de cylindres de même diamètre extérieur (le diamètre intérieur est trois fois plus grand pour la deuxième lentille) et toutes montées sur le même axe. Nous avons choisi comme matériau le cuivre OFHC pour son bon comportement sous vide, son amagnétisme et pour avoir la possibilité de dorer certaines faces sans couche d'accrochage.

Les paramètres pris en compte dans la conception de ces pièces, dans leur fabrication et dans leur positionnement, sont les suivants :

- alignement des cylindres sur un même axe.
- parallélisme des faces extérieures de cylindres adjacents, et orthogonalité de ces faces à l'axe des lentilles.
- état de surface de l'intérieur des électrodes et des bords adjacents pour éviter la déformation des faisceaux d'électrons.

- écart entre les électrodes: comme l'effet de lentille est réalisé à ces interfaces, il est important de bien connaître ce paramètre pour faciliter la correspondance entre théorie et pratique.

Pour obtenir un résultat aussi bon que possible, les électrodes sont rectifiées au centième de millimètre sur les faces extérieures et polies "miroir" (très faible rugosité) à l'intérieur.

Elles sont ensuite posées (Figure 3.6) sur des cylindres de céramique [11] accusant une flèche et une régularité de diamètre qui conduisent à une imprécision globale de positionnement de l'ordre de 1,5 centièmes de millimètre sur un dizaine de centimètres. Pour éviter les problèmes de charge que nous avons évoqué plus haut, ces céramiques sont placées de manière à ne pas être visibles entre les électrodes. Elles s'appuient elles-mêmes sur un berceau en aluminium 2017A, également amagnétique, compatible avec des utilisations sous vide et léger. Les rails du berceau, sur lesquels s'appuient les céramiques, ont une rectitude de deux centièmes sur toute leur longueur.

Tout ceci conduit à une imprécision de positionnement inférieure à cinq centièmes, soit un demi pour-cent par rapport au diamètre interne des électrodes (et trois fois moins pour les électrodes de la dernière lentille).

Ceci permet de négliger les défauts d'astigmatisme elliptique qui résultent du mésalignement des axes des lentilles (voir Grivet [12], Défauts d'origine mécanique des lentilles).

Le montage des électrodes adjacentes se fait à l'aide de cales microniques de 1,000 et 3,000 mm, qui permettent d'atteindre une précision de positionnement inférieure au centième (c'est à dire que la cale 1,000 mm passe entre les deux électrodes et la cale 1,01 ne passe pas). Pour éviter les déplacements dus à des chocs sur l'enceinte à vide, aux vibrations des pompes ou même à la dilatation thermique du cuivre lors des étuvages, les électrodes sont fixées au berceau par des vis isolées au moyen de céramiques et servant également de prise de contact.

Sur la première électrode, un diaphragme de 1mm est fixé de manière à réduire l'ouverture du faisceau dans les lentilles et donc les aberrations. Il peut être remplacé par un diaphragme à motif pour évaluer le bon fonctionnement des lentilles. Etant donnée la distance qui sépare ce diaphragme de la source, on calcule facilement que l'ouverture correspondante est inférieure au centième de radian. Ceci permet de limiter les aberrations en dessous d'un seuil assez faible (voir chapitre précédent).

## 5) SYSTEME DE VISUALISATION ET D'ENREGISTREMENT

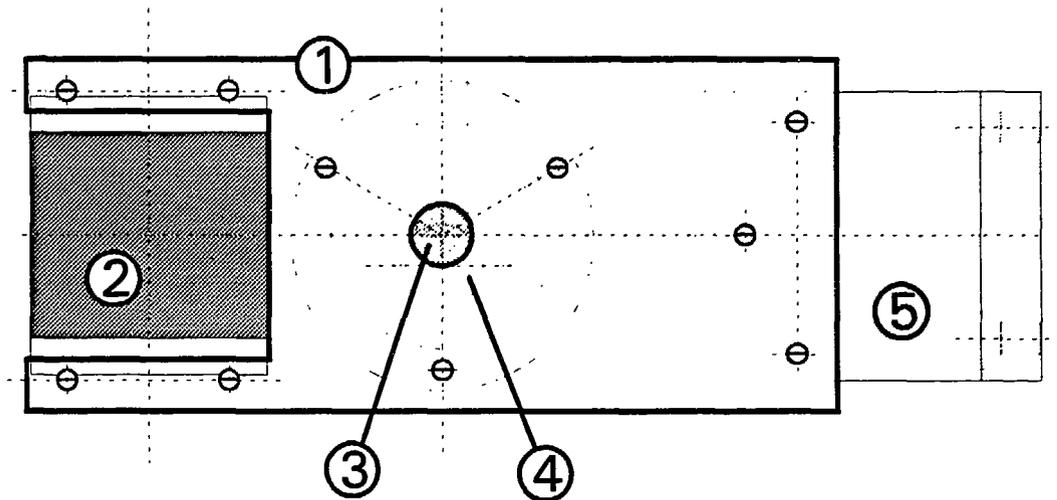
La visualisation de la zone de recouvrement des faisceaux séparés puis défléchis par l'interféromètre se fait en deux temps. La zone de recouvrement est d'abord sélectionnée en agissant sur le manipulateur supportant la cathode (voir §2 du même chapitre) et en visualisant le résultat sur un phosphore à la sortie des lentilles. Le système déflecteur-channeltron permet ensuite de faire un enregistrement du profil d'intensité sur une coupe horizontale de l'image avec une très grande finesse.

Pour passer d'un système à l'autre, un simple glissement permet de substituer le phosphore au channeltron, les deux étant solidaire d'un même support que nous appellerons l'anode. Nous parlerons dans un premier temps de cette pièce, puis des différentes composantes du système qui permet l'enregistrement proprement dit.

### 5.1) Anode

Nous avons monté sur le même support (Figure 3.7):

- un matériau cathodoluminescent déposé sur substrat en verre, ou "phosphore", permettant de voir une image directement.
- un channeltron monté derrière un diaphragme de très petite dimension .



1: Support 2: Phosphore 3: Diaphragme 4: Emplacement de la tête du Channeltron  
5: Céramique de transition vers le manipulateur

*Figure 3.7: Support du phosphore et du channeltron.*

Le matériau cathodoluminescent choisi est du  $Gd_2O_2S:Tb$  (oxysulfure de gadolinium dopé terbium). Par rapport au ZnO (oxyde de zinc) classique, il offre les avantages d'une bonne brillance à haute tension. De plus, la poudre est très fine (grains de 1 à 2 microns triés par sédimentation) et permet le cas échéant d'obtenir des images de bonne résolution.

Le matériau cathodoluminescent est un carré de 20 millimètres de côté déposé sur un substrat en verre recouvert d'une couche d'ITO (indium tin oxyde) qui est un

conducteur transparent (même procédé que les écrans). Le substrat est plaqué sur le support par des vis et donc en contact électrique avec celui-ci.

Le diaphragme est une lame de nickel amincie en son centre et percée d'une fente d'1 micron par 30 microns obtenue par électroformage [13]. Une couche de  $1\mu\text{m}$  d'or est rajoutée aux  $5\mu\text{m}$  de nickel dans la zone amincie (Figure 3.8), ce qui garantit que les électrons ne pourront pas franchir ce diaphragme, ou créer des X-mous qui aient suffisamment d'énergie pour traverser la couche et frapper le channeltron. Cette condition est indispensable puisque c'est la taille du trou qui garantit la résolution de l'ensemble de l'expérience. Notons que la fabrication de ce diaphragme est très délicate et, compte tenu de l'épaisseur de couche demandée, en limite de résolution des appareils de dépôt actuels.

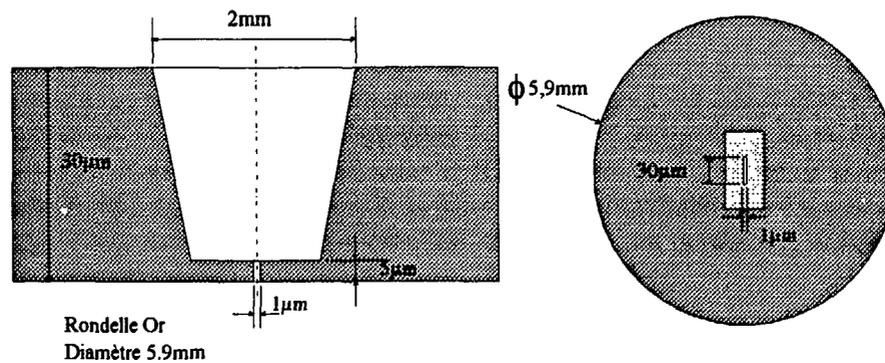
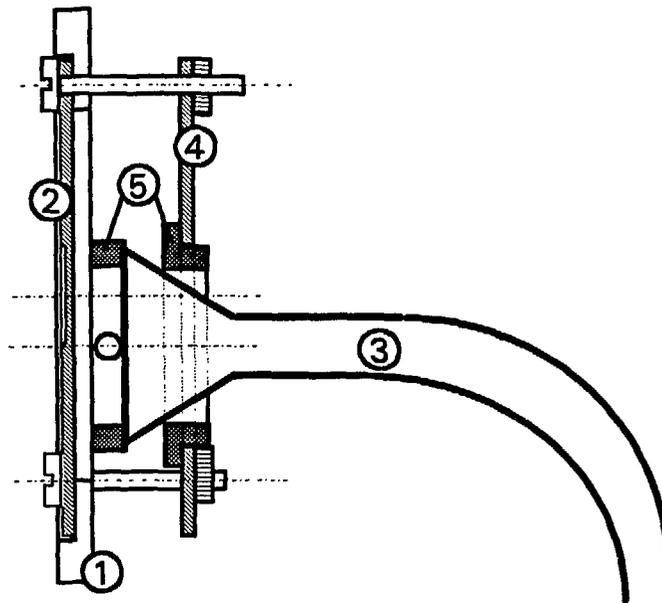


Figure 3.8 : Diaphragme d'entrée du channeltron.

Le diaphragme est collé au centre d'un porte-diaphragme circulaire en cuivre OFHC qu'on visse sur le support. Le channeltron est ensuite plaqué (Figure 3.9) contre ce porte-diaphragme par un clinquant de cuivre écroué sur les mêmes vis. L'axe du channeltron est décentré par rapport au diaphragme, de sorte que les premiers électrons de la cascade soient créés au niveau de la trompe du channeltron, ce qui augmente nettement le gain. Nous avons utilisé un channeltron RTC X919BL [14]. Pour pouvoir placer alternativement le phosphore ou le channeltron face à l'axe des lentilles, le support est monté sur un manipulateur permettant au maximum un déplacement de 50mm.



1: Support 2: Porte-diaphragme 3: Channeltron 4: Clinquant 5: Céramiques.

*Figure 3.9: Fixation du channeltron sur l'anode.*

### 5.2) Electrodes de déflexion

Elles sont placées entre l'interféromètre et le système des lentilles électrostatiques, c'est à dire avant que l'image soit agrandie. Nous avons vu que ceci permet d'appliquer aux électrodes de déflexion des tensions plus faibles (les électrons sont lents) et de s'affranchir d'une partie des aberrations géométriques.

Le système est constitué de plaques en cuivre OFHC de 10mm de large. Pour chaque paire, les deux plaques en vis à vis sont séparées d'une distance de 5mm, les deux paires étant elles-mêmes distantes de 1mm. Là encore les cales microniques sont utilisées.

Ces plaques sont fixées par collage sur un support également en cuivre OFHC par l'intermédiaire, pour l'isolement électrique, de céramiques rectifiées. Ce support a la même forme que les électrodes et est maintenu au berceau par le même système de vis (voir Figure 3.6).

Le support est placé à environ 1mm de la première électrode du système de lentilles. Sur la face d'entrée du système de déflexion, un diaphragme de diamètre 4mm est vissé à 1mm du premier jeu de plaques sur le même support (avec lequel il est donc en contact électrique). Sur ce diaphragme, on peut éventuellement rajouter un motif choisi comme objet pour tester les lentilles. Le support est lui-même polarisé au potentiel de la première électrode du système de lentilles, et les tensions appliquées aux plaques sont symétriques par rapport à ce potentiel (c'est à dire que si la plaque gauche est à  $V/2$  par rapport au support, la plaque droite est à  $-V/2$ ).

On obtient ainsi une bonne protection du champ de déflexion vis à vis de perturbations extérieures. Cette précaution est importante car les déplacements souhaités sont tels que le champ de déflexion est très faible; elle doit permettre là encore de garder un bon contrôle de la pratique par les calculs.

### 5.3) *Electronique de détection*

Un channeltron délivre pour chaque électron qui le frappe une impulsion d'environ  $10^8$  électrons à son anode [14]. Le rôle de l'électronique de détection est d'amplifier, de mettre en forme et de comptabiliser cette impulsion.

Le contact haute-tension ramené à l'extérieur de la bride (passages haute-tension, voir [15]) sur laquelle est monté le détecteur est connecté à un boîtier blindé par l'intermédiaire d'un connecteur blindé haute-tension aussi court que possible (10 centimètres). Les impulsions de charge sont amplifiées, mises en forme par un détecteur avant d'être envoyées à un compteur. Le principe de ce détecteur mis au point sur table et son schéma électrique sont donnés en Annexe 3.

Typiquement, la sensibilité du détecteur est calculée pour qu'une impulsion de  $10^8$  électrons en entrée de l'amplificateur de charge donne une impulsion de tension de 1V à l'entrée du comparateur. Toutes les précautions sont prises pour que le bruit dû aux alimentations haute-tension, secteur et aux perturbations rayonnées soient réduites en dessous de cette valeur seuil (voir Annexe 3).

### 5.4) *Electronique d'imagerie*

Une coupe horizontale d'une partie de l'image est formée en défléchissant le faisceau par pas grâce à une rampe de tension devant le trou du diaphragme et en comptant à chaque pas et pour une durée égale les coups à travers le channeltron.

Les électrodes de déflexion peuvent servir à visualiser une image décentrée en appliquant une tension de plusieurs volts. Mais le balayage lui-même est fait sur une excursion de tension très courte pour obtenir une bonne résolution. On a vu qu'un déplacement de l'image en entrée de l'ordre de 100nm est obtenu pour une variation de tension de 1mV. Comme ce déplacement est de l'ordre de grandeur des interférences que nous souhaitons observer, une précision dix fois meilleure est exigible sur la tension, soit  $100\mu\text{V}$ . C'est pourquoi nous utilisons un étalon de tension Marconi-Adret [16] qui offre trois gammes de fonctionnement avec les précisions suivantes :

Gamme	Excursion	Précision en V	Précision en X
1V	$\pm 1,099999\text{V}$	$\pm 1\mu\text{V}$	<i><math>\pm 0,11\text{nm}</math></i>
10V	$\pm 10,99999\text{V}$	$\pm 10\mu\text{V}$	<i><math>\pm 1,1\text{nm}</math></i>
100V	$\pm 109,999\text{V}$	$\pm 100\mu\text{V}$	<i><math>\pm 11\text{nm}</math></i>

Nous avons rajouté en italique les précisions en déplacement (pour des électrons de 100eV) correspondant aux précisions en tension de chaque gamme données par le constructeur. On voit que la précision exigible est largement atteinte pour les deux

premières gammes. La troisième gamme ne permet d'obtenir qu'un rapport dix entre la précision de l'appareil et le déplacement élémentaire voulu; on s'efforcera donc pour les images fines de rester entre -10V et +10V de déflexion.

Cette alimentation possède une interface IEEE à travers laquelle elle est reliée à un ordinateur qui la pilote. Le compteur est également piloté sur le même bus. Enfin un nanoampèremètre (multimètre Keithley 197) branché en série sur l'alimentation du cylindre de l'interféromètre, sur lequel se perd la majorité du courant, permet de contrôler la stabilité globale de l'émission de la pointe. Si l'émission de la pointe est instable, les enregistrements n'auront pas de valeur puisque l'image peut être modifiée en cours de formation. Cependant, nous verrons que la variation du courant global n'est pas forcément reliée à une variation de l'image.

Le pilotage de cette instrumentation est fait en Asyst. Le principe du programme est le suivant:

La tension appliquée au système de déflexion est incrémentée d'une valeur fixée à intervalles de temps fixes. A chaque intervalle de temps, le courant récolté sur le cylindre de l'interféromètre est lu et comparé à sa valeur précédente. Si la différence dépasse une certaine valeur seuil fixée (typiquement 10nA pour 500nA d'émission), cette variation est notifiée à l'expérimentateur.

Durant le n-ième intervalle de temps, le compteur enregistre un nombre de coups qui sera comptabilisé dans le canal numéro n. Le balayage de tous les canaux représente un enregistrement, mais il est possible d'en réaliser plusieurs pour accumuler un nombre de coups suffisant par canal.

Le résultat est présenté sous forme de graphique en donnant en abscisse le numéro du canal et en ordonnée le nombre de coups accumulés par canal pendant toute la durée de l'enregistrement. Ce graphe est donc à un facteur d'échelle près le profil en intensité d'une partie choisie de l'image électronique formée sur l'anode.

## 6) MONTAGE MECANIQUE DE L'ENSEMBLE

La Figure 3.10 donne une représentation schématique du montage dans son ensemble. Les photographies jointes à ce plan représentent le même montage sorti de l'enceinte à vide.

Notons qu'un certain nombre d'idées ont été extraites d'un ouvrage américain très utile pour toute mise en oeuvre d'appareillage expérimental [17]. La conception du montage mécanique a pour partie été confiée à un bureau d'étude [18].

Nos exigences principales étaient les suivantes:

- faibles tolérances de positionnement et rigidité mécanique (paragraphes précédents).
- facilité de démontage et accessibilité des pièces
- blindage vis à vis des champs extérieurs.

Une grande souplesse a été prévue dans le montage initial et a permis de nombreuses adaptations.

### **6.1) Support interne**

La solution que nous avons trouvée pour répondre aux deux premières exigences précitées est la suivante (Figure 3.10): le berceau, sur lequel est fixé l'ensemble interféromètre-déflécteurs-lentilles, est solidaire d'un support en inox 316L (possédant un magnétisme résiduel faible au niveau des soudures et usinages) qui est lui-même monté sur une bride CF150.

De cette manière, il suffit de démonter la bride pour avoir accès à l'ensemble du montage. Le berceau est monté sur le support par l'intermédiaire de quatre plots en arcap AP4 qui permettent d'obtenir une bonne assiette tout en conservant la possibilité d'accéder au berceau par dessous (voir Figure 3.6). Ceci est important pour la prise de contact sur les vis de fixation des lentilles et les fils qui passent sous le berceau pour être ramenés aux passages montés sur la bride CF 150.

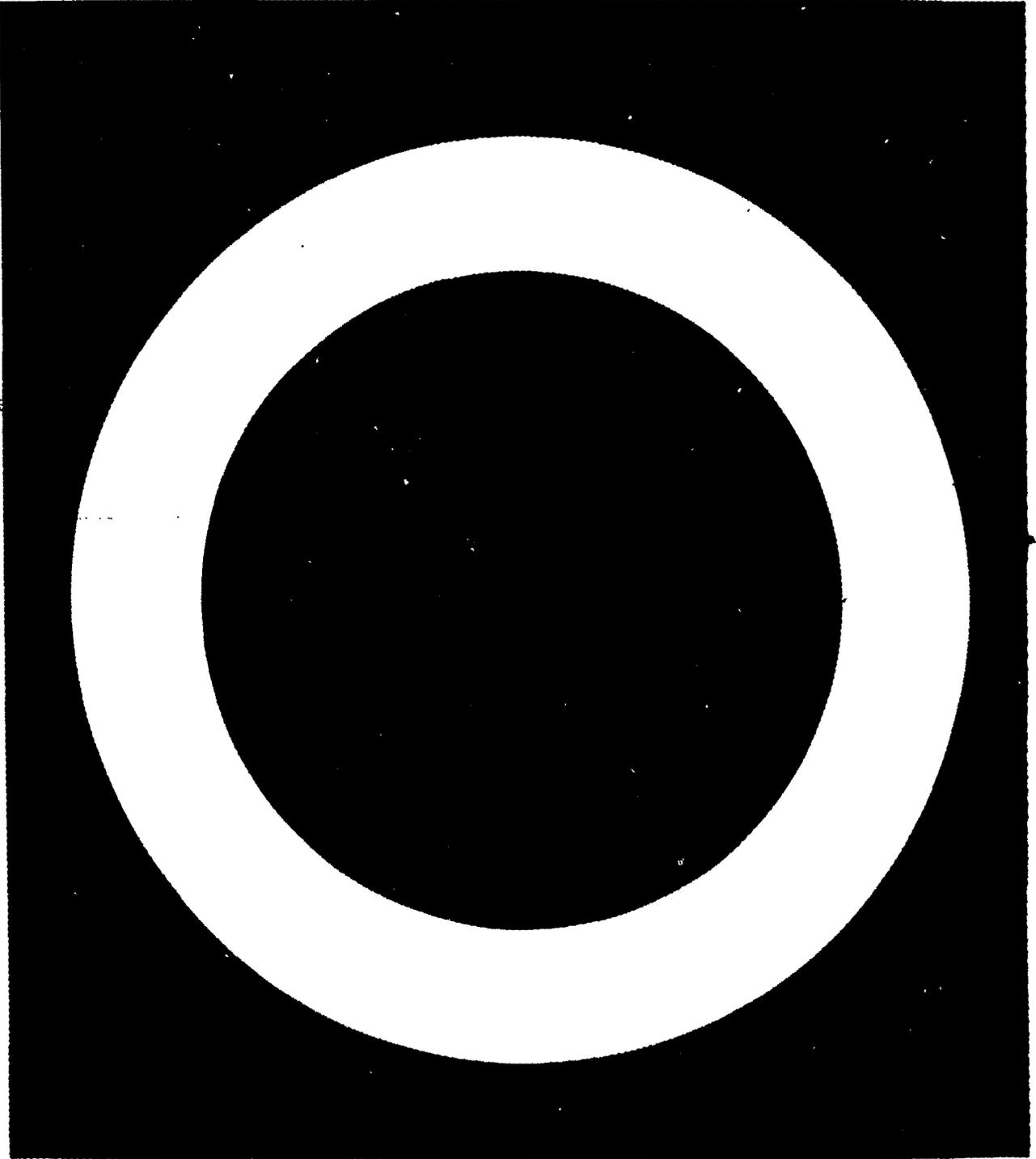
Le support accueille également le blindage magnétique.

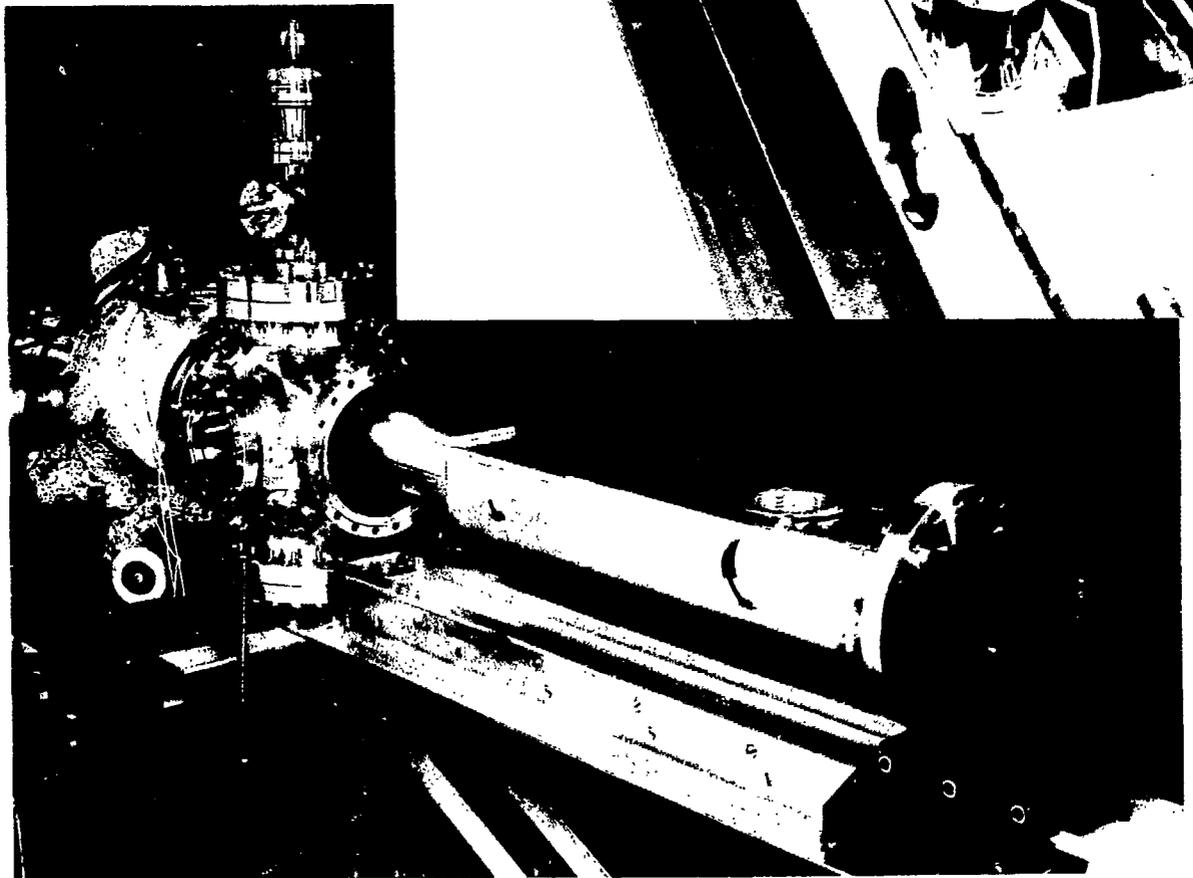
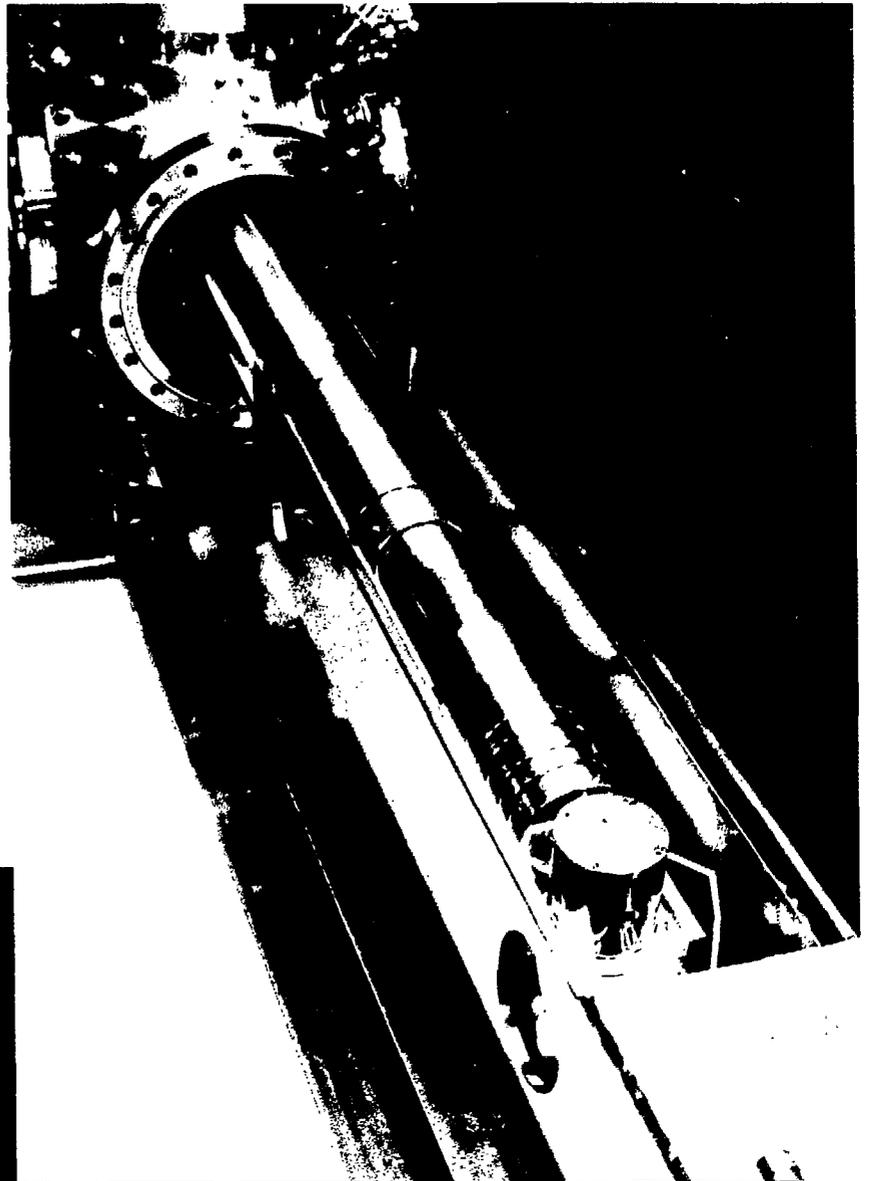
### **6.2) Blindage magnétique**

Un blindage magnétique très efficace (le champ résiduel mesuré est inférieur à la précision du Gaussmètre utilisé, 10mGauss, à comparer avec un champ magnétique terrestre de 0,4Gauss) est réalisé [19] par une boîte en  $\mu$ -Métal [20] d'épaisseur deux millimètres qui se décompose en deux parties: la partie inférieure épouse les contours du support en inox sur laquelle elle repose; le couvercle, jointif avec cette première pièce, est amovible et possède une ouverture à l'endroit où le manipulateur vertical vient positionner la cathode.

Pour un meilleur blindage, ce trou est entièrement bouché par deux pièces de  $\mu$ -Métal guidées sur l'axe du manipulateur et venant se poser sur un col spécialement prévu à cet effet au dessus du trou du couvercle (on réalise ainsi une bonne continuité du blindage). A l'extrémité des lentilles, nous avons dû laisser la boîte blindée ouverte pour visualiser les images sur le phosphore. Cependant, au bout de quelques centimètres, le champ magnétique résiduel s'atténue en dessous de la précision du gaussmètre utilisé. Un calcul simple montre alors que l'énergie des électrons est à cet endroit suffisante pour pouvoir négliger l'influence d'une déviation due au champ magnétique.

Deux autres trous circulaires de six centimètres de diamètre sont ménagés dans la partie inférieure de la boîte au niveau du manipulateur. Ils permettent de voir l'orientation de la cathode et de visualiser l'émission globale de la pointe en ajoutant un phosphore dans l'axe de ces trous: ainsi, en tournant la pointe de 90°, on voit la tache d'émission à travers un hublot. Les trous ne paraissent pas induire de perte notable dans la continuité du blindage, puisqu'à cet endroit, le magnétisme résiduel est encore inférieur à la précision du gaussmètre. De plus, les trous peuvent aisément être obstrués par d'autres pièces de  $\mu$ -Métal lorsqu'ils ne servent à rien.





Chapitre 3: Réalisation expérimentale.

### 6.3) *Guidage externe*

La totalité du poids monté sur la bride CF150 est d'environ 30kg. Le dispositif fait à peu près un mètre et doit être guidé lors du démontage.

La bride CF150 est donc solidaire d'un chariot guidé le long de rails eux-mêmes solidaires du bâti de l'enceinte à vide. Le guidage du chariot par les rails n'a lieu que lorsque celui-ci est déséquilibré vers l'avant, c'est à dire lorsque la bride est desserrée de l'enceinte à vide. Ainsi, elle ne peut basculer vers l'avant lorsque le montage est sorti de l'enceinte. Inversement, lorsqu'on resserre la bride, on ne risque pas de fausser les rails car le guidage n'a plus lieu.

## 7) INSTRUMENTATION EXTERIEURE

### 7.1) *Vide*

L'ensemble des enceintes et des pièces internes est compatible avec l'ultravide. Le pompage est réalisé par une pompe turbo-moléculaire et une pompe ionique d'une capacité de 200 l/s qui permet d'établir des vides jusqu'à  $10^{-10}$  mbars. Le vide limite peut être encore amélioré par l'utilisation d'un sublimateur de titane et un piège refroidi à l'eau. Ces deux pompes sont découplées de l'enceinte par des vannes; ceci permet d'isoler la pompe ionique lors des remises à l'air et d'éteindre la pompe turbo-moléculaire lorsque son vide limite est dépassé ( $10^{-9}$  mbars). Son arrêt permet également de s'affranchir de vibrations qui pourraient être gênantes pour les mesures. Bien qu'une pompe ionique nécessite l'usage d'un champ magnétique fourni par un aimant permanent (le champ est de quelques Gauss au niveau de la bride), nous n'avons jamais constaté aucun champ résiduel à l'intérieur du blindage (le gaussmètre utilisé ayant une précision de 10mGauss).

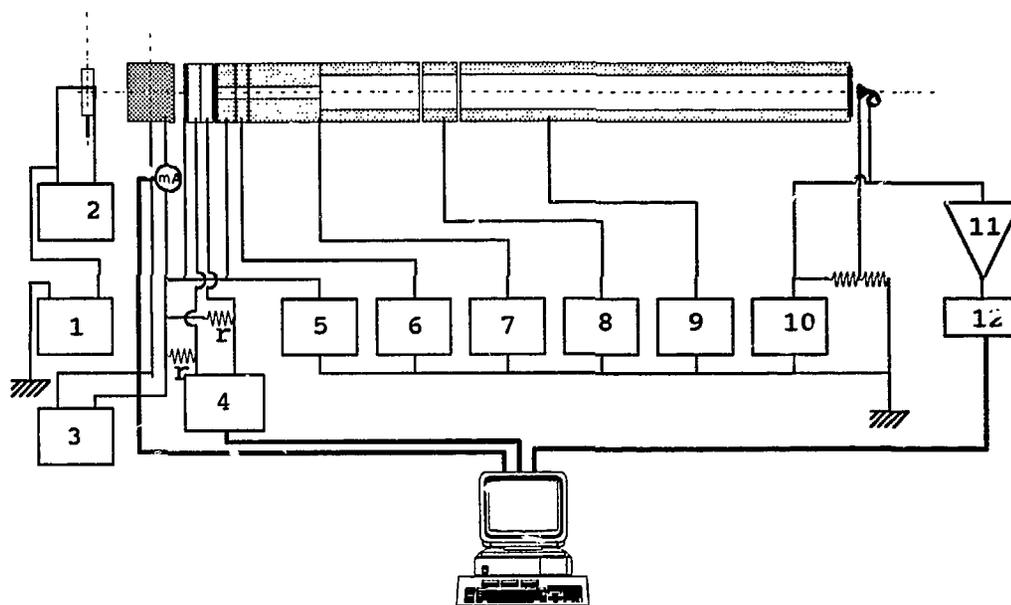
Le vide est contrôlé dans l'enceinte par un jauge Bayard-Alpert qui mesure des vides jusqu'à  $0,1 \cdot 10^{-9}$  mbars, mais de manière peu précise en dessous de  $10^{-9}$  mbars. La jauge est éteinte pendant les mesures parce qu'elle perturbe elle-même le vide par dégazage, parce que le filament est lumineux et parce que les ions produits par la jauge pourraient être à l'origine de bruit sur le channeltron ou même interagir avec le faisceau d'électrons.

### 7.2) *Electronique*

En dehors de l'électronique d'imagerie qui a fait l'objet d'un précédent paragraphe, l'expérience fonctionne avec:

- une alimentation basse-tension pour polariser la pointe par rapport à la masse et un étalon de tension Adret pour polariser la grille par rapport à la pointe.
- un étalon de tension Adret pour polariser le fil par rapport au cylindre de l'interféromètre. Le cylindre est au potentiel de la première électrode du système de lentilles et du support en cuivre des électrodes de déflexion.

- cinq alimentations dont quatre haute-tension pour polariser les électrodes du système de lentilles. Celles-ci sont fournies par des alimentations à découpages faible puissance SDS [21] dont le "bruit de ronflette", perturbation due au découpage, est coupé en dessous de la limite de la stabilité des alimentations par une capacité de découplage externe. La stabilité de ces alimentations est de  $10^{-4}$  par rapport à la pleine échelle, c'est à dire moins d'un volt pour la plus haute tension.
- une alimentation haute-tension pour polariser le channeltron. Le phosphore sera le plus souvent relié à la même alimentation que la dernière électrode du système de lentilles, pour éviter de créer un effet de lentille parasite.



- |                               |                                     |
|-------------------------------|-------------------------------------|
| 1: alimentation basse-tension | 5 à 10: alimentations haute-tension |
| 2 à 4: étalons basse tension  | 11: amplificateur d'impulsions      |
|                               | 12: compteur.                       |

Figure 3.11: Electronique de commande de l'expérience.

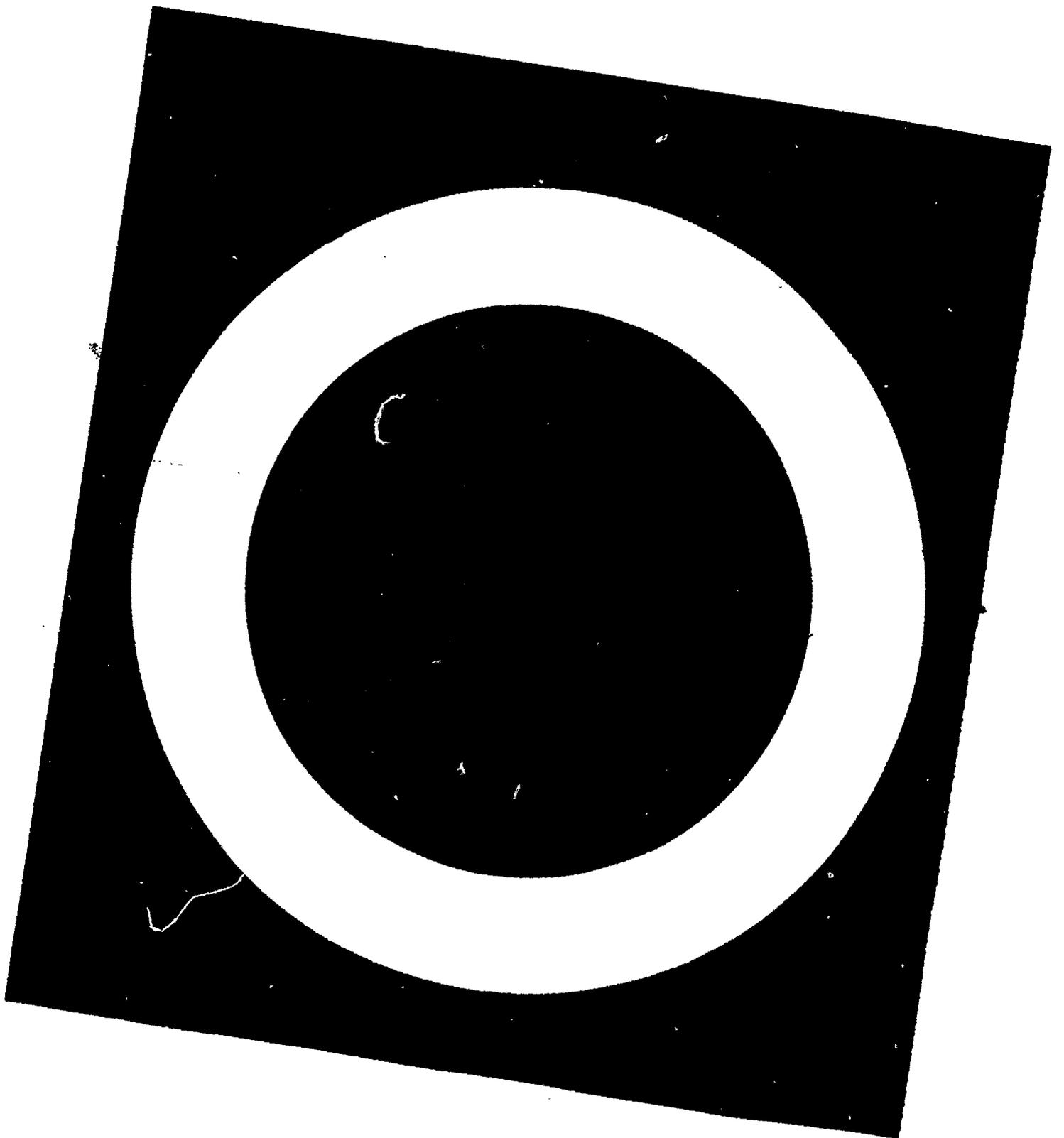
## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] C.A.Spindt, A Thin-Film Field-Emission Cathode, J. Appl. Phys. 39 (1968).
- [2] M.Borel, J.F.Boronat, R.Meyer & F.Muller, Source d'électrons à cathodes émissives à micropointes et dispositif de visualisation par cathodoluminescence excitée par émission de champ utilisant cette source, Brevet CEA (1987).
- [3] R.Baptist, Ecrans Fluorescents à Micropointes, L'onde Electrique, Vol 71, n°6,p36-42 (1991).

- [4] C.Py, Calcul de répartition d'intensité dans une maille composée de 36 micropointes, CEA, note interne (1991).
- [5] José Beitia, Projet de fin d'étude, Ecole Centrale de Lyon (1993).
- [6] Comptoir Lyon Alemand, Division métaux spéciaux, 13 rue de Montmorency, F-75139 Paris cedex 03.
- [7] SAES, Distributeur pour LUMA, 14 Rue Drouot, F-75009 Paris.
- [8] K. Harada, H.Endoh & R.Shimizu, J.Electron Microsc., 37 (1988), 199.
- [9] K.Ogai, Y.Kimura, R.Shimizu, K.Ishibashi, Y.Aoyagi & S.Namba, Microfabricated submicron Al-filament biprism as applied to electron holography, Japenese Journ. of Appl. Phys, Vol 30, n°11B (Nov1991), pp3272-3276.
- [10] D.A.Dahl & J.E.Delmore, Simion Version 4.0, Idaho National Engineering Laboratory, EG&G Idaho Inc, P.O.Box 1625, Idaho Falls, ID 83415, USA.
- [11] DPL, Ateliers Marcel Lemaire, Z.A. Grande Borne, F-77140 Davault.
- [12] P.Grivet, M.Y.Bernard & A.Septier, Optique électronique, Bordas (1955).
- [13] DME, Centrale de masque Française de Paris, 16 Rue de la Véga, F-75012 Paris.
- [14] RTC Philips, Multiplicateurs d'électrons, Manuel Technique, Tubes Professionnels, PC04b (1989).
- [15] Vermétal, ZI Avenue Marcelin Berthelot, F-77550 Moissy-Cramayel.
- [16] Marconi-Adret Instruments 103, Source étalon de tension et courant continu (Nov 1989).
- [17] J.H.Moore, C.C.Davis & M.A.Coplan, Building Scientific Instruments, Addison-Wesley Publishing Company (1989) ISBN 0-201-13189-7.
- [18] SEIV, chemin Malacher, Zirst Meylan, F-38240 Meylan.
- [19] Soudupin, 4 rue du Pharle, ZI- F-77130 Montereau.
- [20] Feuille Technique 1890-A1, Blindages magnétiques, Dossier Technique de l'Electronique, Editions Techniques Paul Huet, 2ed (1988), 186 rue Gallieni, F-92100 Boulogne Billancourt.
- [21] SDS, 47 Rue Clisson, F-75013 Paris.

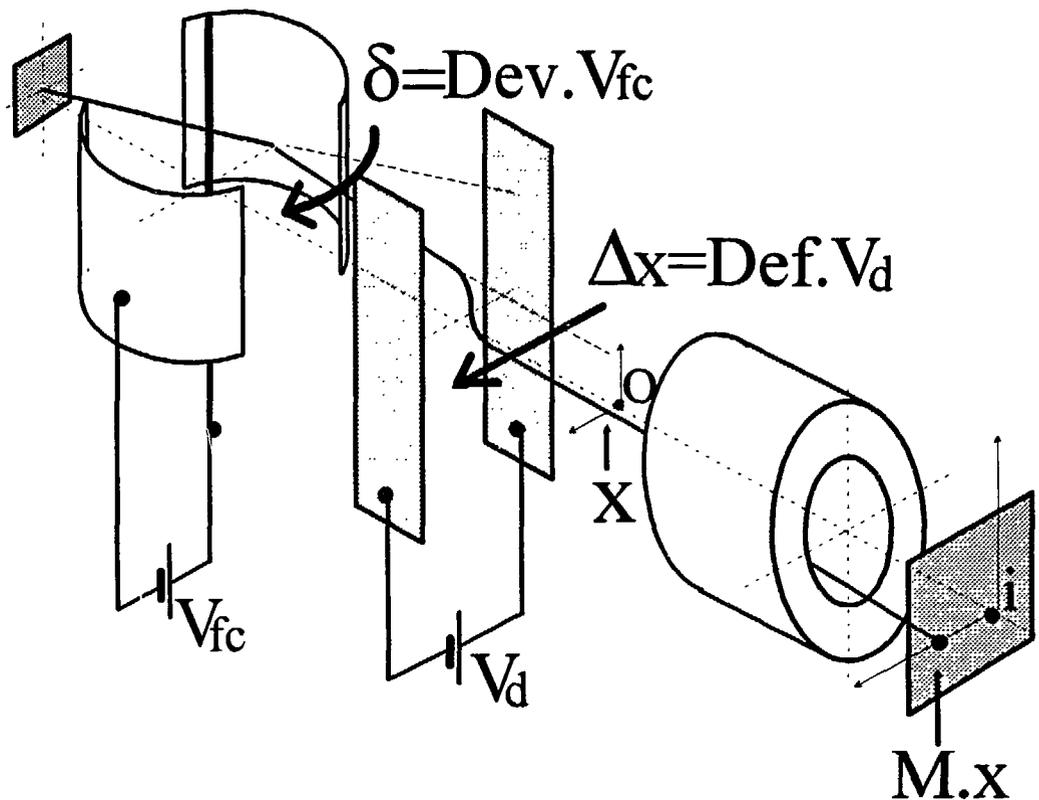
## **CHAPITRE 4: CARACTERISATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL**

- 1) Introduction
- 2) Tests des éléments du montage.
  - 2.1) Biprisme de Möllenstedt.
  - 2.2) Lentilles.
  - 2.3) Système d'enregistrement.
    - 2.3.1) Observation de l'image d'une grille.
    - 2.3.2) Simulation de la déflexion (SIMION).
- 3) Image du fil du biprisme.
  - 3.1) But des mesures.
  - 3.2) Mesures.
  - 3.3) Exploitation.
    - 3.3.1) Mesure de la déflexion dans le plan objet.
    - 3.3.2) Glissement du channeltron.
    - 3.3.3) Image sur le phosphore.
    - 3.3.4) Simulation de la déflexion (SIMION).
  - 3.4) Calcul des autres grandeurs
- 4) Conclusion sur les mesures.



## 1) INTRODUCTION

Les éléments de notre dispositif sont en série et donnent un seul résultat final visualisé sur un phosphore ou enregistré à l'aide d'un système d'imagerie. Pour comprendre le résultat final, il est primordial de pouvoir décomposer les actions des différents éléments. Ce chapitre est destiné à exposer les caractérisations effectuées sur ces éléments et à les comparer aux calculs et simulations du Chapitre 2. Dans une première partie, nous passons en revue séparément le fonctionnement du biprisme de Möllenstedt, du déflecteur et du système de lentilles. La deuxième partie est consacrée à la visualisation de l'image du fil du biprisme sur le phosphore et à l'aide du channeltron, qui nous permettent de vérifier le fonctionnement simultané des éléments du montage et d'accéder aux grandeurs (déviations, déflexions, grandissements, etc...) qui décrivent leur action. La Figure 4.1 schématise ces grandeurs.



- $V_{fc}$ : Tension fil-cylindre.       $\delta$ : Déviation.      Dev: Déviation pour  $V_{fc}=1V$ .  
 $V_d$ : Tension de déflexion.       $\Delta x$ : Déflexion      Def: Déflexion pour  $V_d=1V$ .  
 $o$ : Point objet, c'est à dire intersection de l'axe optique et du plan objet des lentilles  
 $i$ : Point image, c'est à dire intersection de l'axe optique et du plan image des lentilles (anode).  
 $x$ : Abscisse de l'électron dans le plan objet des lentilles.  
 $M \cdot x$ : Abscisse de l'électron dans le plan image des lentilles (anode).  
 $M$ : Grandissement linéaire des lentilles.

Figure 4.1: Grandeurs paramétrant le rôle des éléments du montage.

## 2) TESTS DES ELEMENTS DU MONTAGE

### 2.1) Biprisme de Möllenstedt

Il s'agit ici d'observer l'image du fil du biprisme, c'est à dire l'ombre qu'il produit si son potentiel est plus faible que celui du cylindre, la surbrillance dans le cas contraire. On appelle point objet l'intersection de l'axe optique avec le plan objet des lentilles. Soit  $d_2$  la distance du fil au point objet. Si on néglige l'ombre géométrique du fil (de rayon  $d_1=2,5\mu\text{m}$ ), l'image du fil a une largeur  $S_d=2\delta d_2$  dans le plan objet (comptée négativement lorsqu'il s'agit d'une ombre). Nous avons vu au chapitre 2 que la déviation s'exprime comme:

$$\delta = \frac{\pi}{2} \frac{V_{fc}}{V_2 - V_p} \frac{1}{\ln(r_2/r_1)} \quad (2.1)$$

On en déduit:

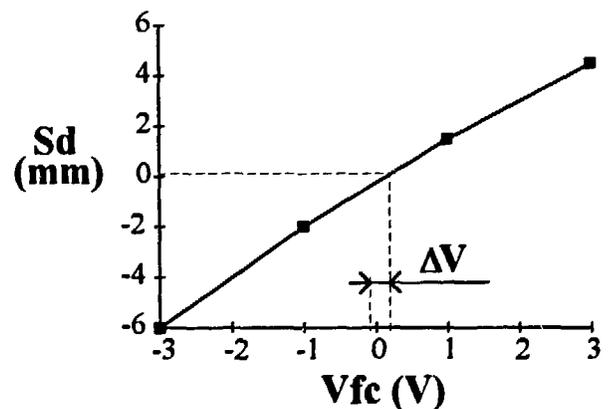
$$S_d = \pi \frac{V_{fc}}{V_2 - V_p} \frac{1}{\ln(r_2/r_1)} d_2 \quad (4.1)$$

Nous polarisons toutes les électrodes des lentilles à la tension du cylindre du biprisme pour qu'il n'y ait pas de grandissement. On observe ainsi sur le phosphore l'image du fil dont la taille est donnée par la formule (4.1) avec  $d_2=57+547=604\text{mm}$ . Avec  $V_2=115\text{V}$  et  $V_p=0\text{V}$ , on obtient théoriquement  $S_d=1,78\text{mm}$  pour  $V_{fc}=1\text{V}$ .

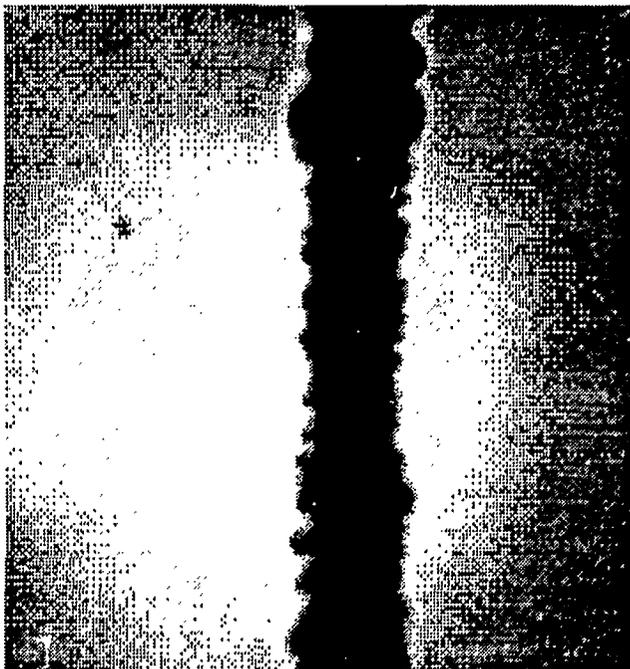
Les mesures que nous pouvons faire à partir de photographies sont imprécises. Toutefois, nous observons une bonne linéarité de la taille de l'image du fil en fonction de la tension fil-cylindre, et une pente moyenne  $S_d=1,85\text{mm/V}$  (Figure 4.2). Nous observons également un certain décalage, puisque la valeur de  $S_d$  obtenue pour  $V_{fc}=-1\text{V}$  n'est pas l'opposé de la valeur obtenue pour  $V_{fc}=1\text{V}$ . L'ombre géométrique du fil étant bien trop petite pour produire ce phénomène, nous l'attribuons à la différence de potentiel d'extraction qui existe entre le fil (en or) et le cylindre (en Arcap) et dans une moindre mesure aux différences de potentiel de contact (connecteur vissé sur le cylindre, contact collé à la laque argent pour le fil). Cette différence de potentiel d'extraction fait que lorsque les niveaux de Fermi du fil et du cylindre sont égaux ( $V_{fc}$  appliqué nul), il existe un décalage des potentiels dans le vide. Nous reviendrons sur cet offset dans la dernière partie de ce chapitre.

$V_{fc}(\text{V})$	$S_d(\text{mm})$
-3	-6
-1	-2
1	1.5
3	4.5

Figure 4.2: Taille de l'ombre ou de la surbrillance du fil en fonction de la tension fil-cylindre.



En polarisant cette fois les lentilles afin d'obtenir un bon grandissement du fil et surtout une image plus lumineuse, on obtient la photographie 4.3.



Grandissement:  $M \approx 25$

Photographie 4.3: ombre du fil grandie.

La tension fil cylindre est de  $-1V$ . On observe sur le bord de l'ombre du fil des irrégularités que nous attribuons à des impuretés adsorbées à la surface du fil et à des inhomogénéités du potentiel d'extraction de la surface. En mesurant la taille moyenne de l'ombre du fil et sa taille au niveau des irrégularités, on voit qu'elles correspondent au maximum à  $0,2V$  de variation de potentiel.

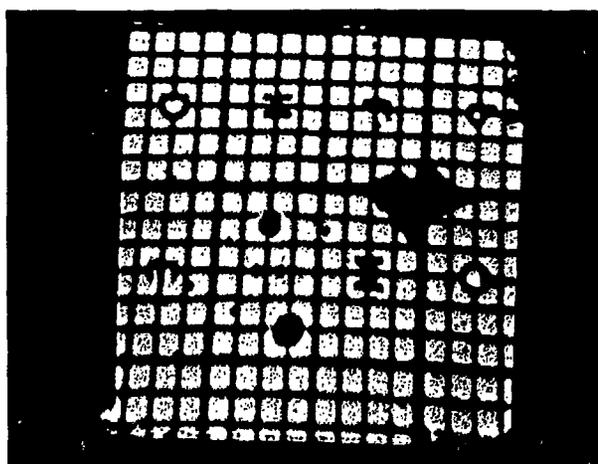
Par ailleurs une légère surbrillance est observée sur les bords du fil; nous pourrions l'attribuer à un phénomène de diffraction, mais d'autres causes sont tout aussi plausibles, comme la réémission d'électrons secondaires ou le repliement du faisceau dû à la présence des mêmes charges sur la surface du fil.

Pour réduire le premier problème, susceptible de brouiller des interférences, deux solutions sont à envisager:

- dégazer le fil par bombardement électronique en le polarisant à plusieurs centaines de volts. Ceci permet de réduire le nombre d'impuretés sur le fil, mais pas les variations de potentiel de surface.
- choisir une zone de l'ombre du fil assez régulière pour chercher des interférences. Le manipulateur de l'anode ne permet malheureusement pas un tel choix, qui ne peut-être fait qu'en orientant la source différemment à l'aide du manipulateur de la cathode pour que l'incidence du faisceau sur le fil soit différente.

## 2.2) Lentilles

Afin de vérifier que le grandissement des lentilles est bien conforme à ce que les calculs permettent d'obtenir, nous plaçons à leur entrée un diaphragme à motif grillagé avec un pas de  $63\mu m$ , que nous grandissons et visualisons sur un phosphore de  $20mm$  de côté, c'est à dire 300 fois plus grand. Ce montage nous permet donc théoriquement de prendre des photographies des motifs obtenus pour une gamme assez large de grandissements.



Photographie 4.4: Image du diaphragme-grille.

Sur la Photographie 4.4, on voit la reproduction du motif de la grille avec un grandissement  $M=20$ . Les lettres et le motif central sont destinées à reconnaître le signe du grandissement (négatif pour une lentille convergente, positif avec deux lentilles convergentes comme c'est notre cas).

Les deux ronds sombres observés sont dus à des impuretés chargées.

En prenant des photographies de l'image obtenue pour plusieurs valeurs de polarisations des lentilles ou de tension de la pointe, on peut comparer le grandissement mesuré sur les photographies au résultat calculé (voir Chapitre 2). En revanche, ces photographies ne permettent pas d'avoir accès à l'endroit du plan objet, car le système a une grande profondeur de champ et les images sont nettes même si le plan objet théorique est décalé de plusieurs millimètres par rapport au plan du diaphragme. Le repérage du plan objet est fait dans la troisième partie de ce chapitre.

Sur le tableau suivant,  $M_{th}$  représente le grandissement calculé à partir des tensions  $V_p$ ,  $V_3, \dots, V_7$  et  $M_{mes}$  le grandissement mesuré à partir des photographies.

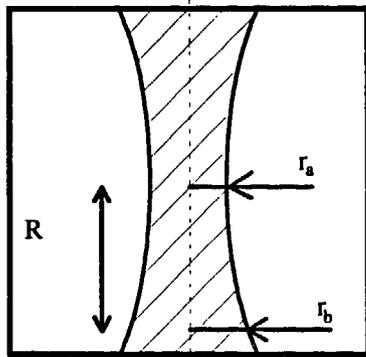
n° photo	$V_p$ (V)	$V_3$ (V)	$V_4$ (V)	$V_5$ (V)	$V_6$ (V)	$V_7$ (V)	$M_{th}$	$M_{mes}$
1	-75	115	41	2700	600	4000	25	25
4	"	"	"	"	"	6000	29	32
6	"	"	"	200	"	"	1	0,9
8	"	"	"	1500	200	4500	37	40
11	"	"	"	"	0	"	54	55
14	-120	"	"	"	100	"	37	35
18	-75	"	"	2700	200	6000	55	55
20	"	70	"	"	"	"	50	45

Nous constatons une bonne correspondance entre le calcul et les mesures. Les causes d'erreurs possibles sont les imprécisions de lecture sur toutes les tensions (en particulier la tension pointe, inconnue à cause de la couche résistive), l'erreur de mesure de la taille de la grille sur les photographies et l'écart entre le plan objet et celui du diaphragme. Cependant, la correspondance est suffisamment bonne (10% d'erreur au maximum) pour garder un bon contrôle du grandissement en connaissant uniquement les tensions appliquées aux lentilles. Nous ne reportons pas de mesure pour des grandissements supérieurs à 55 car les images obtenues ont généralement une luminosité inférieure au seuil de sensibilité de la pellicule.

Nous vérifions que le rôle des différents potentiels est conforme aux simulations que nous avons faites au Chapitre 2 (§3.2):

- si  $V_p$  est abaissée (en valeur algébrique), l'énergie cinétique des électrons est plus grande et l'influence des lentilles, donc le grandissement, moindre.
- si  $V_3$  diminue, la force de la première lentille également et  $M$  également.
- si  $V_4$  diminue (vérifié lors d'une autre série de photographies), l'influence est inverse.
- si  $V_5$  diminue, le grandissement diminue. Nous constatons que, dans une gamme que nous n'avons pas explorée, l'influence de  $V_5$  peut être grande sur  $M$ .
- si  $V_6$  diminue, la force de la deuxième lentille augmente, ainsi que le grandissement.
- si  $V_7$  diminue, la force de la deuxième lentille diminue, mais assez faiblement. Cette remarque est importante car cette constatation nous permet de travailler à  $V_7$  faible. Ceci est pénalisant pour voir des images sur le phosphore, mais augmente au contraire la sensibilité du channeltron [1].

*Remarque: L'estimation de l'ordre de grandeur de l'aberration de sphéricité serait une donnée intéressante dans la mesure où elle conditionne la résolution des images.*



$$C_s = L^3 r \frac{1/r_a - 1/r_b}{R^2 - r_1^2}$$

$C_s$  coefficient d'aberration de sphéricité,  $L$  longueur du plan focal au plan image,  $r$  rayon du fil.

*Figure 4.5: mesure du coefficient d'aberration de sphéricité par la méthode de l'ombre du fil.*

*L'influence des autres aberrations achromatiques est minimale dans le cas de lentilles cylindriques, et la grandeur des aberrations chromatiques ne dépend que des propriétés de la source, que nous supposons bonnes. Il existe plusieurs méthodes de mesure du coefficient d'aberration de sphéricité [2]. La plupart d'entre elles demandent un dispositif expérimental important comme des diaphragmes très fins, des manipulateurs de déplacement, etc...et supposent dans notre cas un effort d'adaptation conséquent. En revanche, le fil constitue un bord d'écran sur l'ombre duquel cette aberration est théoriquement mesurable: à cause de cette aberration, le bord de l'ombre du fil ne doit pas être rectiligne, mais courbe. La mesure des largeurs minimale et maximale de l'ombre devrait permettre de calculer le coefficient d'aberration sphérique (voir Figure 4.5). Toutefois, l'observation de la Photographie 4.3 nous montre que cette mesure est impossible. Un calcul rapide d'ordre de grandeur (voir Chapitre 2), montre que la variation de taille de l'ombre est inobservable.*

*Retenons simplement que les aberrations de sphéricité sont inobservables avec le phosphore seul; quant au système d'imagerie du channeltron, il ne peut nous aider puisque le déplacement en hauteur n'a pas été prévu.*

### 2.3) Système d'enregistrement

Le fonctionnement du channeltron et de l'électronique de polarisation et de détection ne représente pas de difficultés particulières. Le seuil de détection est réglé de manière à obtenir une sensibilité maximale avec un taux de bruit de l'ordre de quelques coups parasites par *minute* en fonctionnement. C'est donc uniquement le fonctionnement *synchrone* du système de déflexion et du détecteur que nous entreprenons de valider dans ce paragraphe. Nous polarisons toujours les électrodes deux à deux, c'est à dire que la première électrode gauche est à la même tension que la deuxième électrode droite, et vice versa. D'autre part, la tension moyenne entre les électrodes est celle de leur support, du cylindre, etc...

D'après le modèle simplifié que nous avons utilisé au Chapitre 2, la déflexion est proportionnelle à la tension  $V_d$  de déflexion. Soit Def la déflexion des électrons pour une variation de la tension de déflexion  $V_d$  de 1V, on a d'après (2.22):

$$\text{Def} = \frac{1}{2(V_2 - V_p)} \frac{L}{d_3} (L + d_3) \quad (4.2).$$

Application numérique: pour une tension  $(V_2 - V_p)$  de 100V, on a  $\text{Def} = 0,11 \text{ mm/V}$ .

#### 2.3.1) Mesures

Comme pour vérifier le fonctionnement des lentilles, nous utilisons un diaphragme-grille avec un pas de  $63 \mu\text{m}$ . Il est placé cette fois avant le système de déflexion. En défléchissant devant le diaphragme du channeltron l'image obtenue sur l'anode, nous obtenons des zones successivement brillantes et sombres (voir Figure 4.6), qui reproduisent effectivement la structure de la grille. La distance entre deux zones d'ombre correspond sur cette figure à environ  $27 \pm 1$  canaux, soit  $540 \pm 20 \text{ mV}$ . Sachant que la grille a un pas de  $63 \mu\text{m}$ , on trouve  $\text{Def} = 0,117 \pm 0,004 \text{ mm/V}$ , très proche de la valeur théorique.

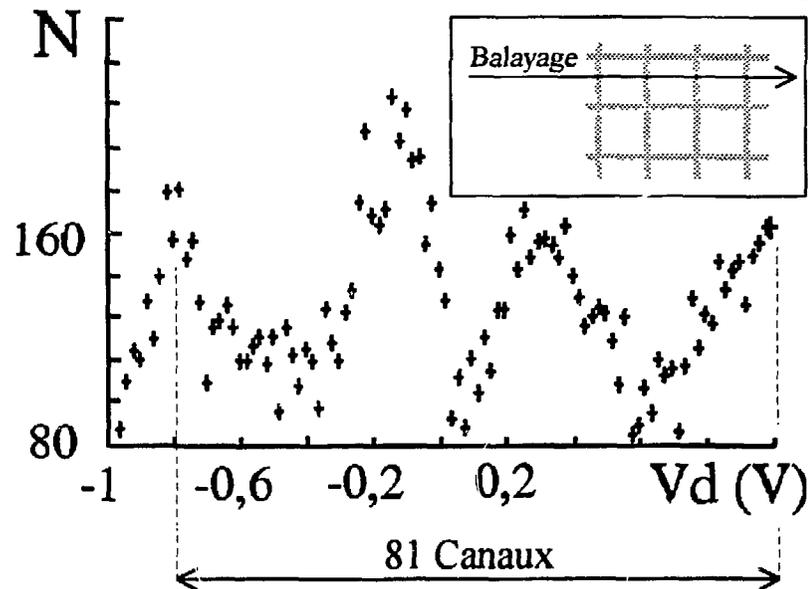


Figure 4.6: Enregistrement du profil de luminosité de l'ombre d'une grille.

En raison des impuretés déposées sur ce diaphragme et de l'émission possible d'électrons secondaires, les transitions entre "le noir" (ombre de la grille) et "le blanc" (fenêtre entre les grilles) ne sont pas toujours abruptes. De plus, l'image ne peut être aussi nette que sur la Photographie 4.4 car le plan du diaphragme est très reculé et il est difficile de se focaliser dessus. La transparence du diaphragme, c'est à dire la proportion d'électrons qu'il laisse passer, est faible (nous l'estimons à 10 ou 20%); la luminosité des images l'est également (la photographie 4.4 était prise avec un temps de pose d'une minute). Pour pouvoir repérer la grille sur le phosphore, il faut donc polariser ce dernier à une tension élevée, ce qui impose de polariser les électrodes des lentilles, et donc de combiner les fonctions de grandissement et de déflexion (alors qu'on voudrait caractériser seulement la déflexion).

Les enregistrements que nous avons réalisés ont toujours la même échelle quelle que soit la valeur du grandissement (en revanche le taux de comptage diminue). En effet, un enregistrement consiste à faire balayer devant le diaphragme du channeltron une image formée dans le plan objet et grossie d'un facteur  $M$ ; le pas de déflexion est également grandi d'un facteur  $M$  dans les lentilles.

Si la taille du diaphragme du channeltron est inférieure au pas de déflexion sur l'anode, nos enregistrements sont faits comme si l'image non agrandie était balayée dans le plan objet devant un diaphragme  $M$  fois plus petit que celui du channeltron (centré au point objet).

Le diaphragme peut être assimilé au point objet si la condition sur la taille du diaphragme est respectée.

En revanche, nous constatons que la distance entre deux zones d'ombre décroît lorsque la tension de déflexion augmente (en valeur absolue). Ainsi, en refaisant l'enregistrement de la figure 4.6 pour une tension de déflexion  $V_d$  comprise entre -10 et -8V, on trouve  $Def=0,075\pm 0,01\text{mm/V}$ . Ce comportement, que le modèle simple du chapitre 2 ne laissait pas prévoir, est dû aux champs existant de part et d'autre du système de déflexion, comme le montrent les simulations du paragraphe suivant.

### 2.3.2) Simulations

Nous avons simulé le comportement du système de déflexion en 2D (coupe horizontale) à l'aide du logiciel SIMION [3] afin de voir en quoi la présence des électrodes situées en amont et en aval du système modifient le résultat du calcul simple que nous avons fait au Chapitre 2. Le diaphragme de sortie correspond à l'entrée des lentilles (plan  $Z=0$  pour les lentilles). Sur la Figure 4.7, nous avons représenté un système de coordonnées choisi pour la simulation ainsi que la répartition de potentiel obtenue (la troisième dimension représente le potentiel). On voit sur cette figure que les écarts possibles entre notre modèle et la réalité viendront des effets de bords entre déflecteurs et de part et d'autre des déflecteurs.

On obtient  $Def$  en faisant la différence d'abscisse  $X$  entre  $Z=-25$  et  $Z=0\text{mm}$  divisée par la tension de décalage. D'après la formule (2.22),  $Def$  devrait être indépendante de l'abscisse initiale  $X_i$ , de l'angle  $\alpha$  que fait la trajectoire de l'électron avec l'axe optique et de la tension  $V_d$  appliquée entre les déflecteurs.

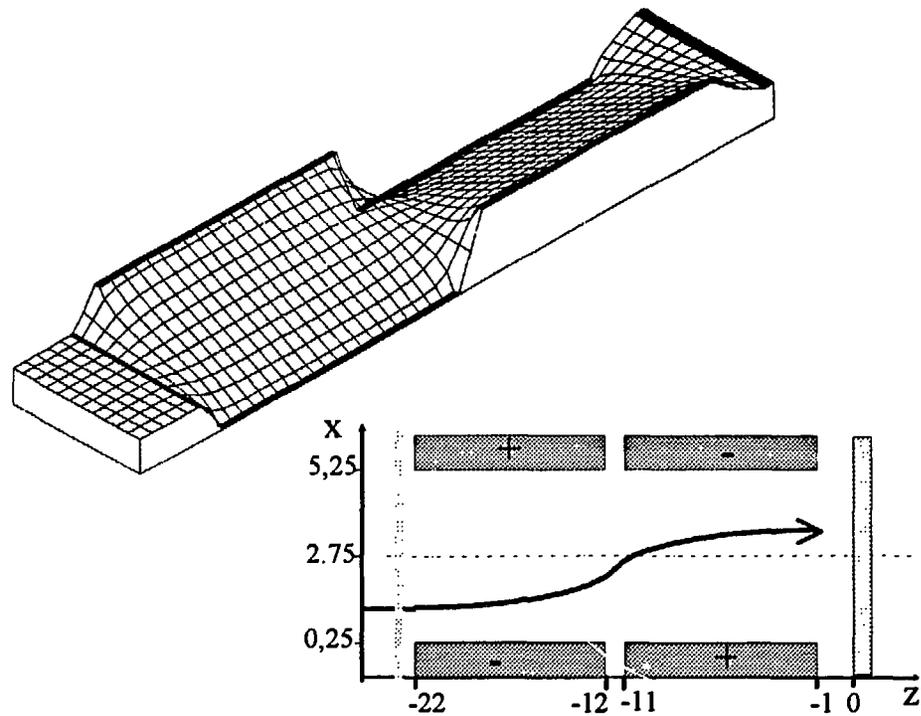
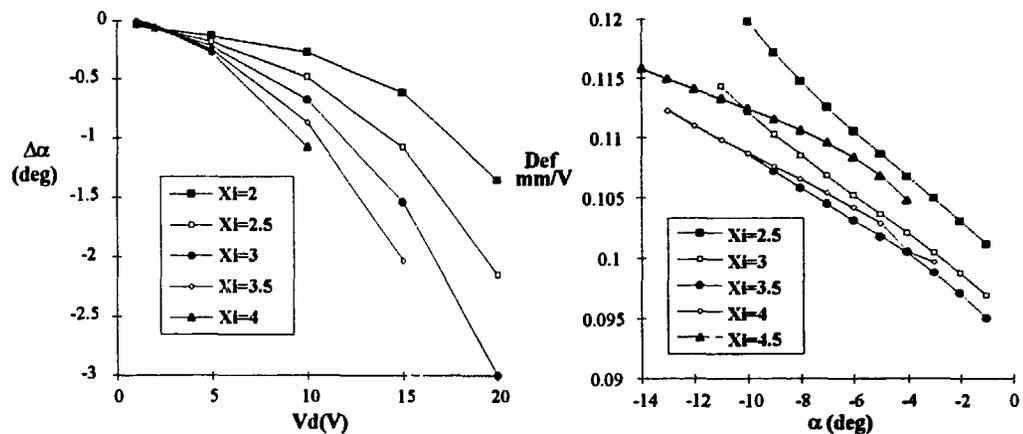


Figure 4.7: Simulation par Simion de la répartition de potentiel dans les déflecteurs.



$X_i$ : Abscisse des électrons pour  $Z=0$ .  
 $V_d$ : Tension appliquée aux déflecteurs

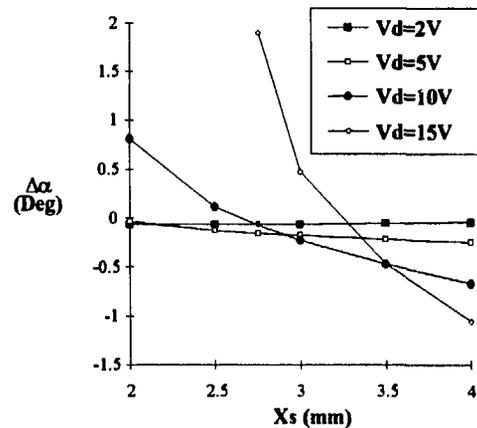
$\alpha$ : angle initial de la trajectoire avec l'axe optique.  
 Def: Déflexion pour  $V_d=1V$ .

Figure 4.8: Variation angulaire en fonction de la tension de déflexion et de l'abscisse des électrons à l'entrée du système de déflexion.

Figure 4.9: Variation de la valeur de la déflexion en fonction des conditions initiales pour une tension de déflexion de 20V.

Nous constatons de légers écarts avec le modèle de la formule (2.22). On voit en effet sur la Figure 4.8 que la direction des électrons est modifiée par les déflecteurs. Cette variation angulaire dépend de la position initiale de l'électron et augmente très sensiblement avec la tension de déflexion. D'autre part, la déflexion dépend des conditions initiales (Figure 4.9); rappelons que pour des électrons de 100eV, la déflexion est de 0,11mm/V dans notre calcul.

Les écarts entre notre calcul et la simulation sont faibles pour de faibles valeurs de  $V_d$ . La variation angulaire est de sens opposé à la déflexion: si celle-ci se fait vers la gauche, la variation angulaire est plutôt sur le droite, et vice-versa. Cette variation est due au champ qui existe entre les déflecteurs et les diaphragmes d'entrée et de sortie, et qui vont dans le sens inverse de la déflexion. Toutefois, on retrouve les valeurs théoriques pour des valeurs non nulles de  $V_d$ . Nous constatons en retraçant les mêmes courbes en fonction de l'abscisse des électrons au niveau du diaphragme de sortie qu'elles sont obtenues lorsque les trajectoires électroniques arrivent sur ce diaphragme proches de l'axe optique et pour  $V_d$  faible (Figure 4.10 et 4.11).



$X_s$ : abscisse des électrons au niveau du diaphragme de sortie.

Figure 4.10: Variation angulaire en fonction de l'abscisse des électrons au niveau du diaphragme de sortie.

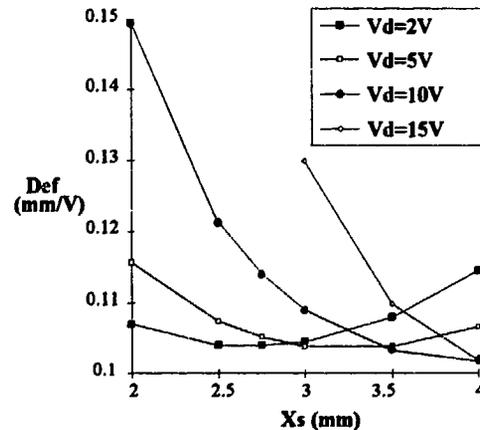


Figure 4.11: Variation de la valeur de la déflexion en fonction de l'abscisse des électrons au niveau du diaphragme de sortie.

Nous concluons qu'il est préférable de travailler dans les conditions suivantes:

- l'image doit être centrée sur l'anode pour une tension de déflexion nulle, de sorte que tous les enregistrements se font pour des valeurs faibles de tension de déflexion. En effet, le facteur Def décroît lorsque  $V_d$  augmente (en valeur absolue).
- le plan objet doit être choisi assez proche du diaphragme de sortie, de sorte que les électrons collectés sur le channeltron soient passés dans le plan du diaphragme proches de l'axe optique.

Ces conditions permettent de garder des caractéristiques de déflexion proches des calculs du Chapitre 2.

### 3) IMAGE DU FIL DU BIPRISME SUR L'ANODE

#### 3.1) but des mesures

Il s'agit de vérifier que les actions du biprisme, du défecteur et des lentilles sont bien conformes à ce que nous ont donné les calculs lorsque leurs actions se composent.

Nous avons expliqué au §2.3.1 qu'un enregistrement du profil de luminosité d'une image sur l'anode revient à faire balayer l'image devant le point objet, c'est à dire l'objet dont l'image est projetée sur le trou du diaphragme. Les images que nous analysons sont produites à l'aide du biprisme en appliquant une tension fil-cylindre positive ou négative.

Nous pouvons conduire les expériences suivantes:

1) Nous repérons l'image du fil obtenue sur l'anode pour des valeurs de polarisation des lentilles connues et enregistrons le profil de luminosité de l'image (voir exemples de la Figure 4.12) pour plusieurs valeurs de la tension fil-cylindre  $V_{fc}$ . En analysant les enregistrements de profil de luminosité de l'image du fil, on peut voir la variation  $\Delta V_d$  de tension de déflexion nécessaire pour faire défiler l'image du fil d'un bord à l'autre devant le point objet pour différentes valeurs de  $V_{fc}$ .

2) On peut repérer un bord de l'image du fil et faire glisser le channeltron sur son manipulateur d'une distance connue  $G$ . On mesure alors le décalage en tension  $\Delta V_d$  qui permet de ramener ce bord sur le point objet. Nous recommençons donc l'expérience précédente pour plusieurs positions repérées du channeltron.

3) Nous prendrons des photographies de l'image du fil sur le phosphore pour différentes valeurs de  $V_{fc}$ . Un quadrillage réalisé en gravant le phosphore permet de connaître l'échelle des images obtenues.

Soit  $d_2$  la distance du fil au point objet. Nous avons vu que l'image du fil a une largeur (comptée négativement lorsqu'il s'agit d'une ombre)  $S_d = 2\delta d_2$  dans le plan objet. Soit  $Dev$  la déviation imprimée par le biprisme pour  $V_{fc} = 1V$ .

$$Dev = \frac{\pi}{2} \frac{1}{V_2 - V_p} \frac{1}{\ln(r_2/r_1)} \quad (4.3)$$

On a d'après la formule (2.1):

$$et \delta = Dev \cdot V_{fc} \text{ d'où: } S_d = 2 \cdot Dev \cdot V_{fc} \cdot d_2 \quad (4.4)$$

$Def$  est la déflexion des électrons pour une variation de la tension de déflexion  $V_d$  de 1V et d'après la formule (4.2):

$$Def = \frac{1}{2(V_2 - V_p)} \frac{L}{d_3} (L + d_4)$$

$$On a: \quad S_d = Def \cdot \Delta V_d \quad (4.5)$$

Notons enfin que  $M$  peut être déduit des calculs sur les lentilles, ainsi que  $d_2$  par la relation  $d_2 = Z_0 + 57$  [mm].

Les expériences proposées conduisent aux grandeurs suivantes :

$\Delta V_d$  et  $V_{fc}$  sont les grandeurs observables de la première expérience proposée. On déduit de (4.3) et (4.5) la relation:

$$2.Dev.V_{fc}.d_2=Def.\Delta V_d \quad (4.6)$$

qui donne le rapport  $Dev.d_2/Def$ .

Dans la deuxième expérience, le glissement  $G$  du channeltron est compensé par une variation  $\Delta V_d$  de tension telle que, d'après (4.5):

$$G=M.Def.\Delta V_d \quad (4.7)$$

Ceci permet d'accéder au facteur  $M.Def$ .

Dans la troisième expérience, on observe l'image dans le plan du phosphore. Elle a une largeur:

$$M.S_d=2.M.Dev.V_{fc}.d_2 \quad (4.8)$$

Ceci permet de connaître le facteur  $M.Dev.d_2$ .

La deuxième et la troisième expérience permettent de remonter au rapport donné par la première, mais aucune ne permet de remonter directement aux grandeurs  $Def$ ,  $Dev$ ,  $M$  ou  $d_2$ . C'est pourquoi nous avons jugé utile de les déduire d'une simulation par SIMION [3] en reproduisant les conditions expérimentales, c'est à dire la géométrie exacte du montage depuis le fil du biprisme jusqu'à la première électrode des lentilles et les tensions appliquées. La deuxième et la troisième expériences permettent ensuite de connaître l'action des lentilles et de la comparer aux calculs.

Nous faisons partir les électrons de l'axe optique (le diamètre du fil est très petit par rapport à l'échelle de la zone simulée), et à l'abscisse où se trouve le fil. La différence d'angle déduite des simulations pour les tensions permettant de faire passer les bords gauche et droit devant le point objet est le double de la déviation  $\delta$  induite par le biprisme. Cette simulation donne également la déflexion imprimée aux électrons pour les valeurs de  $\Delta V_d$  choisies.

### 3.2) mesures

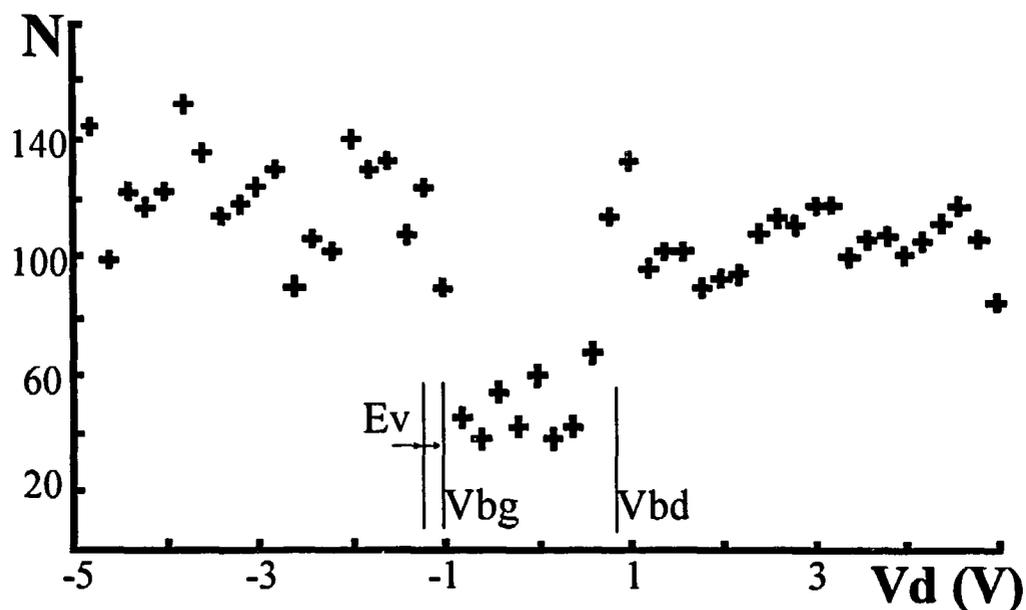
Dans le tableau de la page suivante, les valeurs relevées ont les significations suivantes (voir Figure de l'enregistrement):

$V_{bg}$  : valeur de la tension de déflexion pour laquelle le bord gauche de l'image du fil passe devant le point objet.

$V_{bd}$  : même définition pour le bord droit de l'image du fil.

$E_v$  : imprécision de lecture estimée d'après le pas de l'enregistrement et la netteté de la transition ombrée ou surbrillante.

$G$  : glissement du channeltron au moyen du manipulateur sur lequel est monté l'anode, compté positivement sur la gauche.



L'enregistrement a été réalisé en 5 passages. Chaque passage dure 50 secondes, soit 1 seconde par canal. Le pas de variation de  $V_d$  est de 0,1V. Ici on a  $V_{fc} = -1V$ .

Figure 4.12: Exemple d'enregistrement du profil d'intensité de l'image sur l'anode.

Polarisation des différentes électrodes:

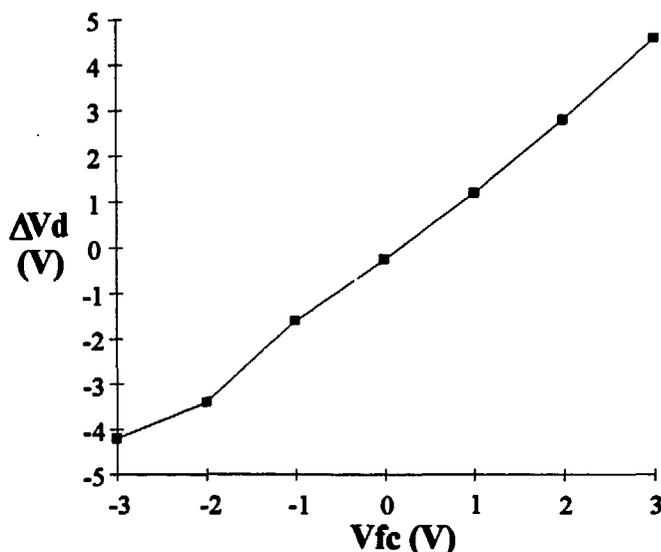
$V_p = -20V$ .  $V_2 = V_3 = 115V$ .  $V_4 = 900V$ .  $V_5 = 40V$ .  $V_6 = 300V$ .  $V_7 = 3350V$ .

N° Fichier	$V_{fc}$ (V)	$V_{bg}$ (V)	$V_{bd}$ (V)	$E_v$ (V)	G (mm)	MSd (mm)
145.1	-1	-1.2	0.4	0.2		-2
145.2	1	-1.4	-0.2	0.2		1.3
145.4	3	-4.6	0	0.4		5.7
145.5	2	-4.2	-1.4	0.3		3.7
145.7	0	-3.05	-2.8	0.1		-0.3
145.8	-2		-1.4	0.1		
145.9	-2		-2.6	0.1	1	
145.10	-2	-4.6	-1	0.2	-2	
145.11	-2	-3.4	0	0.2	-1	
145.12	-2	-2.6	0.8	0.2	-1	
145.13	-2	-1.6	1.6	0.2	-1	
145.14	-3	-1.8	2.4	0.2		-6
145.15	-4		3.4	0.2		
145.16	-4		0.8	0.2	3	

### 3.3) exploitation

#### 3.3.1) Mesure de la déflexion dans le plan objet

La différence  $V_{bg}-V_{bd}=\Delta V_d$  donne la tension dont il faut faire varier  $V_d$  pour balayer l'image du fil devant le point objet. Sur la courbe 4.13, nous avons tracé  $\Delta V_d$  en fonction en fonction de  $V_{fc}$ , en comptant  $\Delta V_d$  négativement lorsqu'une ombre est observée et positivement lorsqu'une surbrillance est observée.



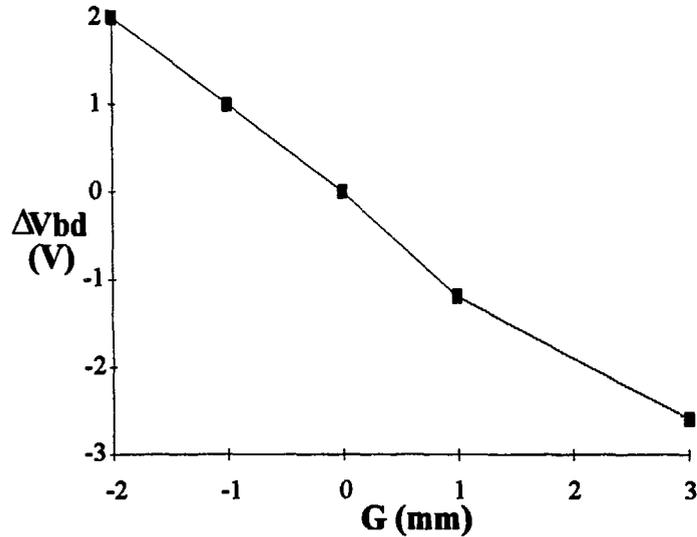
Courbe 4.13: Balayage de l'image du fil pour différentes valeurs de sa polarisation.

On observe bien que  $\Delta V_d$  varie linéairement avec  $V_{fc}$  avec un décalage (une ombre est observée pour une polarisation nulle) que nous avons déjà interprété comme un offset de polarisation dû à la différence de potentiel d'extraction existant entre le fil (en or) et le cylindre (en Arcap). Nous trouvons l'offset de polarisation égal à **0,16V**. En tenant compte de ce décalage, on voit que la différence de tension de déflexion entre un bord du fil et l'autre est bien proportionnelle à la tension appliquée entre fil et cylindre du biprisme.

On trouve:  $\Delta V_d/V_{fc}=1,5 \cdot 10^{-3}$ .

#### 3.3.2) glissement du channeltron

L'enregistrement de la même image (même valeur de tension fil-cylindre) pour plusieurs positions du channeltron nous permet de connaître la déviation induite par le système de déflexion sur l'image en sortie en calculant la variation de la valeur de tension de déflexion pour que le bord droit passe par le point objet. On appelle  $\Delta V_{bd}$  cette valeur. Entre les enregistrements 145.10 et 145.11, le channeltron a par exemple été déplacé de 1mm vers la droite. Dans l'enregistrement 145.10, le bord droit de l'ombre du fil est repéré pour  $V_d=-1V$  ; dans l'enregistrement 145.11, ce bord est repéré pour une tension  $V_d=0V$ , d'où  $\Delta V_{bd}=1V$ .



*Courbe 4.14: Variation de la déflexion en fonction du glissement du channeltron.*

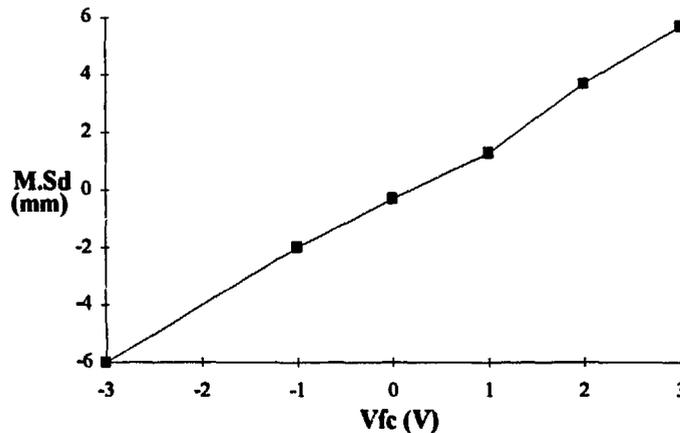
On voit sur la courbe 4.14 que le déplacement de l'image (opposé au glissement du channeltron) est bien proportionnel à la variation de  $V_d$ . Le déplacement de l'image pour une variation de +1V de la tension de déflexion est l'inverse de la pente de la droite obtenue sur la courbe 4.14. Le signe de ce déplacement est correct car  $V_d$  est compté entre les plaques gauche et droite dans le premier jeu de déflecteurs, et inversement dans le deuxième jeu.

On trouve d'après la courbe:

$$\Delta V_{bd}/G=0,9V/mm.$$

### 3.3.3) Image sur le phosphore

Les photographies sur le phosphore permettent d'obtenir la courbe 4.15. Nous avons reporté des valeurs négatives lorsque l'image du fil est une ombre, positives lorsqu'elle est surbrillante.



*Courbe 4.15: Taille de l'image du fil en fonction de sa polarisation.*

On constate que la taille de l'image du fil en sortie des lentilles varie linéairement avec  $V_{fc}$  avec le décalage dont nous avons parlé au paragraphe 3.3.1, et que nous retrouvons égal à 0,16V.

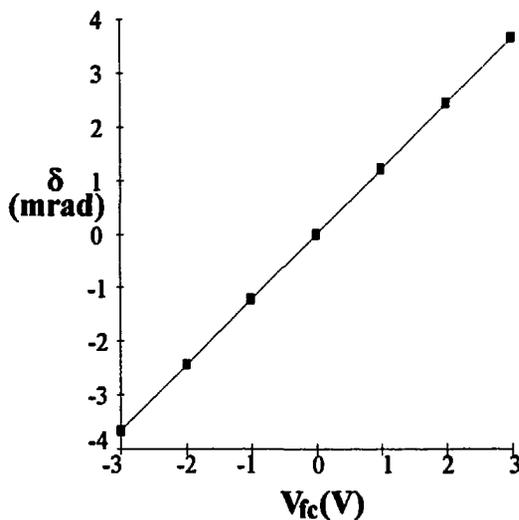
En tenant compte de cet offset, nous trouvons que la pente de la droite vaut:

$$M.S_d/V_{fc}=1,8\text{mm/V.}$$

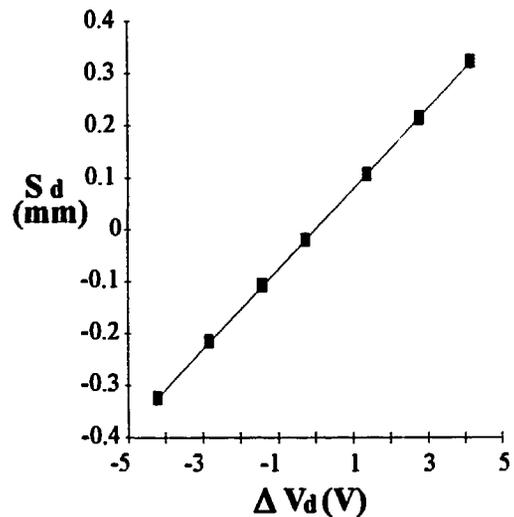
### 3.3.4) Simulations des trajectoires électroniques (SIMION)

Nous avons vu au §2.3 que les simulations de trajectoires électroniques dans le déflecteur sont conformes aux calculs dès lors qu'on prend soin de travailler à de faibles tensions de déflexion et en choisissant le plan objet des lentilles proche du plan de sortie du déflecteur. De même, nous pouvons par ces simulations déduire la déviation due au fil pour différentes tensions fil-cylindre et la déflexion pour les valeurs correspondantes de tensions de déflexion. Les résultats de ces simulations sont présentés sur le tableau suivant.

$V_{fc}$ (V)	$\delta$ (mrad)		$\Delta V_d$ (V)	$S_d$ (mm)
-3	-3.67		-4.2	-0.32
-2	-2.45		-2.8	-0.22
-1	-1.22		-1.4	-0.11
0	0		-0.25	-0.019
1	1.22		1.4	0.11
3	3.67		4.2	0.32



*Courbe 4.16: Déviation imprimée dans le biprisme en fonction de la tension appliquée au fil.*



*Courbe 4.17: Déflexion imprimée aux électrons en fonction de la tension de déflexion appliquée.*

On voit qu'il y a bien proportionnalité entre la déviation induite par le biprisme et la tension appliquée entre fil et cylindre.

On trouve:  $\text{Dev}=1,22\text{mrad/V}$

Cette valeur est à comparer avec la déviation théorique  $\text{Dev}=1,26\text{mrad/V}$ . L'écart, relativement faible, peut être dû simplement à une erreur entre la tension lue et la tension appliquée à l'électrode correspondante. Si par exemple la tension pointe vaut  $V_p=-25\text{V}$  au lieu de  $-20\text{V}$ , on trouve  $\text{Dev}=1,21\text{mrad/V}$ .

La déflexion imprimée aux électrons est bien proportionnelle à la tension de déflexion appliquée.

On trouve un facteur:  $\text{Def}=0,077\text{mm/V}$ .

Là encore la correspondance avec le calcul est bonne puisque la valeur théorique est  $\text{Def}=0,081\text{mm/V}$ . La différence observée est imputable en partie aux imprécisions de lecture sur les polarisations des électrodes et aux écarts entre la théorie simple du chapitre 2 et les comportements que les simulations du §2.3.1 ont mis en lumière.

### 3.4) Calcul des autres grandeurs

La formule (4.6) et la courbe 4.13 donnent:

$$\text{Dev.d}_2/\text{Def}=\Delta V_d/V_{fc}=1,5\text{mrad} \quad (4.9)$$

La formule (4.7) et la courbe 4.14 conduisent à :

$$\text{M.Def}=G/\Delta V_d=1,1\text{mm/V} \quad (4.10)$$

La formule (4.8) et la courbe 4.15 permettent d'écrire:

$$\text{M.Dev.d}_2=\text{M.S}_d/2.V_{fc}=1,8 \quad (4.11)$$

On voit facilement qu'en divisant (4.11) par (4.10) on doit retrouver (4.9). La valeur obtenue par ce calcul est :  $\text{Dev.d}_2/\text{Def}=1,63$ . Ceci donne une idée des imprécisions de mesure: de l'ordre de 10% pour trois expériences. Nous pouvons donc conclure que les imprécisions de mesure conduisent à des erreurs de l'ordre de quelques pour-cent.

En partant des résultats de la simulation du §3.3.4, les formules (4.10) et (4.11) donnent :  $\text{M}=13,6$  et  $d_2=48,3\text{mm}$ . Ces résultats sont à comparer aux valeurs obtenues par le calcul sur l'action des lentilles:  $\text{M}=13,2$  et  $Z_o=-6,4\text{mm}$  soit  $d_2=50,6\text{mm}$ .

Le calcul sur le grandissement et l'abscisse du plan objet sont donc en bon accord avec les résultats expérimentaux et de simulation. L'erreur, de quelques pour-cent, vient tant des imprécisions de mesure que de celles de la simulation. En effet, les calculs de Harting et Read sont donnés avec une précision de 1 à 2%, l'interpolation que nous faisons introduisant une erreur supplémentaire. Enfin la méconnaissance de la tension pointe est un facteur d'erreur non négligeable sur la déviation, la déflexion et l'action des lentilles.

#### 4) CONCLUSION SUR LES MESURES

Globalement, nous voyons que les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les calculs du Chapitre 2 et les simulations. La déviation dans le biprisme est conforme au calcul, mais nous voyons qu'en raison des impuretés de surface il sera plus difficile d'obtenir des interférences pour une tension inférieure à 0,2V. La déflexion est proportionnelle à la tension de déflexion appliquée pourvu que celle-ci soit faible et que le plan objet soit proche du diaphragme d'entrée des lentilles. Le rôle des lentilles est conforme à ce que nous attendions, et nous pouvons connaître avec une faible incertitude les valeurs du grandissement et de l'abscisse du plan objet en fonction des polarisations appliquées; le calcul est fait rapidement grâce à un programme.

Le §3 prouve de plus que ces différents éléments se composent bien, et que le dispositif est capable de faire de l'imagerie.

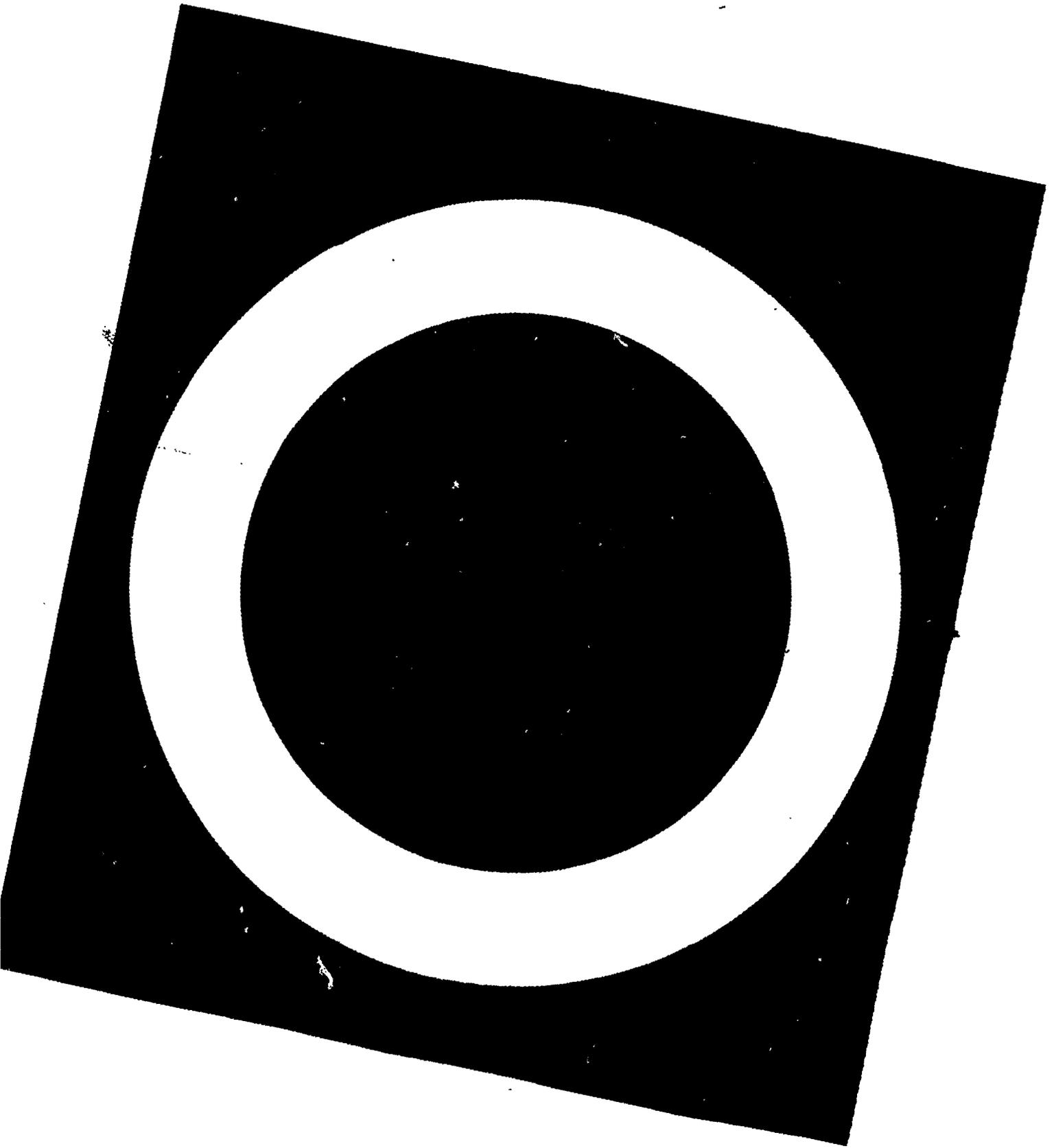
Nous ne connaissons pas la résolution de ce système, liée, en particulier, aux aberrations des lentilles qui n'ont pas été mesurées. Le chapitre suivant, qui concerne la caractérisation des propriétés émissives de la pointe, apportera des éléments de réponse à cette question.

#### REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] RTC Philips, Multiplicateurs d'électrons, Manuel Technique, Tubes Professionnels, PC04b (1989).

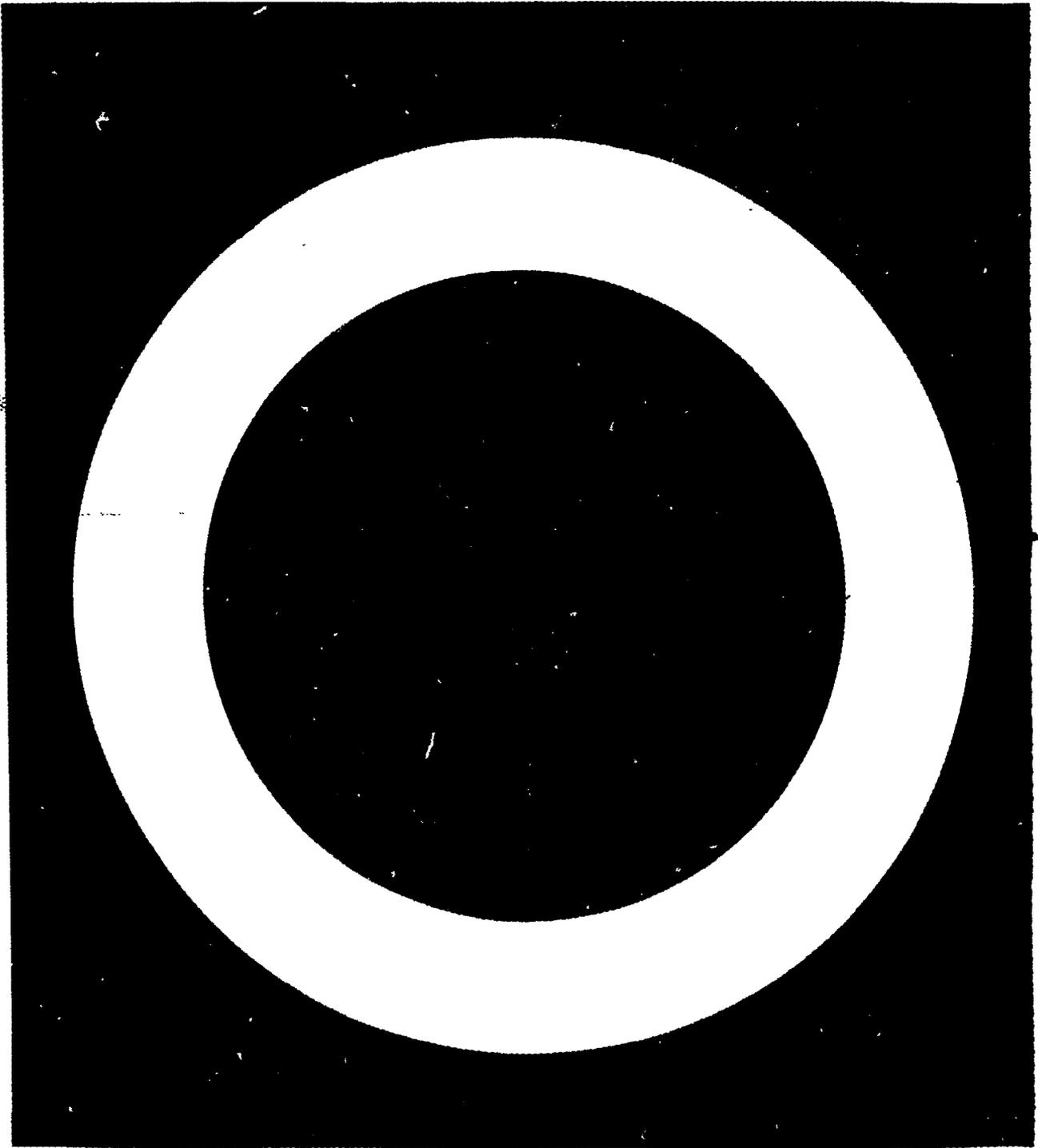
[2] P.Grivet, M.Y.Bernard & A.Septier, Optique électronique, Bordas (1955).

[3] D.A.Dahl & J.E.Delmore, Simion Version 4.0, Idaho National Engineering Laboratory, EG&G Idaho Inc, P.O.Box 1625, Idaho Falls, ID 83415, USA.



## **CHAPITRE 5: CARACTERISATION DES MICROPOINTES**

- 1) Introduction
  - 2) Caractéristique de Fowler-Nordheim
    - 2.1) Courbe théorique
    - 2.2) Relevés expérimentaux
  - 3) Forme de l'émission
    - 3.1) Forme générale
    - 3.2) Structures internes
  - 4) Stabilité
    - 4.1) Courant total
    - 4.2) Courant d'un sous-spot
  - 5) Phénomènes ondulatoires
    - 5.1) Diffraction
    - 5.2) Interférences
  - 6) Conclusion sur les mesures
- Références bibliographiques



## 1) INTRODUCTION

Ce chapitre a pour but d'exposer les observations que notre dispositif expérimental a permis de faire sur les propriétés émissives d'une micropointe fabriquée avec la technologie du LETI (taille de la source, forme du faisceau, stabilité). Dans le cinquième paragraphe, nous présentons les premiers phénomènes ondulatoires observés avec notre dispositif et qui valident son fonctionnement tout en montrant l'intérêt de ces pointes pour des applications d'optique électronique ondulatoire.

## 2) CARACTERISTIQUE DE FOWLER-NORDHEIM

### 2.1) courbe théorique

Pour caractériser l'émission d'une pointe émettant par effet de champ, on trace généralement la courbe de Fowler-Nordheim:  $\text{Ln}\left(\frac{I}{V_{gc}^2}\right) = f\left(\frac{1}{V_{gc}}\right)$ .

Celle ci permet théoriquement de remonter aux grandeurs  $aS$  et  $b$  de la formule (1.12) :

$$I = aS \frac{V_{gp}^2}{\Phi} \exp\left(-b \frac{\Phi^{3/2}}{V_{gp}}\right)$$

qui équivaut à :

$$\text{Ln}\left(\frac{I}{V_{gp}^2}\right) = \text{Ln}(aS / \Phi) - b \frac{\Phi^{3/2}}{V_{gp}} \quad (5.1).$$

En l'absence de couche résistive, on aurait  $V_{gp} = V_{gc}$  et la caractéristique de Fowler-Nordheim serait une droite de pente  $-b\Phi^{3/2}$  et d'ordonnée  $aS/\Phi$  en  $1/V_{gc} = 0$ .

Soit  $R$  la résistance d'accès entre pointe et contact cathodique induite par la couche résistive. On a :

$$V_{gp} = V_{gc} - RI \quad (5.2).$$

La couche résistive, qui existe aussi dans nos cathodes à monopointes, a pour rôle d'homogénéiser le courant issu de différentes pointes réparties sur un écran; son rôle reste relativement limité pour ne pas trop pénaliser l'émission de la pointe, donc  $RI$  reste petit devant  $V_{gc}$ . En réinjectant (5.2) dans (5.1) avec cette approximation, on trouve alors la formule approchée:

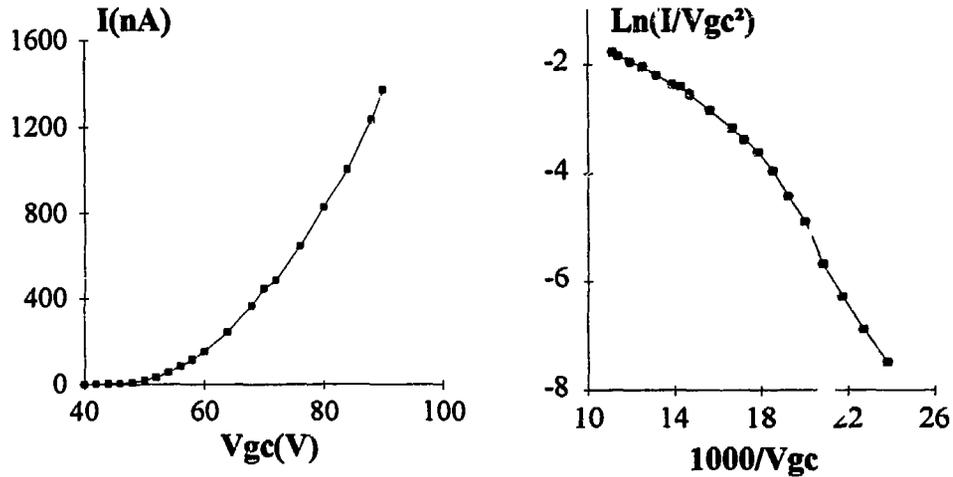
$$\text{Ln}\left(\frac{I}{V_{gc}^2}\right) = \text{Ln}(aS / \Phi) - b \frac{\Phi^{3/2}}{V_{gc}} - \left( b \Phi^{3/2} \frac{RI}{V_{gc}^2} + \frac{2RI}{V_{gc}} \right) \quad (5.3)$$

Le terme entre parenthèses étant le terme de correction dû à la couche résistive. Pour de fortes valeurs de courant, l'effet de la couche résistive induit une saturation de la courbe qui s'infléchit. Mais lorsque  $RI$  est négligeable devant  $V_{gc}$ , la caractéristique obtenue est proche de la droite théorique de Fowler-Nordheim.  $-b\Phi^{3/2}$  et  $aS/\Phi$  sont donc obtenus en traçant la droite tangente à la caractéristique de Fowler-Nordheim pour de faibles valeurs de  $V_{gc}$ . D'après la formule (1.13), on sait que pour  $a = 1,43 \cdot 10^{-4} \cdot \beta^2 \cdot \exp(9,81/\Phi^{1/2})$  et  $b = 6,5 \cdot 10^9 / \beta$ , où  $\beta$  est le facteur géométrique de champ. Ce facteur est inconnu car il dépend du facteur de forme du site émissif

dont nous ignorons la nature exacte. Toutefois, en supposant  $\Phi$  connu, on trouve  $b$ , puis  $\beta$ , ensuite  $a$  et finalement  $S$ .

## 2.2) Relevés expérimentaux

Nous avons relevé la caractéristique de Fowler-Nordheim pour plusieurs pointes. Les résultats obtenus sont conformes au calcul, comme le montre la Figure 5.1. Le décrochement observé pour  $V_{gc} \approx 70V$  est imputable à une variation locale du potentiel d'extraction de la source. Ce phénomène est expliqué plus loin.



$$I(\text{nA})=f(V_{gc}(\text{V}))$$

$$\text{Ln}(I/V_{gc}^2)=f(1/V_{gc})$$

Figure 5.1: Caractéristiques courant-tension et de Fowler-Nordheim.

On trouve  $b\Phi^{3/2} = 617 \text{ [A/eV]}$  et  $aS/\Phi = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ [A/eV}^2]$ . Avec  $\Phi \approx 4,5 \text{ eV}$  pour le Molybdène, on trouve finalement  $\beta = 10^8 \text{ m}^{-1} = 10^6 \text{ cm}^{-1}$  et  $S = 4 \text{ nm}^2$ .

La valeur de  $\beta$  obtenue est élevée (par rapport à d'autres pointes) et montre les très bonnes propriétés géométriques de la pointe. Cette mesure confirme les résultats obtenus par Brenac [1] et Spindt [2]. Toutefois, la valeur de  $aS/\Phi$  obtenue à partir des courbes expérimentales peut varier d'un facteur 10 d'une pointe à l'autre, et la valeur de  $b\Phi^{3/2}$  d'environ 20%. Enfin, la formule de Fowler-Nordheim est applicable rigoureusement à une surface plane et non à une pointe; Ces valeurs sont donc indicatives pour leur ordre de grandeur. Il en est donc de même pour la valeur de  $S$ ; nous retiendrons de la valeur obtenue qu'en appliquant brutalement la formule de Fowler-Nordheim à une pointe, on trouve une surface équivalente nettement plus petite (deux ordres de grandeur) que la surface géométrique du bout de la pointe (de rayon de courbure compris entre 10 et 50nm).

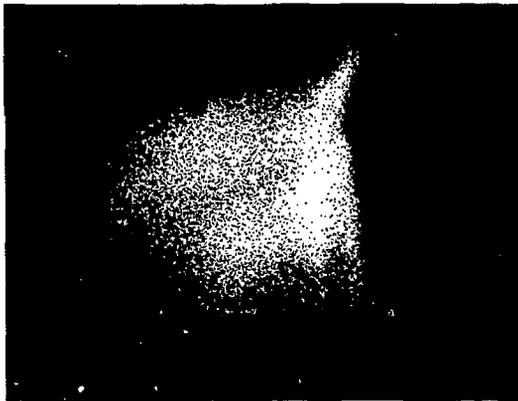
Notons également qu'une pointe avec couche résistive émet de 0,5 à 1  $\mu\text{A}$  pour  $V_{gc} = 80V$ , et qu'elle émettrait environ dix fois plus en l'absence de couche résistive à condition qu'aucun effet de saturation (charge d'espace) ne se produise.

### 3) FORME DU FAISCEAU EMISSIF

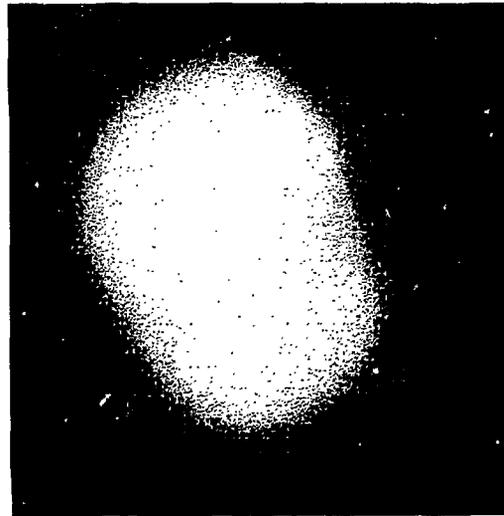
En plaçant une anode recouverte d'un conducteur transparent (ITO: indium tin oxyde) polarisée positivement devant la cathode à micropointe, on visualise simplement la forme du faisceau qu'elle émet.

#### 3.1) *Forme générale*

On observe que la forme du faisceau issu d'une pointe est très sensible aux champs électrostatiques existant dans sa proximité immédiate. Ainsi, sur la Photographie 5.2, obtenue avec une pointe fixée au manipulateur (voir Figure 3.4) par une vis non aimantée, on voit un phénomène de déformation et de repliement du faisceau. De même, toute surface isolante, susceptible de se charger, est à proscrire. Ceci justifie a posteriori la structure de la cathode (voir Figure 3.3) dans laquelle la grille a une surface très importante autour de la pointe, pour obtenir une grande surface équipotentielle autour de la pointe.

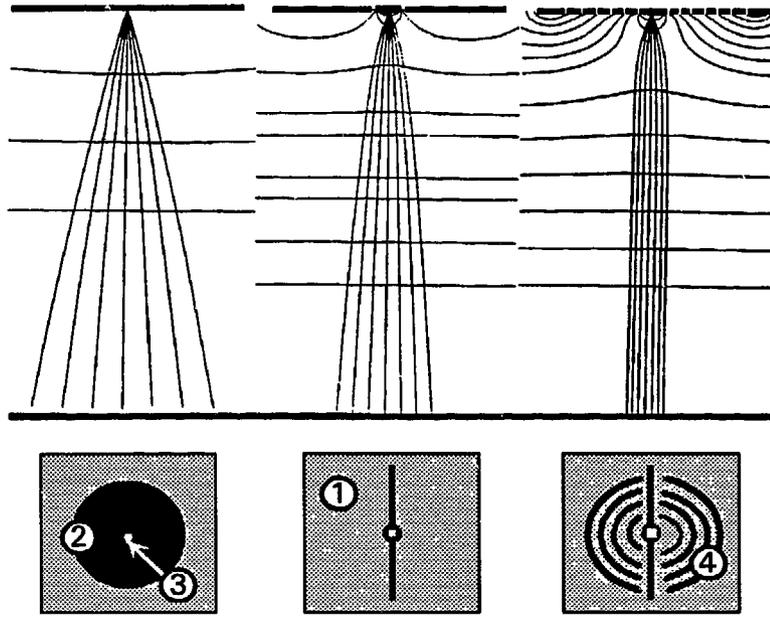


Photographie 5.2: Faisceau déformé.



Photographie 5.3: Faisceau non déformé.

La Photographie 5.3, obtenue après correction du défaut observé sur la Photographie précédente, montre une tache émissive relativement régulière. Toutefois, on relève un angle d'ouverture de l'ordre de  $30^\circ$ . Nous avons vu au paragraphe 4.3 du chapitre 2 que pour obtenir une bonne résolution dans nos enregistrements, il faut avoir un fort grandissement et donc diminuer la luminosité de l'image. C'est pourquoi la densité de courant du faisceau est un paramètre important. Pour obtenir des images plus lumineuses, nous avons donc tout intérêt à concentrer autant que possible le faisceau dès l'origine. Or l'existence d'une large zone autour de la pointe ayant un potentiel attractif pour les électrons contribue au contraire à écarter le faisceau (voir Figure 5.4). Il serait donc plus judicieux, comme le montrent les simulations obtenues avec SIMION [3], d'avoir autour de la pointe une surface ayant un potentiel moins élevé que celui de la grille. Spindt a eu l'idée d'ajouter la grille et l'isolant entre grille et pointe autour du site de la pointe [4], de sorte que cette surface est pratiquement neutre pour les électrons (voir Figure 5.5).



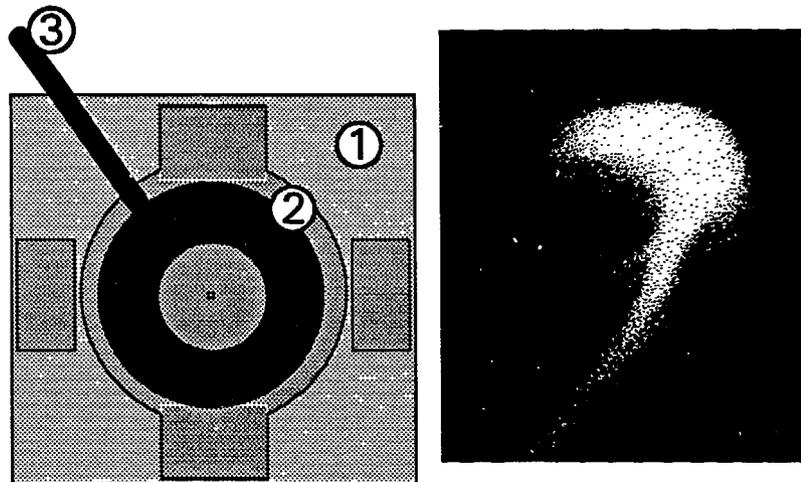
*Figure 5.4*  
*Géométrie LETI.*

*Figure 5.5*  
*Géométrie Spindt.*

*Figure 5.6*  
*Alternative proposée.*

1: Contact cathodique    2: Grille    3: Pointe    4: Anneaux de refocalisation

*Figures 5.4 à 5.6: Différentes géométries de cathodes et simulation des trajectoires d'électrons émis.*



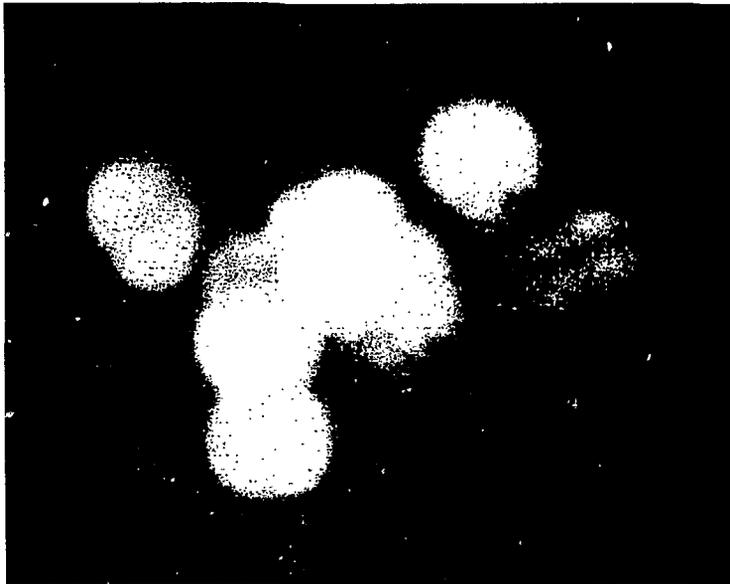
1: Cathode    2: Anneau métallique    3: Fil de polarisation

*Figure 5.7: Anneau de refocalisation et effet sur le faisceau.*

En vue d'améliorer ce dispositif, nous avons eu l'idée de déposer autour de la pointe un ou plusieurs anneaux de refocalisation pouvant être polarisés différemment. Leur but est d'essayer de reproduire les équipotentielles produites par des systèmes de refocalisation du type électrode de Pierce [5] avec des électrodes contenues dans un plan (voir Figure 5.6). Le dispositif a l'avantage de la compacité et de la rigidité et peut procurer une bonne maîtrise du faisceau. Nous avons déposé un brevet pour le LETI sur ce sujet [6]. Afin de valider le principe de cette refocalisation, des anneaux ont été réalisés sur un matériau plastique de faible épaisseur compatible avec des utilisations en ultraviolet (U-pilex). Les résultats obtenus montrent bien que le faisceau est concentré; toutefois, le fil utilisé pour polariser cet anneau crée une inhomogénéité du champ qui se traduit par une déformation importante du faisceau (voir Figure 5.7), à moins qu'il ne s'agisse d'électrons secondaires. Quoi qu'il en soit, il paraît difficile de poursuivre dans cette voie sans faire de nouveau masque de la cathode.

### 3.2) Structures internes

En plaçant l'anode à une distance faible (quelques mm) de la cathode, nous observons que la pointe n'émet pas un faisceau homogène, mais constitué de sous-faisceaux distincts (voir Photographie 5.8). Chacun de ces sous-faisceaux a une ouverture angulaire qui n'excède pas  $3^\circ$ , et représente un courant de l'ordre d'une fraction de  $\mu\text{A}$ .



échelle:  $10 \times 7.5\text{mm}$

*Photographie 5.8:  
Structure du faisceau  
émissif d'une pointe*

Ces valeurs sont en bon accord avec les résultats théoriques de Garcia et. al. [7] qui calculent la diffraction d'une onde se propageant dans la pointe puis dans le vide au travers d'une surface émissive de taille comparable avec la longueur d'onde des électrons dans le métal (de l'ordre du nanomètre).

Lorsqu'on fait émettre plusieurs pointes ou bien lorsque le champ appliqué entre cathode et anode est faible, ces sous-faisceaux se confondent et l'émission paraît

homogène. C'est ce qui se passe dans les écrans. En augmentant la polarisation de la pointe, on s'aperçoit que les luminosités des sous-faisceaux n'évoluent pas de la même manière et que de nouveaux sous-faisceaux apparaissent les uns après les autres. Sur certains sous-faisceaux, on peut même observer des structures (voir à droite de la Photographie 5.8) qui suggèrent des structures atomiques. Cette observation classique montre que l'émission a lieu à partir de plusieurs nano-protrusions ou d'atomes répartis sur la surface de la pointe et agissant de manière non *identique*. Toutefois, il n'est pas exclu que les différentes sources soient cohérentes si elles sont distantes de quelques atomes; l'émission correspondrait alors à une seule fonction d'onde se propageant dans la pointe puis dans le vide par diffraction au travers des sites émissifs [8].

Enfin, nous observons, lorsque la pointe est dans de mauvaises conditions de stabilité (mauvais vide ou première polarisation) des mouvements périodiques que nous attribuons à des mouvements d'atomes oscillant entre deux ou quelques positions métastables (puits de potentiel). Ce phénomène est connu et s'appelle le "flip-flop" [9]. Ces résultats s'apparentent à ceux obtenus avec des pointes érodées ou formées sous champ jusqu'à obtenir un ou trois atomes en bout [10].

Nous pensons donc que l'émission sur la pointe, loin d'être répartie sur une surface de rayon de courbure 20nm en moyenne, est localisée sur quelques sites atomiques préférentiels particulièrement pointus ou surmontés d'une impureté abaissant localement le travail de sortie du matériau. Cette explication permet de comprendre pourquoi la surface émissive de la pointe déduite de la courbe de Fowler-Nordheim est beaucoup plus petite que la surface du bout de la pointe. Des observations microscopiques de la pointe nous laissent par ailleurs penser que la structure de la pointe est dentelée.

Cette observation est très importante pour des applications dans lesquelles la cohérence du faisceau est utilisée. En effet, chaque site émissif pourrait posséder une grande cohérence spatiale mais la cohérence entre sites n'est pas évidente. Il nous faut donc parvenir à travailler avec un seul sous-faisceau, soit en le sélectionnant par un diaphragme de faible ouverture, soit en travaillant à une tension suffisamment faible pour être sûr qu'une seule protrusion est active. Pour des questions de luminosité, nous avons préféré la première solution, quitte à utiliser la deuxième en baissant la polarisation de la pointe après avoir sélectionné un sous-faisceau. Grâce au manipulateur de la cathode et au diaphragme d'entrée des lentilles, nous pouvons sélectionner un seul sous-faisceau que nous voyons sur le phosphore.

*Remarque: La brillance de la source mesurée dans le plan de l'anode s'écrit  $B=I/S_v\Omega$  de la source, où  $S_v$  est la surface virtuelle de la source et  $\Omega$  l'angle solide dans lequel émet la source. Dans la mesure où le plan d'observation est perpendiculaire à la direction d'émission de la pointe, on peut prendre  $S_v=S$ . De plus, si le demi-angle d'ouverture  $\theta$  de la source est faible, on a  $\Omega=\pi(1-\cos\theta)\approx\pi\theta^2/2$  et  $B=2I/S\pi\theta^2$ . Pour  $V_{gc}\approx 80V$ , on a  $I\approx 1\mu A$ . Avec  $S=4nm^2$  et  $\theta=15^\circ$  (§2.1), on trouve  $B=2,2\cdot 10^8 A/cm^2/sr$  pour la pointe. Si on suppose que chacun des sous-sites émissifs a la même taille et émet la même intensité, alors en prenant  $\theta=1,5^\circ$ , on trouve pour chacun d'eux une brillance  $B=2,2\cdot 10^{10} A/cm^2/Sr$ . Cette valeur est très élevée [11] et montre l'intérêt de travailler avec un seul sous-faisceau.*

#### 4) STABILITE

La plupart des résultats que nous présentons dans ce paragraphe ont fait l'objet d'une présentation lors de la sixième conférence IVMC'93 (International Vacuum Microelectronics Conference) et sont acceptés pour publication dans les proceedings à paraître dans le Journal of Vacuum Science & Technology B [12].

##### 4.1) Mesure du courant total

A l'aide d'un nanoampèremètre commandé par un ordinateur au travers d'une interface IEEE, nous enregistrons le courant pendant de longues périodes de temps (plusieurs journées). La fréquence de mesure est 1Hz, et le courant est mesuré avec une sensibilité de l'ordre du nanoampère.

Lorsque la pointe est polarisée pour la première fois, ou lorsqu'elle émet dans un mauvais vide, le courant d'anode varie par paliers à des intervalles de temps très courts et même inférieurs à la période d'échantillonnage (l'observation est faite directement sur le nanoampèremètre). Puis la pointe se "forme" et l'émission devient plus stable. Après une semaine de fonctionnement ininterrompu et dans un très bon vide (de l'ordre de quelques  $10^{-11}$  mbars), le courant peut garder une stabilité meilleure que la sensibilité de lecture pour plusieurs minutes (sur la Figure 5.9, nous avons enregistré 7 minutes) pour un courant total de l'ordre de 700nA. Le courant peut rester stable à  $\pm 1\%$  pour plusieurs heures avant de sauter à une autre valeur. Durant cette période de temps, le courant oscille entre deux ou trois valeurs très probables (comme on le voit sur un temps d'une demi-heure sur la Figure 5.9).

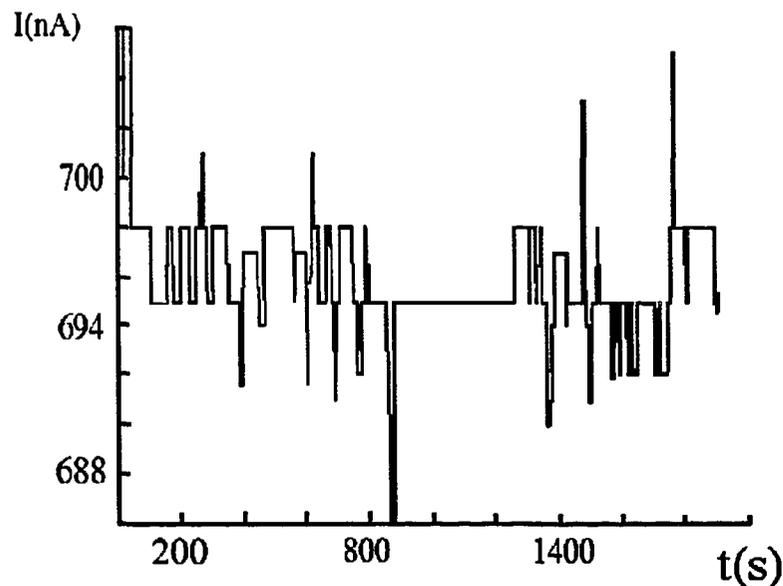
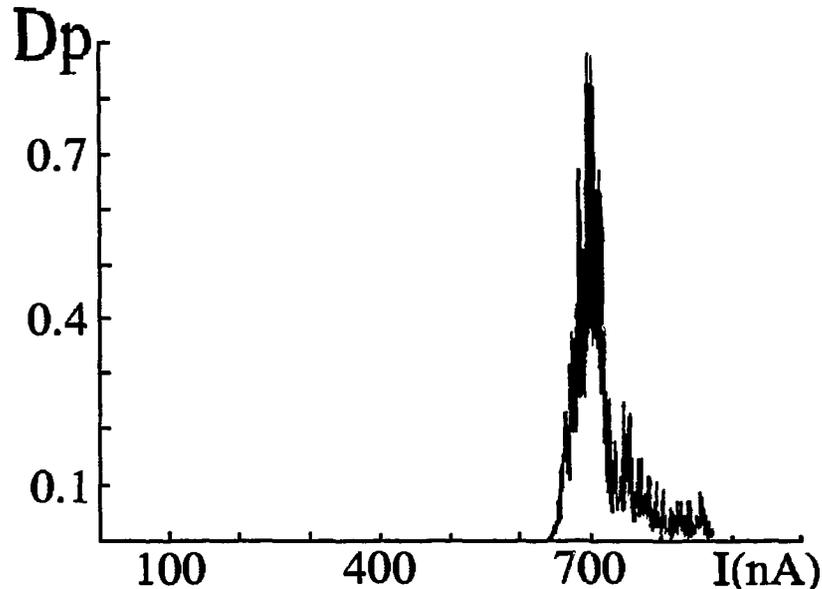


Figure 5.9: Evolution du courant d'anode en fonction du temps.

Sur la Figure 5.10, nous avons représenté la distribution de courant d'anode pour une période de 60 heures. En abscisse est porté le courant et en ordonnée le temps cumulé (en secondes) pendant lequel un certain courant a été lu.

Plusieurs valeurs ont été enregistrées pendant plus de 100 minutes (la valeur la plus probable correspond à 6300 secondes). La largeur à mi-hauteur de cette distribution est de 35nA, ce qui représente seulement 5% de la valeur du courant total. Ces deux figures montrent que certaines valeurs sont extrêmement probables pendant une période de temps donné, puis que l'émission se centre sur une autre valeur.



Dp: densité de probabilité relative d'une valeur du courant normée à la valeur maximale

Figure 5.10: Répartition du courant sur une période de 60 heures.

Toutefois, on observe qu'à une période de grande stabilité peut succéder une période durant laquelle de nombreux sauts sont observés, sans aucune variation apparente des conditions expérimentales. Ces enregistrements ont été faits sur une période de l'ordre de la semaine et le spectre du bruit a été extrait par transformation de Fourier. On constate un comportement général en  $1/f^{1.4}$ , qui correspond aux observations classiques [11,13], bien que des écarts notables de la valeur de l'exposant aient été observés.

*Remarques:*

- 1) Sans l'expliquer pour le moment, nous observons que la densité de probabilité présente généralement un profil dissymétrique.
- 2) En utilisant un nanoampèremètre, nous négligeons volontairement les variations de l'ordre du pA. L'utilisation d'un picoampèremètre aurait été possible, mais nous pensons qu'une sensibilité de mesure supérieure au millième de la pleine échelle est inutile en raison du bruit propre de l'électronique de mesure. Nous avons par ailleurs constaté que le courant est généralement plus stable lorsque l'activité sur le réseau d'alimentation est plus faible (nuit, week-end).

#### 4.2) Courant d'un sous-spot

D'après les observations que nous avons reportées au §2.2 sur la structure de l'émission en sous-spot, nous pensons qu'il est possible d'obtenir des périodes de stabilité d'émission plus longues et plus prévisibles. Notre dispositif expérimental nous permet sous certaines conditions de sélectionner une partie de la tache émissive dans laquelle on trouve un seul des sous-faisceaux de la pointe et de l'observer sur un phosphore ou avec le système diaphragme-channeltron. Pour cela, le diaphragme placé en entrée des lentilles fournit une résolution angulaire de  $0,28^\circ$ , largement suffisante au regard de l'ouverture angulaire d'un sous-faisceau ( $3^\circ$ ). D'autre part, la mesure des courants collectés sur le cylindre du biprisme et le diaphragme d'entrée est une bonne approximation du courant total émis (plus de 99%).

Nous observons que la tache obtenue sur l'anode n'est pas modifiée à chaque fois que le courant varie. Pour systématiser cette observation par des mesures comparables avec celles du paragraphe précédent, nous plaçons le trou du système diaphragme-channeltron en face du spot et nous enregistrons le nombre de coups passant dans ce diaphragme pour une période de temps donné. En admettant que le sous-spot soit homogène, le taux de comptage ainsi obtenu est proportionnel à sa densité de courant. L'enregistrement simultané du courant émis et du taux de comptage sur le channeltron permet donc de comparer la stabilité du faisceau global avec celle d'un sous-faisceau.

La dispersion sur le taux de comptage pour une valeur moyenne stable est due au processus d'émission de la pointe qui n'est pas régulier, mais "bruité" dans le temps (voir Figure 5.12). Ce processus est décrit par la loi de Poisson; la dispersion du taux de comptage est  $\sqrt{N}$  pour un taux de comptage moyen de  $N$ . Pour un taux de comptage de l'ordre du millier, la dispersion est donc de l'ordre de 3%. Les expériences que nous avons menées prouvent que cette précision est nettement suffisante car les variations sur le taux de comptage sont beaucoup plus marquées que sur l'ensemble du spot (voir Figure 5.11). De plus, l'intervalle de temps entre deux variations est très grand devant la période d'échantillonnage (10 secondes), de sorte que la valeur moyenne du taux de comptage est estimée avec précision, et qu'un décalage même léger est visible.

Sur la Figure 5.11, nous observons qu'une variation de l'émission sur un sous-spot induit une variation du courant total (instants  $T_a$  et  $T_b$ ). On peut alors parler d'un couplage direct entre les deux mesures. En revanche, une variation du courant total n'est pas nécessairement reliée à une variation de l'émission sur le sous-spot observé (instant  $T_c$ ). Nous concluons de cette observation que l'émission d'un site peut avoir une meilleure stabilité que l'ensemble du spot, mais que les changements de l'émission d'un sous-spot sont plus importants en proportion. Ceci confirme l'hypothèse selon laquelle l'émission prend place sur plusieurs sites émissifs indépendants, et nous comprenons que le temps moyen entre deux sauts du courant total est d'autant plus faible que ces sites sont plus nombreux.

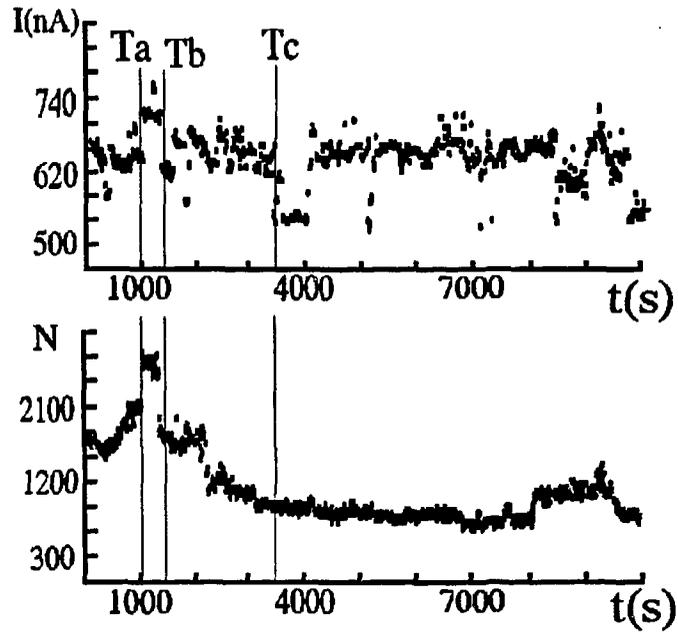


Figure 5.11: Couplage direct.

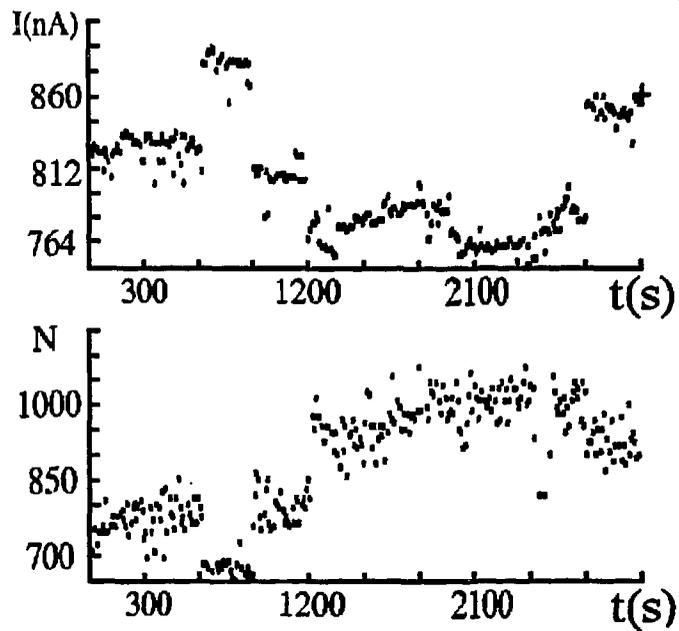


Figure 5.12: Couplage indirect.

I: Courant collecté sur le cylindre du biprisme et le diaphragme d'entrée  
 N: nombre de coups comptés par le channeltron pendant 10 secondes

Figures 5.11 & 5.12: Enregistrement simultané du courant total et de la densité de courant d'un sous-spot.

Notons que l'ordre de grandeur de la stabilité obtenue sur le taux de comptage, très encourageant, provient peut-être de ce que la pointe est relativement masquée des atomes de gaz résiduel par la grille d'extraction, ce qui limiterait le taux d'impacts sur la pointe.

Sur la Figure 5.12, on peut voir, contrairement à la Figure 5.11, un couplage indirect entre les deux grandeurs mesurées: une variation du courant total correspond à une variation de la densité de courant du sous-spot, mais celles-ci sont opposées. Ceci prouve, non seulement que la variation du courant global est dû à un autre spot que celui observé, mais encore que ce changement du courant total induit une variation dans l'émission du sous-spot observé. Nous pensons donc qu'il existe un phénomène de couplage entre les différents sous-faisceaux, que nous attribuons à deux causes possibles:

- une variation du courant total provoque une modification de la forme du faisceau dans l'optique qu'il traverse. Par exemple, on peut penser qu'un isolant est atteint par une partie du faisceau qui ne l'atteignait pas avant; en se chargeant, l'isolant détourne le faisceau de son trajet initial et une autre partie du spot est analysée avec le channeltron. Notons toutefois qu'un soin particulier a été apporté pour dissimuler les isolants du trajet normal des électrons.

- une variation du courant total se répercute par l'intermédiaire de la couche résistive sur la tension de la pointe. Ceci peut affecter en retour les autres sites émissifs sans qu'aucun changement physique ne soit intervenu. L'effet le plus gênant est le décalage du niveau de Fermi du matériau, et donc aussi du "niveau zéro" des électrons (choisi pour que l'énergie totale des électrons soit nulle). Nous avons vu par exemple que l'action des lentilles dépend de la polarisation des cylindres par rapport à ce niveau zéro; elle varie donc lorsque le courant total varie.

Cette deuxième hypothèse, qui nous paraît la plus plausible, met en cause le principe de la couche résistive qui est parfaitement adaptée pour améliorer l'homogénéité d'un écran mais qui n'a pas vraiment d'utilité dans notre cas. Au contraire, la couche résistive diminue le courant émis par la pointe et semble à l'origine d'un couplage entre ses différents sites émissifs. On peut penser par ailleurs que le bruit de fond de la résistance est une source de perturbation possible pour l'émission de la pointe.

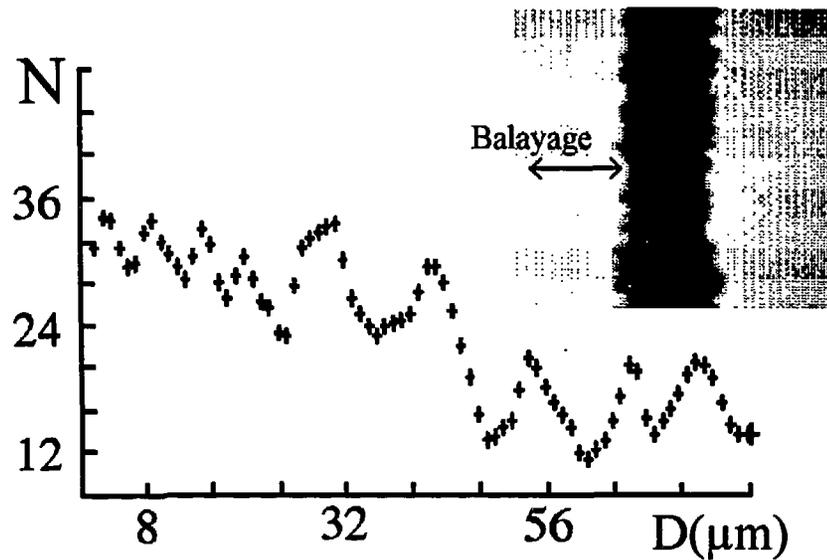
## 5) PHENOMENES ONDULATOIRES

### 5.1) Diffraction

Nous avons vu au Chapitre 1 qu'un phénomène de diffraction sur les deux bords du fil est visible si la source est ponctuelle et monochromatique. Il est décrit par analogie avec la diffraction sur le bord de demi-plans coïncidant avec les bords du fil. Les deux systèmes de franges ainsi créés seraient visibles dans le plan d'observation autour de chacun des bords de l'ombre géométrique du fil. D'après la formule (2.13), les franges que nous pouvons observer ont un facteur d'échelle  $S_r$  de l'ordre de la dizaine de microns. Les mesures du Chapitre 4 ont permis de vérifier que la taille de l'image du fil dans le plan d'observation est de l'ordre de  $80\mu\text{m}$  pour une polarisation du fil de 1V par rapport au cylindre. Pour éviter un brouillage des deux systèmes de franges, nous avons donc décidé d'appliquer une tension fil-cylindre de plusieurs volts. Comme le contraste de l'image est meilleur si les deux sous-faisceaux ne se recouvrent pas, nous appliquons au fil une polarisation négative de plusieurs volts.

L'ombre du fil est d'abord repérée sur le phosphore, puis on opère un glissement de l'anode de sorte que l'ombre soit devant le diaphragme du channeltron. Un enregistrement du profil d'intensité de l'image est alors réalisé sur une grande échelle à l'aide du déflecteur, de sorte que l'on puisse repérer l'un des deux bords de l'ombre du fil. En augmentant graduellement la résolution de l'image (c'est à dire: en diminuant le pas de la déflexion), on finit par obtenir une image de résolution suffisante. Les enregistrements sont faits avec une période d'acquisition relativement longue (plusieurs secondes) mais avec un nombre faible de passages. Cette solution a été employée pour éviter le brouillage de l'image finale dû à une possible dérive du faisceau. Ce phénomène s'explique par la charge d'isolants ou de surfaces métalliques oxydées; c'est pourquoi nous effectuons des enregistrements plusieurs jours après avoir polarisé les électrodes, notamment les électrodes haute-tension du système de lentilles.

La Figure 5.13 montre des ondulations observées sur le bord gauche de l'ombre du fil. En abscisse est portée la déflexion par pas de  $1\mu\text{m}$ , en ordonnée le taux de comptage enregistré dans chaque canal. En diminuant le pas de déflexion par deux, on observe des ondulations deux fois plus grandes, ce qui prouve qu'il ne s'agit pas d'un phénomène parasite.



D: Déflexion N: Taux de comptage (nombre de coups enregistrés par seconde).  
Le pas de déflexion est de  $1\mu\text{m}$ .

Figure 5.13: Enregistrement d'une figure de diffraction sur le bord gauche de l'ombre du fil.

L'expérience a été réalisée avec des électrons ayant une énergie cinétique de  $115\text{eV}$ . La distance  $d_2$  est estimée d'après la taille de l'ombre du fil en sortie des lentilles en calculant le grandissement des lentilles en fonction des polarisations de leurs électrodes et en déduisant la déviation des mesures reportées au chapitre 4. On trouve  $d_2 \approx 50\text{mm}$ . Comme  $d_1 = 45\text{mm}$ , la formule (2.13) donne  $Sr = 7,5\mu\text{m}$ . Il est clair que le deuxième chiffre n'a pas ici de signification, puisque le pas de déflexion est de  $1\mu\text{m}$ , et que le bruit de l'enregistrement peut fausser la mesure de manière importante (le taux de comptage est faible). Toutefois, le bon ordre de grandeur est retrouvé sur la Figure 5.13. Le taux de comptage est ici plus faible que dans le paragraphe précédent, ce qui diminue le contraste de l'image qui n'est pas très grand par rapport au bruit. Nous avons un taux de l'ordre de  $1000\text{coups}/10\text{sec} = 100$ , alors qu'il n'est plus que de l'ordre de 30 ici, à cause d'un grandissement plus important.

Cette mesure est très importante car elle permet à la fois de valider le fonctionnement global de notre dispositif expérimental et de montrer qu'il est possible d'observer des phénomènes ondulatoires avec des électrons lents issus de nos micropointes. Nous devons tenir compte de l'existence de ce phénomène pour la mesure de franges d'interférences. Le brouillage est d'autant plus critique que, pour une polarisation faiblement positive du fil, les deux bords de l'ombre du fil sont superposés et très proches, et les systèmes de franges se mélangent.

On constate que la visibilité des franges est assez faible: de l'ordre de 10 à 20%. De même l'ombre du fil est enregistrée avec un facteur de visibilité ne dépassant pas 50%. Les causes de cette faible visibilité seront analysées au paragraphe suivant.

## 5.2) Interférences

Pour mesurer des interférences il faut, au contraire de ce que nous avons fait pour la diffraction, créer une zone de recouvrement des faisceaux en appliquant une tension fil-cylindre positive de quelques dixièmes de volts. L'interfrange est d'autant plus grand que cette tension est faible.

Nous présentons ici des relevés expérimentaux faits avec les conditions suivantes:

$V_p = 100V$ ,  $V_3 = 115V$ ,  $V_4 = 40V$ ,  $V_5 = 2250V$ ,  $V_6 = 200V$ ,  $V_7 = 3490V$ .

Avec ces tensions, on a:  $M = 46,7$  et  $Z_0 = 38,8$ .

Des mesures ont également été effectuées avec  $V_p = -25V$ , ce qui donne  $M = 59$  et  $Z_0 = 41,5$ .

Nous tirons de ces informations deux données:

- la résolution en déflexion, c'est à dire le pas minimal de déplacement dans le plan objet pour que deux canaux successifs de l'enregistrement ne recouvrent pas la même zone de l'image, vaut d'après la formule (2.24):  $\Delta x_{\min} = f/M$  où  $f$  est la largeur de la fenêtre d'enregistrement (diaphragme) définie au Chapitre 2. Le pas minimal de tension de déflexion vaut donc:

$$\Delta V_{\min} = \text{Def} \cdot f / M. \quad (5.4)$$

Avec  $V_3 - V_p = 215V$ , on obtient  $\text{Def} = 0,051 \text{ mm/V}$ .  $f = 1 \mu\text{m}$  d'où:  $\Delta V_{\min} = 1,09 \text{ mV}$ .

- pour  $V_p = -100V$ ,  $d_2 = Z_0 + 57 \text{ mm} = 95,8 \text{ mm}$ . La formule (2.4) donne alors:

$$i = 163 \frac{1}{V_{fc} [\text{V}]} [\text{nm}] \quad (5.5)$$

- pour  $V_p = -25V$ , on obtient:

$$i = 136 \frac{1}{V_{fc} [\text{V}]} [\text{nm}] \quad (5.6)$$

Pour  $V_p = -100V$  et une tension de  $0,3V$  appliquée entre fil et cylindre, nous obtenons l'enregistrement de la Figure 5.14. Nous voyons assez clairement des zones plus brillantes que d'autres avec une période spatiale estimée à  $1150 \text{ nm}$ . En inversant la formule (5.5), nous constatons que cet interfrange correspondrait à une tension  $V_1 - V_2$  dans le vide de  $0,142V$ . Nous retrouvons ici un offset de  $0,158V$ , très proche des  $0,16V$  obtenus au Chap 4 §3.3.1.

Ce type d'enregistrement est répété pour plusieurs valeurs de polarisation fil-cylindre et pour les deux valeurs de  $V_p$  données. Les Figures 5.14 à 5.17 reproduisent quelques enregistrements. L'interfrange est estimé à un ou deux canaux près, d'où l'utilité de dilater l'échelle des enregistrements autant que possible pour limiter autant que possible l'erreur de lecture. Les résultats sont présentés sur le tableau et sur la Courbe 5.18. Pour que la caractéristique obtenue soit linéaire, nous avons tracé  $1/i$  en fonction de  $V_{fc}$ . Les points correspondent aux relevés expérimentaux; les droites sont tracées à partir des formules (5.5) et (5.6) pour un offset de polarisation de  $0,16V$ .

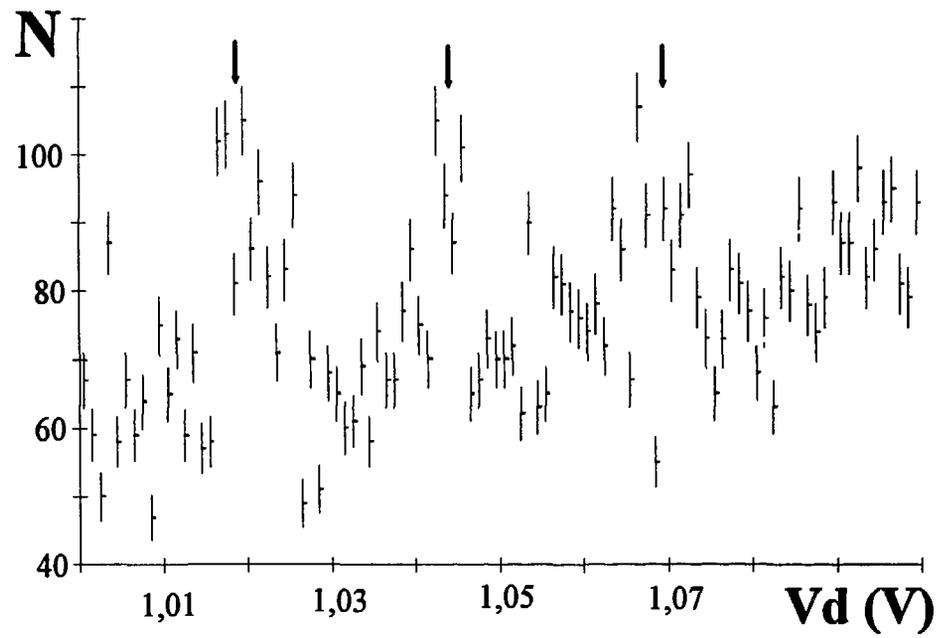


Figure 5.14: Fichier 21512.

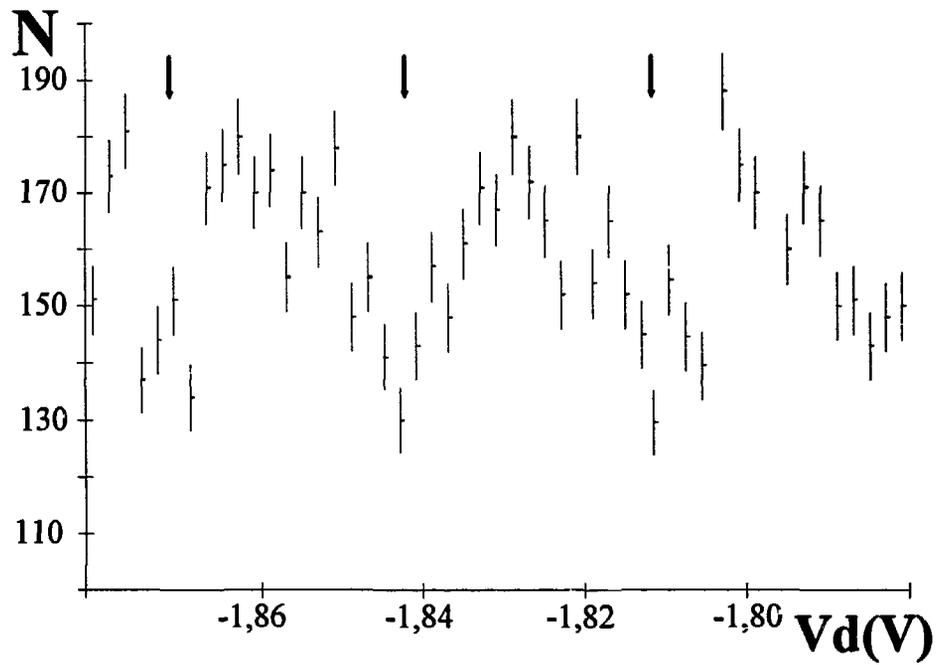


Figure 5.15: Fichier 22215.

Figure 5.14 & 5.15: Enregistrements de figures d'interférences.

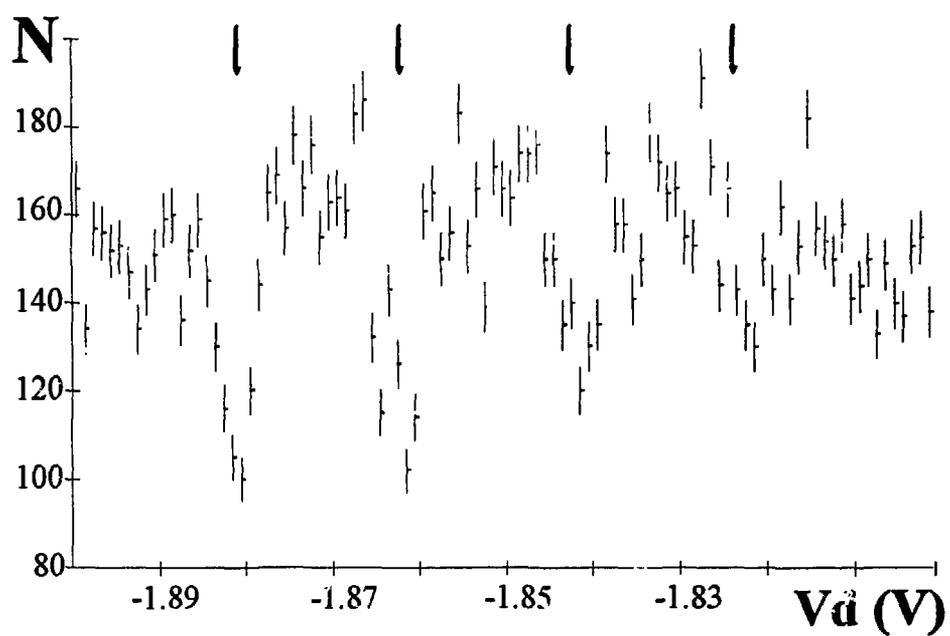


Figure 5.16: Fichier 22218.

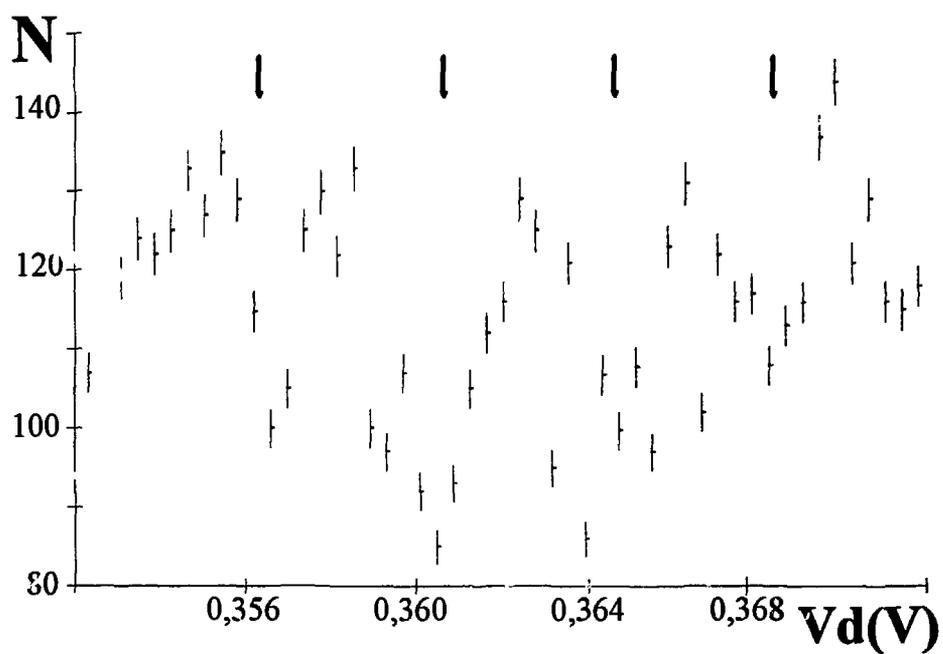


Figure 5.17: Fichier 22318.

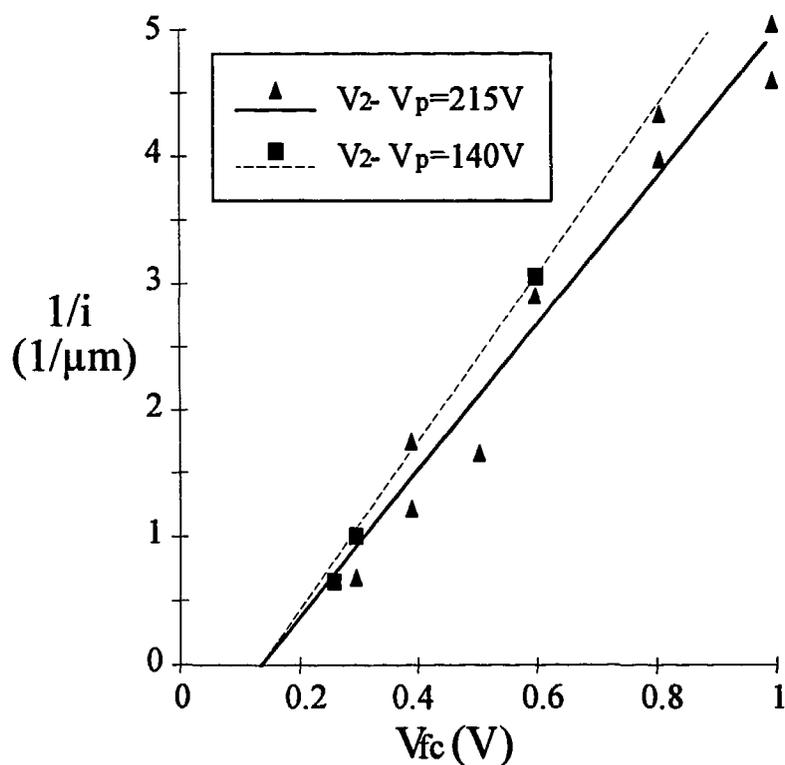
Figures 5.16 & 5.17: Enregistrements de figures d'interférences.

V<sub>p</sub>=-100V

N°Fichier	V <sub>fc</sub> (V)	Pas de déflexion (mV)	i (nm)	1/i (1/μm)
21512	0.3	1	1150	0.87
21712	0.5	0.5	600	1.67
21713	0.4	0.5	825	1.21
21714	0.3	0.5	1375	0.73
21717	0.4	0.4	594	1.68
21721	0.6	0.2	340	2.94
21722	0.8	0.2	230	4.35
21723	0.8	0.4	250	4.00
21724	1	0.2	200	5.00
21725	1	0.4	220	4.55

V<sub>p</sub>=-25V

22215	0.3	1	1110	0.91
22218	0.26	1	1500	0.63
22318	0.6	0.4	335	2.99



Courbe 5.18: Interfrange en fonction de la tension fil-cylindre.

Nous constatons une assez bonne correspondance entre le calcul et les relevés expérimentaux; les erreurs étant dues pour une grande part à l'imprécision de la mesure. En revanche, la visibilité des franges\* est assez faible: elle varie de 15 à 30% dans le meilleur des cas (Figure 5.14). D'autre part, nous n'avons pas encore observé plus d'une dizaine de franges. Il est clair que les franges sont plus facile à observer pour  $V_{fc}$  faiblement positif, mais alors le nombre de franges est limité par la taille de la surbrillance (par exemple pour  $V_2-V_p=215V$  et  $V_{fc}=0,1V$  nous observons 8 franges qui occupent la totalité de la surbrillance du fil).

\* *Le facteur de visibilité est classiquement défini par le rapport  $\frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}}$ .*

La faible visibilité du signal peut être due à plusieurs phénomènes:

- superposition de deux sous-spots (§2.2 de ce Chapitre), un seul des deux (ou, pire, les deux) produisant un système de franges. Lorsque le grandissement des lentilles est faible, il est possible de voir si un ou plusieurs sous-faisceaux arrivent sur le phosphore; pour un fort grandissement, la luminosité devient trop faible pour distinguer de faibles contrastes. Ce problème majeur pourra être résolu en travaillant sur la pointe pour essayer d'obtenir un seul sous-faisceau.
- perte de cohérence dans les déflecteurs. Nous n'avons pas estimé ce paramètre dont le calcul fait appel à des outils compliqués. Il est possible pour réduire ce problème d'utiliser un filtre de Wien [18], au prix d'une perte de luminosité.
- brouillage dû aux impuretés déposées sur le fil. Nous avons vu §2 du Chapitre 4 qu'elles produisent des inhomogénéités de potentiel de l'ordre de la tension que nous appliquons entre fil et cylindre.
- [plus généralement] distorsion de l'image sur la hauteur du diaphragme (30 $\mu$ m). Si les structures ne sont pas verticales, l'image varie entre le haut et le bas du diaphragme. Ce problème rejoint le précédent puisque la forme allongée du diaphragme sert à augmenter la luminosité de l'enregistrement.
- bruit propre de l'émission (supposé poissonnienne). Nous butons ici sur le problème évoqué au chapitre 2 du compromis entre luminosité des images et résolution. Pour résoudre ce problème, il faut accumuler plus de coups, soit en gagnant en luminosité, soit en augmentant le temps d'accumulation. On bute donc finalement sur le problème du temps de stabilité du faisceau. Il faut donc travailler sur les pointes elles-mêmes pour améliorer la qualité des mesures.

On peut citer en outre:

- le brouillage dû à des électrons secondaires.
- la convolution avec le phénomène de diffraction [15,16,17].
- le brouillage dû aux aberrations des lentilles. Ce phénomène théoriquement négligeable n'a pas été mesuré.

- une possible désorientation du diaphragme par rapport au fil. Ce problème n'intervient plus si le grandissement est suffisant.
- le bruit de l'électronique de polarisation et les vibrations mécaniques.

### 5.3) Interprétation

Les observations de phénomènes ondulatoires que nous avons faites sont très importantes car elles permettent de valider le fonctionnement de notre dispositif expérimental et montrent que les propriétés ondulatoires de la source sont exploitables. Les mesures de diffraction permettent de vérifier sans peine que la longueur d'onde des électrons est bien ce que nous attendions puisque l'interfrange ne dépend que de ce paramètre et des distances source-fil et fil-plan d'observation qui sont clairement connues (Chapitre 4).

Toutefois, les mesures d'interférences sont qualitatives et n'ont pas encore abouti à la mesure des longueurs de cohérence transverse et temporelle (voir §2.3 du Chapitre 2), et nous ne pouvons déduire les caractéristiques physiques de la source, notamment la taille des sites émissifs.

Pour arriver à de tels résultats, la première des choses à entreprendre est d'améliorer la visibilité des franges. Il faut être sûr de travailler avec un seul sous-faisceau, il faut améliorer la luminosité des images en focalisant le faisceau et en augmentant la taille du diaphragme fente du channeltron lorsqu'on veut mesurer de grands interfranges, il faut enfin améliorer la propreté du fil du biprisme. Les autres causes possibles de brouillage sont à examiner ensuite si ces premières améliorations ne donnent pas les résultats espérés.

La taille réelle d'une protrusion émettant un sous-spot peut être connue par l'intermédiaire de la condition de cohérence transverse. D'après la formule (2.7), on a :

$$l \leq \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{h^2}{2me}} \frac{\sqrt{V_2 - V_p}}{V_c} \frac{d_1 + d_2}{d_1} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (2.10)$$

Il faut, pour que cette condition ne soit plus respectée, diminuer le second membre. Etant donnée la taille supposée de la source, diminuer l'interfrange observable en augmentant la tension fil-cylindre ou en diminuant l'énergie des électrons n'est pas suffisant car les franges ne seraient plus observables: si on suppose qu'une protrusion a une taille de 2nm, alors avec  $d_2 \approx d_1$  la condition (2.10) n'est plus respectée si  $l < 16\text{nm}$ . Il faut donc diminuer  $d_1$  et augmenter  $d_2$ . La solution consiste donc à rapprocher le biprisme de la source ( $d_1 + d_2 \approx \text{cste}$ ) ou plus simplement la source (montée sur un manipulateur avec déplacement transverse possible) du biprisme ( $d_2 \approx \text{cste}$ ). Pour rapprocher la source du fil, on pourra démonter la moitié du cylindre du biprisme (de taille  $r_2 = 25\text{ mm}$ ) qui est amovible afin de pouvoir changer le fil (voir Figure 3.5).

La cohérence temporelle de la source est:

$$x_t = 2i \frac{V_2 - V_p}{\Delta(V_2 - V_p)} \quad (2.12)$$

Si la visibilité des franges est améliorée, le nombre de franges (indépendant de  $i$ ) observées donnera donc un ordre de grandeur de la dispersion  $\Delta V_p$  de la source. Cette mesure n'exige aucune adaptation du dispositif expérimental.

## 6) CONCLUSION SUR LES MESURES

Les caractéristiques émissives d'une pointe sont schématiquement les suivantes: pour une polarisation entre grille d'extraction et contact cathodique de 80V, on extrait un courant d'environ  $1\mu\text{A}$ . Le faisceau ainsi obtenu a une ouverture angulaire de l'ordre de  $30^\circ$ . Il n'est pas homogène mais constitué de sous-faisceaux d'ouverture angulaire plus réduite ( $3^\circ$ ), ce qui indique que l'émission n'est pas homogène sur toute la pointe, mais répartie sur quelques sites émissifs de taille réduite. Cette ouverture angulaire est en accord avec les calculs théoriques [7] et chacun des sous-spots a une forte brillance (de l'ordre de  $10^{10}\text{A}/\text{cm}^2\text{sr}$ ). La structure dentelée du bout de la pointe nous laisse supposer que ces sites émissifs sont des nanoprotusions ou des atomes. L'émission de la pointe est soumise à des bruits dont l'origine se trouve dans les mouvements divers d'atomes sur ces sites, principalement le flip-flop et l'adsorption-désorption dans notre cas [11,13]. Les sous-faisceaux ont une émission plus stable, mais nous constatons un couplage entre les sous-faisceaux, vraisemblablement dû à la couche résistive, mais qui pourrait aussi avoir son origine dans la pointe (si les sites émissifs sont très proches).

Nous observons des franges de diffraction sur le bord de l'ombre du fil, puis des franges d'interférences, ce qui valide le fonctionnement de notre instrumentation et entérine les propriétés ondulatoires de nos sources. Des résultats comparables à ceux de Fischer et Lischke [19] sont obtenus (10 franges observées à 140eV), mais sans la complexité d'une colonne de microscope électronique. Notons que le récent résultat de Nicklaus & Hasselbach est également obtenu sans l'utilisation d'une colonne de microscope électronique, mais avec un filtre de Wien et pour une énergie minimale de 360eV [18]. Les expériences de Fink et al [20,21], qui permettent de faire sur certains objets de l'imagerie avec une résolution atomique, sans lentilles et avec des électrons lents, n'utilisent pas à proprement parler de technique interférométrique. L'image est réalisée par simple projection en faisant émettre une nanopointe au travers d'un motif très proche (feuille d'or fine, fibres de carbone) sur les bords desquels les électrons sont diffractés. Ce procédé "holographique en-ligne" ne permet d'imager que des objets très fins.

Pour des énergies plus faibles que 140eV, nous n'avons pas obtenu d'image satisfaisante car le faisceau est déformé. L'interfrange maximal observé est pour l'instant de  $1,5\mu\text{m}$  pour une tension fil-cylindre de 100mV. Cette limite basse est due aux inhomogénéités de potentiel et du diamètre sur le fil.

Le rapport signal sur bruit de nos enregistrements est assez faible; il peut être amélioré en travaillant sur le dispositif expérimental, mais surtout sur la pointe en augmentant la densité de courant. On peut aussi augmenter le temps de la mesure, mais il faut améliorer la stabilité de l'émission. A cet effet, plusieurs solutions sont envisageables:

- La couche résistive, qui a pour effet d'homogénéiser la luminosité de cathodes intégrées sur de grandes surfaces, diminue l'émission d'une pointe et couple les sous-faisceaux entre eux. En l'enlevant, on peut espérer obtenir des faisceaux plus lumineux et découpler les sous-faisceaux. Toutefois, il n'est pas évident que tous les sous-faisceaux soient indépendants entre eux; s'ils proviennent de protrusions suffisamment proches, ils peuvent être cohérents [8].

- En l'absence de certitude sur la dépendance des sous-faisceaux, il nous faut utiliser un seul sous-faisceau pour créer des interférences. De plus, il faut éviter que les autres viennent se superposer à ce dernier et brouiller les franges obtenues. Il serait donc intéressant de pouvoir former des pointes ayant un seul site émissif. Plusieurs techniques sont classiquement employées pour affiner des pointes macroscopiques [10]. Le thermoformage sous vide sous flux d'oxygène, qui permet d'obtenir des pointes avec un ou quelques atomes en bout (voir par exemple [11]) est une méthode qui nous semble adaptable à notre cas en montant une lampe à infrarouge dans notre dispositif expérimental et en changeant le substrat sur lequel est déposé la pointe pour qu'il puisse supporter un chauffage intense. Le silicium, déjà utilisé par le passé comme substrat dans notre laboratoire, ou le quartz, paraissent de bons candidats.

- Nous avons vu que les électrons sont très sensibles aux champs électrostatiques à proximité de la pointe. Nous avons montré qu'il est possible d'agir efficacement sur la forme du faisceau en déposant des électrodes supplémentaires dans le plan de la cathode. Il paraît possible d'adapter ce principe à nos cathodes pour obtenir un faisceau plus dense [6], et donc améliorer le rapport signal sur bruit qui nous limite.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] A.Brenac, R.Baptist, G.Chauvet & R.Meyer, Caractéristiques énergétiques de cathodes à micropointes à émission de champ, *Revue Phys. Appl.*, 22 (1987) 1819-1834.

[2] C.A.Spindt, I.Brodie, L.Humphrey & E.R.Westerberg, Physical properties of thin-film field-emission cathodes with molybdenum cones, *J.Appl.Phys*, Vol 47, n°12 (Déc 1976), pp5248-63.

[3] J.E.Dahl, J.E.Delmore, The Simion PC/PS2 User's Manual Version 3.1, Idaho National Engineering Laboratory, EG & G Idaho Inc., P.O. Box 1625, Idaho Falls ID83415, USA.

[4] C.A.Spindt, Automatically focusing field emission electrode, United States Patent n°4,874,981 (17 Oct 1989).

[5] J.R.Pierce, Theory and design of electron beams, D.Van Norstand, New-York (1954).

[6] T.Leroux & C.Py, Système permettant de maîtriser la forme d'un faisceau de particules chargées, European Patent n°92403558.7 (28 Déc 1992).

- [7] N.Garcia, J.J.Saenz & H.De Raedt, Electron emission from small sources, *J.Phys: Condens Matter* 1 (1989) pp9931-9956.
- [8] H.De Raedt & K.Michielsen, Electron focusing: computer simulation, "Nanosources and manipulation of atoms under high fields and temperatures: applications, Ed. Vu Thien Binh, N.Garcia & K.Dransfeld, NATO-ASI Series E Vol 235, Kluwer Academic Publishers, London (1993) pp45-57.
- [9] R.Gomer, review article on the flip-flop "Surface mobilities on solid materials", Ed Vu Thien Binh, NATO-ASI Series B Vol. 86, Plenum Press, New York (1983) pp62-77.
- [10] U.Stauffer, L.Murray, L.Kern & T.Chang, *J.Vac. Sci. Tech.* B9 (1991) p2962.
- [11] Quoc Sy Nguyen, Nanopointes métalliques: étude de la stabilité et du bruit du courant à émission de champ, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon 1 (25 Juin 1993).
- [12] C.Py & R.Baptist, Proceedings of the 6th IVMC, *Journal of Vacuum Science & Technology B*, accepté pour publication (1994).
- [13] Ch.Kleint, *Surface Science* 200 (1988) pp472-489.
- [14] M.Bellanger, Traitement numérique du signal, théorie et applications. Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, Masson, Paris (1984).
- [15] J.Faget, J.Ferré, & C.Fert, Académie des sciences, séance du 3 Mars 1958, pp1404-1407.
- [16] G.F.Missiroli, G.Pozzi & U.Valdre, Electron interferometry and interference electron microscopy, *J.Phys, E:Sci Instr*, Vol 14 (1981) pp649-671.
- [17] H.Lichte, Coherent electron optical experiments using an electron mirror, *Proc. Int. Symp. Foundations, Quantum Mechanics*, Tokyo (1983) pp29-38.
- [18] M.Nicklaus & F.Hasselbach, Wien filter: a wave-packet-shifting device for restoring longitudinal coherence in charged-matter-wave interferometers, *Phys. Rev. A*, Vol 48, n°1 (Juillet 93) pp152-160.
- [19] D.Fischer & B.Lischke, Biprisminterferenzen mit langsamen Elektronen, *Z.Phys* 205 (1967) pp458-464.
- [20] W.Stocker, H.W.Fink & R.Morin, Low energy electron and ion projection microscopy, *Ultramicroscopy*, Vol 31 (1989) pp379-384.
- [21] H.W.Fink, H.Schmid, H.J.Kreuzer & A.Wierzbicki, Atomic resolution in lensless low energy electron holography, *Phys. Rev. Letters.*, Vol 67, n°12 (Sept 1991) pp1543-1546.

## CONCLUSION

L'essentiel des travaux présentés dans ces pages a consisté en l'étude théorique, la conception, la réalisation pratique et la caractérisation d'une expérience d'interférométrie électronique à basse énergie pour mettre en évidence les propriétés ondulatoires des électrons lents issus de micropointes à effet de champ fabriquées au LETI. Le but de cet appareillage est d'évaluer les potentialités de ces sources dans de nouvelles applications d'optique électronique où l'aspect ondulatoire des électrons sera pris en compte. Ce dispositif ayant permis d'observer des franges d'interférences, nous pouvons conclure que ces travaux ont permis pour la première fois à notre connaissance:

- De mettre en évidence dans un dispositif interférentiel les propriétés ondulatoires de faisceaux d'électrons issus de micropointes à effet de champ fabriquées par des techniques de microélectronique [1,2]. Pour l'instant, la visibilité des franges obtenues n'est pas assez bonne pour connaître précisément les longueurs de cohérence spatiale et temporelle de la source [3-5], mais il sera dans l'avenir possible d'adapter le dispositif ou la source pour accéder à ces grandeurs.

- De confirmer expérimentalement qu'il faut tenir compte de l'aspect ondulatoire des électrons [6,7] dans l'intégration de dispositifs compacts utilisant des micropointes ou même dans la compréhension du mécanisme d'émission [8]. Il a été mis en évidence que l'émission par effet de champ ne se fait pas de manière homogène à la surface de la pointe, mais est répartie sur quelques sites émissifs de taille très réduite, ce qui remet en cause une description basée uniquement sur la loi de Fowler-Nordheim [9-13] même si celle-ci est largement vérifiée sur plusieurs ordres de grandeurs.

Nous disposons d'un montage d'interférométrie à électrons lents qui n'est pas monté dans une colonne de microscope électronique [14-17], mais dans une enceinte à ultra-vide. Ceci nous permet d'obtenir une excellente stabilité de l'émission. De plus, le montage de la pointe dans une enceinte permettra de la traiter in-situ pour améliorer ses performances. Ce montage peut être adapté pour l'holographie électronique [18-21] qui est une application connue de l'interférométrie car la faible longueur des électrons (1Ångström pour une énergie de 140eV, à comparer au  $\mu\text{m}$  d'un photon dans le visible) permet de faire des images de résolution atomique [21,22].

Nous avons observé une dizaine de franges pour des électrons de 140eV, ce qui égale les résultats obtenus par Fischer et Lischke [17], mais sans l'aide d'une colonne de microscope électronique (en particulier sans mise en forme préalable du faisceau). Les résultats de Fischer et Lischke d'une part, et de Nicklaus et Hasselbach pour des électrons de 360eV [23] d'autre part, sont à notre connaissance les seuls pour des électrons lents, les autres ayant été obtenus pour des électrons de 10 à 300keV [14-16,24-26]. L'interfrange le plus grand que nous ayons observé est de  $1,5\mu\text{m}$  (avant grandissement) contre  $1\mu\text{m}$  pour Fischer et Lischke.

La caractérisation des différents éléments du montage fonctionnant en série a montré que nous pouvions garder par le calcul et les simulations un très bon contrôle de leurs rôles respectifs. Les performances obtenues sont très satisfaisantes et le dispositif conserve une grande souplesse qui permettra de l'adapter dans l'avenir. Le dispositif imaginé par Hasselbach a pour l'instant donné des résultats plus probants que les nôtres [23,27,28]; il est regrettable que nous n'ayons eu connaissance de ses travaux que très récemment. Toutefois, la faible taille de son dispositif nous est une motivation pour imaginer des composants plus compacts (voir plus loin) et certains des outils qu'il a utilisés pourraient améliorer notre dispositif expérimental.

En particulier, l'utilisation des lentilles dans ce dispositif nous paraît aujourd'hui encore incontournable pour pouvoir exploiter les franges, mais les quadrupôles électrostatiques paraissent beaucoup plus puissants que les lentilles électrostatiques, même s'il reste à prouver que leurs aberrations ne seraient pas trop grandes dans notre cas [29].

Le choix d'un cylindre de grande taille (50mm de diamètre) pour le biprisme de Möllenstedt aurait pu paraître un peu choquant puisqu'il impose une distance source-fil importante, mais il est adapté pour l'holographie car nous pouvons placer des objets à l'intérieur du cylindre. La taille du fil ne nous limite pas pour l'instant, mais, pour pouvoir repousser la limite de taille des franges observables, elle peut être nettement diminuée [30] et, en travaillant sur l'homogénéité de son potentiel de surface, on peut espérer abaisser encore la tension fil-cylindre.

Le système d'imagerie fonctionne assez bien puisque nous disposons d'un diaphragme-fente garantissant une grande résolution de l'image et que la déflexion située à l'entrée des lentilles est très fine (des déplacements de l'image inférieurs au nanomètre sont possibles). De plus, nous obtenons avec ces enregistrements une mesure directe du profil d'intensité de la source, ce qui ne serait pas le cas si nous utilisions une plaque photographique. Il s'avère que les caractéristiques de notre dispositif sont meilleures que ce que nous pensions (notamment pour la propreté du fil), ce qui nous permet de créer des franges larges. Dans ces conditions, il serait possible d'élargir la fente du channeltron pour compter plus de coups, ou même d'utiliser une ligne de galettes de multi-détecteurs (galette de micro-canaux [31], couplée à un phosphore et une caméra CCD). En effet, le choix d'un système d'analyse de l'image point par point n'est pas idéal parce qu'il prend nécessairement un temps assez long pour un résultat peu lumineux. Sur ce point, notre système d'imagerie ne vaut pas les émulsions photographiques utilisées en microscopie électronique et permettant d'obtenir de bonnes résolutions dans des temps plus faibles. Il serait sans doute possible d'adapter sur l'anode un support pour de telles plaques. De plus, l'utilisation d'un déflecteur, même symétrique, peut être la cause d'une perte de visibilité importante due à la différence de chemin optique entre deux trajectoires différentes [23].

Pour accéder aux longueurs de cohérence spatiale et temporelle de la source, il faudra d'abord améliorer la visibilité des franges. Le brouillage est dû aux inhomogénéités de potentiel du fil (jusqu'à 200mV), à la possible superposition de deux ou plusieurs sous-faisceaux issus de sites distincts sur la pointe et au bruit propre de l'émission (supposée poissonnienne) que seul un taux de comptage plus élevé peut permettre de diminuer. Si la visibilité est améliorée, la cohérence temporelle sera

déduite du nombre de franges observées et la cohérence spatiale de la distance minimale entre source et fil permettant de voir des franges [3-5].

Par ailleurs, des observations importantes ont été faites sur les pointes. Nous savons que l'émission n'est pas homogène sur la pointe mais répartie entre quelques sites émissifs de taille très réduite. L'ouverture angulaire et le courant émis par chacun des sous-spots obtenus concorde bien avec les calculs faits pour des sources de taille atomique [6]. Ceci nous laisse espérer une très grande cohérence spatiale, utile pour l'holographie [20]. De plus, la brillance de telles sources est très élevée ( $10^{10}$ A/cm<sup>2</sup>/Sr). Nous ne savons pas si les sites émissifs sont indépendants les uns des autres ou suffisamment proches pour qu'une même onde dans le métal puisse être diffractée par plusieurs d'entre eux [7]. Quoi qu'il en soit, nous observons que la stabilité de l'émission, très longue dans un bon ultravide (moins d'un nanoampère de variation pour 1 $\mu$ A émis pendant 7min sous quelques  $10^{-11}$ mbars), est meilleure pour un sous-faisceau que pour l'ensemble des sous-faisceaux. Cette stabilité est mise à profit pour mesurer les interférences à partir d'un seul sous-faisceau. Elle pourrait être améliorée s'il n'existait pas de couplage entre les sous-faisceaux, probablement dû à la couche résistive.

C'est pourquoi certaines améliorations doivent être faites sur la pointe pour obtenir de meilleures performances: enlever la couche résistive entre pointe et contact cathodique pour améliorer la stabilité et l'émissivité de la pointe, déposer une électrode supplémentaire autour de la pointe pour focaliser le faisceau émissif [32], et utiliser un substrat en silicium ou en quartz pour pouvoir thermoformer la pointe et obtenir un seul site émissif, semblent les priorités technologiques. Ces améliorations ne posent pas a priori de problème majeur d'adaptation de la technologie actuelle, mais nécessitent un vrai travail pour la recombinaison de masques de lithographie et l'adaptation des machines de dépôt à un nouveau substrat. La souplesse de notre dispositif expérimental doit nous permettre par ailleurs de traiter la pointe in-situ par des techniques connues par ailleurs [33,34], en ajoutant par exemple dans la proximité du manipulateur supportant la source une lampe à infra-rouge et une vanne de fuite permettant d'introduire de l'oxygène pour la thermoformer.

Un des buts de cette thèse est d'explorer la possibilité de construire des dispositifs interférentiels compacts, voire des *composants* utilisant les propriétés ondulatoires des sources à micropointes développées au LETI. Notre appareillage est clairement plus simple que ceux réalisés par le passé, mais il mesure encore 60cm et pèse 30kg. Nous devons aller plus loin en nous inspirant des idées de Sugiyama et. al., qui conçoivent un capteur de champ magnétique compact [35], ou de Fink et. al. [36,37] qui font de la microscopie par projection en utilisant, selon leur propre métaphore, le principe du projecteur de diapositives [38] dont on éloigne l'écran pour avoir des images plus grandes. Dans leur système, nul n'est besoin d'utiliser des lentilles pour obtenir des images agrandies: il suffit de rapprocher l'objet de la source, et d'éloigner le plan d'observation de l'objet. Nous pourrions sur ce principe tenter de créer un dispositif compact utile pour l'holographie, comme détecteur de champ électrique [29] ou magnétique [35,39], ou même comme composant en logique combinatoire.

Il est clair d'après la formule (2.4):

$$i = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{h^2}{2me}} \frac{\sqrt{V_2 - V_p}}{V_{fc}} \frac{d_1 + d_2}{d_1} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (2.4)$$

que l'interfrange augmente lorsque la distance  $d_1$  entre source et biprisme diminue et la distance  $d_2$  entre biprisme et plan d'observation augmente.

D'autre part, la formule (2.6):

$$i_{\max} = \frac{\lambda}{2} \frac{d_2}{r_1} = \sqrt{\frac{h^2}{2me}} \frac{1}{2\sqrt{V_2 - V_p}} \frac{d_2}{r_1} \quad (2.6)$$

prouve que l'interfrange maximal observable augmente lorsque l'énergie des électrons ou le rayon du fil du biprisme  $r_1$  diminue et lorsque  $d_2$  augmente.

L'interfrange maximal visible augmente lorsqu'on diminue la section du fil et l'énergie des électrons, ou lorsqu'on augmente la distance du biprisme au plan d'observation. Nous avons utilisé dans notre expérience un fil de diamètre  $2r_1 = 5\mu\text{m}$  mais il est à présent possible de trouver des fils de diamètre inférieur au micron et jusqu'au dixième de micron [29,40].  $i_{\max}$  est obtenue d'après (2.4) pour:

$$V_{fc/\min} = \frac{2}{\pi} (V_2 - V_p) \frac{r_1 (d_1 + d_2)}{d_1 d_2} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (C.1)$$

La réalisation de notre dispositif doit également tenir compte de la condition de cohérence transverse qui se traduit par la relation (2.7):

$$i \geq i_{\min} = \lambda \frac{d_2}{d_1} \quad (2.7)$$

Il ne pourra y avoir de franges que si  $i_{\max} \geq i_{\min}$ , soit, d'après (2.6):

$$\frac{d_1}{r_1} \geq 2 \sqrt{\frac{2me}{h^2}} \cdot \lambda \cdot \sqrt{V_2 - V_p} \quad (C.2)$$

en mettant dans le premier membre les paramètres dépendant de la géométrie du montage, dans le second ceux dépendant de la source.

Par ailleurs,  $i_{\min}$  est obtenu, d'après (2.4), pour:

$$V_{fc/\max} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{h^2}{2me}} \sqrt{V_2 - V_p} \frac{d_1 + d_2}{1 \cdot d_2} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (C.3)$$

Cette valeur augmente lorsque  $d_1$  augmente.

Nous voyons donc que la condition de cohérence spatiale ne limite pas la taille des franges visibles mais impose une distance minimale entre la cathode et le fil, et par suite une valeur maximale de tension fil-grille pour obtenir la déflexion voulue. Nous devons vérifier que ces deux valeurs sont réalisables techniquement.

La figure suivante présente le schéma de principe d'un tel dispositif. A une distance  $d_1$  de la cathode, on place un fil qui va permettre de créer les interférences, puis un diaphragme permettant de sélectionner la partie utile du faisceau. En polarisant ce diaphragme au potentiel de la grille, on recrée autour du fil le champ qui existait dans le biprisme (champ radial\*), et on peut se passer du cylindre. Derrière le diaphragme, on place le plan d'observation à une distance  $d_2$  du fil.

\* Une simulation de la répartition de champ dans ce dispositif montre que le champ autour du fil dépend très peu de la forme des électrodes remplaçant le cylindre. Toutefois, la présence du diaphragme permet de masquer l'influence de l'anode: si celle-ci était portée à un potentiel supérieur à celui de la grille, les équipotentielles seraient déformées autour du fil.

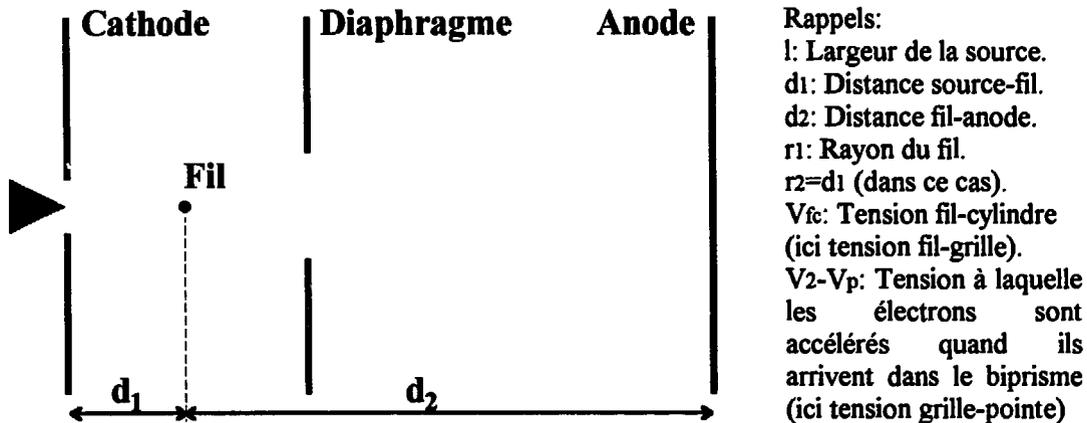


Schéma de principe d'un interféromètre compact.

*Application numérique:*

Si nous enlevons la couche résistive, le courant augmente fortement et nous pourrions raisonnablement espérer travailler à  $V_2-V_p=V_{gp}=50V$  (des résultats ont été obtenus avec d'autres géométries de pointe pour des tensions aussi faibles que 30V [41]). La taille maximale des franges observables ne dépend alors que du facteur  $d_2/r_1$ . Nous présentons dans le tableau suivant la valeur de cet interfrange déduit de la formule (2.6) en fonction de ces deux paramètres.

$2 \times r_1$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_2$ (cm)	$i_{\text{max}}$ ( $\mu\text{m}$ )
5	1	0,34
5	100	34
1	1	1,7
1	10	17
0,5	1	3,4
0,5	10	34
0,1	1	17
0,1	10	170

Etant données les observations que nous avons faites sur les sources, on peut espérer en travaillant avec un seul sous-spot avoir  $l=1\text{nm}$ .

La formule (C.2) donne alors la condition nécessaire:  $\frac{d_1}{r_1} \geq 11,6$ .

Pour  $2.r_1=0,5\mu\text{m}$ , on doit avoir  $d_1>2,9\mu\text{m}$ . Avec  $d_1=10\mu\text{m}$ , la formule (C.3) donne  $V_{fc/\text{max}}=10,1\text{V}$ . Pour  $d_2$  grand devant  $d_1$  et  $r_2=d_1$ , la formule (C.1) ne dépend que du rapport  $d_1/r_1$  et donne  $V_{fc/\text{min}}=2,9\text{V}$ .

Il apparaît de manière évidente que le fil que nous avons utilisé est trop gros. pour obtenir un interfrange exploitable sans lentille, il faudrait placer l'anode à une distance de l'ordre du mètre. En revanche, pour un fil d'un diamètre de l'ordre du micron ou du demi micron, on peut réduire cette distance à 10cm, et pour un fil de diamètre  $0,1\mu\text{m}$ , qu'on peut désormais obtenir par les techniques de la microélectronique, l'interfrange est exploitable avec une distance fil-anode de quelques centimètres. D'autre part, la condition de cohérence spatiale permet de conserver un dispositif compact ( $d_1$  petit) et des valeurs de  $V_{fc}$  facilement applicables (il en aurait été autrement si nous avions trouvé  $V_{fc/\text{max}}=1\text{mV}$ ). Pour que  $V_{fc}$  reste assez faible, on a même intérêt à placer le fil assez proche de la grille. Toutefois, ce paramètre n'est pas critique, car  $V_{fc/\text{max}}$  varie comme  $\ln(d_1/r_1)$ : en augmentant  $d_1$  d'un facteur 2, on doit augmenter  $V_{fc/\text{max}}$  de 1,9V, et en l'augmentant d'un facteur 10, on doit augmenter  $V_{fc/\text{max}}$  de 6,3V.

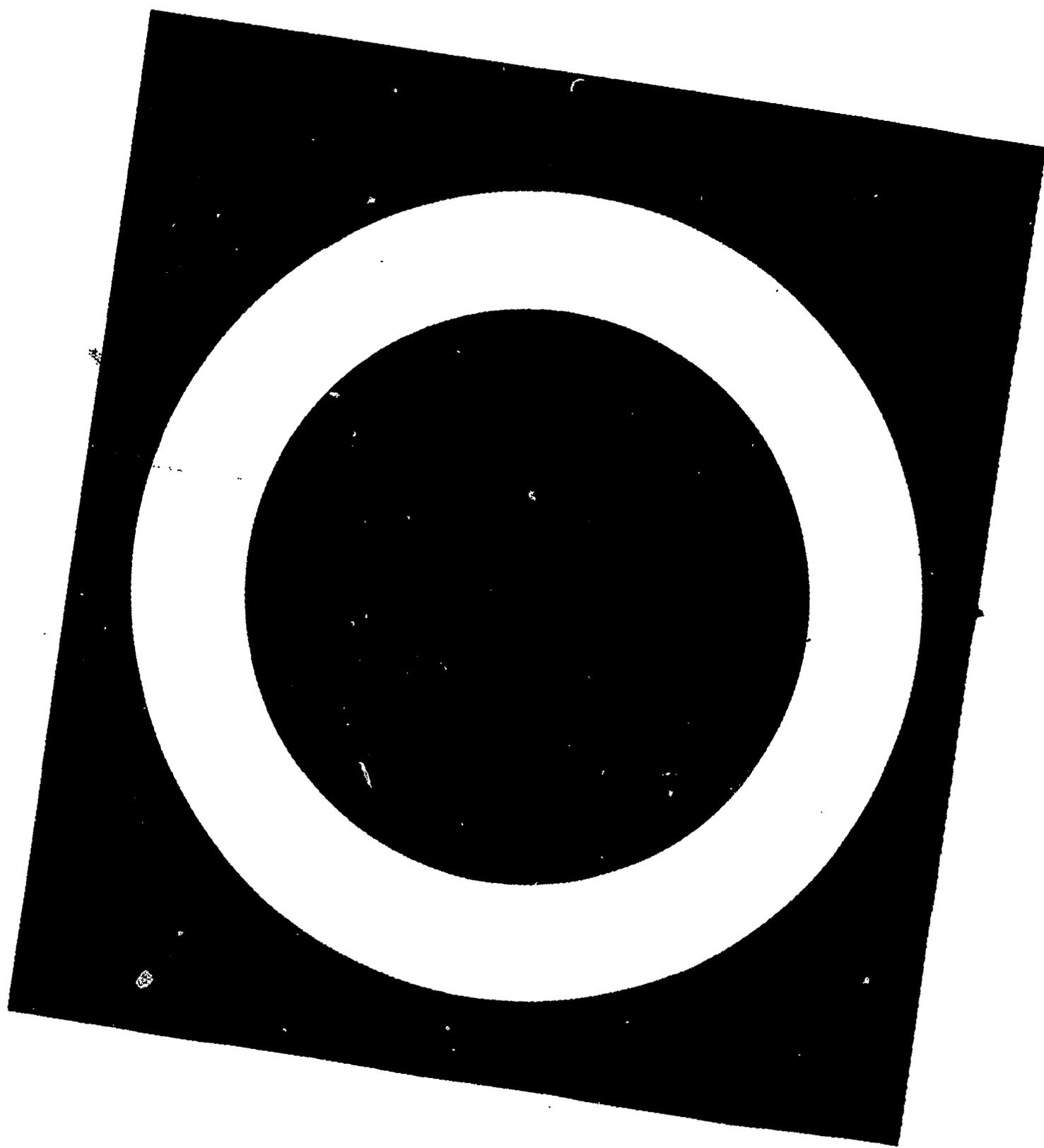
La fabrication et la maîtrise d'un tel dispositif nécessitent de surmonter quelques difficultés techniques, mais cette brève estimation montre que sa réalisation est possible. Nous concluons donc sur l'intérêt des micropointes à effet de champ déposées par des techniques de micro-électronique dans la réalisation de dispositifs interférentiels compacts à électrons lents et plus largement de dispositifs compacts d'optique électronique ondulatoire.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] C.A.Spindt, A Thin-Film Field-Emission Cathode, *J. Appl. Phys.* 39 (1968) p3504.
- [2] M.Borel, J.F.Boronat, R.Meyer & F.Muller, Source d'électrons à cathodes émissives à micropointes et dispositif de visualisation par cathodoluminescence excitée par émission de champ utilisant cette source, Brevet CEA (1987).
- [3] M.Françon, Interférences, Diffraction et Polarisation, *Handbuch der Physik, Vol 24: Grundlagen der Optik*, Ed S.Flügge, Berlin: Springer (1956) pp171-460.
- [4] M.V.Klein, *Optics*, Wiley (1969). SBN 471-49080-6.
- [5] J.Ph.Pérez, *Optique géométrique et ondulatoire*, Masson, Paris (1988). ISBN 2-225-81369-8.
- [6] N.Garcia, J.J.Saenz & H.De Raedt, Electron emission from small sources, *J.Phys: Condens Matter* 1 (1989) pp9931-9956.
- [7] H.De Raedt & K.Michielsen, Electron focusing: computer simulation, Ed Vu Thien Binh, N.Garcia & K.Dransfeld, *NATO-ASI Series E Vol 235*, Kluwer Academic Publishers, London (1993) pp45-57.
- [8] W.D.Kesling & C.Hunt, Field emission device modeling for application to flat panel displays, *J.Vac.Sci.Technol. B.* (April 1993).
- [9] R.H.Fowler & L.W.Nordheim, *Proc. R. Soc. London* A119 (1928) p173.
- [10] L.W.Nordheim, *Proc. Roy. Soc. London* A121 (1928) p626.
- [11] R.H.Good & E.W.Müller, Field emission, *Handbuch der Physik, Vol 21*, Springer-Verlag, Berlin (1956) pp181-191.
- [12] J.W.Gadzuk & E.W.Plummer, Field emission energy distribution, *Rev.Mod.Phys.*, Vol 45, n°3 (July 1973) pp487-548.
- [13] R.D.Young, Theoretical total-energy distribution of field-emitted electrons, *Phys. Rev.*, Vol 113, n°1 (Jan 1959) pp110-114.
- [14] G.F.Missiroli, G.Pozzi & U.Valdre, Electron interferometry and interference electron microscopy, *J.Phys, E:Sci Instr*, Vol 14 (1981) pp649-671.
- [15] H.Lichte, A short glimpse at electron interferometry, dans "Microphysical reality and Quantum Formalism, Kluwer Academic Publishers (1988) p:137-152.
- [16] A.Tonomura, Electron interferometry using a coherent beam from point electron source, *J.Vac. Sci. Technol. A8* (1) (Jan/Feb 1990) pp155-159.

- [17] D.Fischer & B.Lischke, Biprismainterferenzen mit langsamen Elektronen, Z.Phys 205 (1967) pp458-464.
- [18] D.Gabor, A new microscopic principle, Nature (May 1948) p777.
- [19] C.Fert, J.Faget, M.Fagot & J.Ferré, un microscope électronique interférentiel, J. Microscopie, n°1 (1962) pp1-12.
- [20] A.Tonomura, Applications of electron holography, Rev. Mod. Physics, Vol59, n°3, Part1 (1987) pp639-669.
- [21] H.Lichte, Electron holography approaching atomic resolution, Ultra- $\mu$ scopy 20 (1986) p293.
- [22] E.Völkl & H.Lichte, Electron holograms for subangstrom point resolution, Ultramicroscopy, Vol 32 (1990) pp177-180.
- [23] M.Nicklaus & F.Hasselbach, Wien filter: a wave-packet-shifting device for restoring longitudinal coherence in charged-matter-wave interferometers, Phys. Rev. A, Vol 48, n°1 (Juillet 93) pp152-160.
- [24] E.Kerschbaumer, Ein Biprisma-Interferometer für 100keV Elektronen und seine Anwendung, Z.Phys. 201 (1967) pp200-208.
- [25] B.Schiebel, Elektroneninterferometrische Bestimmung des mittleren inneren Potentials von epitaktisch aufgestäubten Metallschichten, 19 Tagung für Elektronenmikroskopie, Tübingen (1979) p90.
- [26] G.Möllenstedt & H.Lichte, Electron Interferometry, dans "Neutron Interferometry" édité par U.Bonse & H.Rauch, Clarendon Press, Oxford (1979) pp363-388.
- [27] F.Hasselbach, A ruggedized miniature UHV electron biprism interferometer for new fundamental experiments and applications, Z.Phys.B-Condensed Matter 71 (1988) pp443-449.
- [28] F.Hasselbach & M.Nicklaus, Sagnac experiment with electrons: Observation of the rotational phase shift of electron waves in vacuum, Phys. Rev. A, Vol 48, n°1 (Juillet 93) pp143-151.
- [29] P.Grivet, M.Y.Bernard & A.Septier, Optique Electronique, Bordas 1955.
- [30] K.Ogai, Y.Kimura, R.Shimizu, K.Ishibashi, Y.Aoyagi & S.Namba, Microfabricated submicron Al-filament biprism as applied to electron holography, Japanese Journ. of Appl. Phys, Vol 30, n°11B (Nov1991), pp3272-3276.
- [31] J.L.Wiza, Microchannel plate detectors, Nuclear Instr. & Methods, Vol. 162 (1979) p587.
- [32] T.Leroux & C.Py, Système permettant de maîtriser la forme d'un faisceau de particules chargées, European Patent n°92403558.7 (28 Déc 1992).
- [33] Ch.Kleint, Surface Science 200 (1988) pp472-489.

- [34] Quoc Sy Nguyen, Nanopointes métalliques: étude de la stabilité et du bruit du courant à émission de champ, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon 1 (25 Juin 1993).
- [35] Y.Sugiyama, J.Itoh & S.Kanemaru, Vacuum magnetic sensor with comb-shaped field emitter arrays, 7th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators (June 93), Japan, pp884-887.
- [36] W.Stocker, H.W.Fink & R.Morin, Low energy electron and ion projection microscopy, Ultramicroscopy, Vol 31 (1989) pp379-384.
- [37] H.W.Fink, H.Schmid, H.J.Kreuzer & A.Wierzbicki, Atomic resolution in lensless low energy electron holography, Phys. Rev. Letters., Vol 67, n°12 (Sept 1991) pp1543-1546.
- [38] H.W.Fink, L'holographie électronique sans lentille, La Recherche, Vol 22 (Juillet 1991) p964.
- [39] T.Matsuda, et. al., Magnetic field observation of a single flux quantum by electron-holographic interferometry, Phys. Rev. Letters, Vol 62, n°21 (May 1989) pp2519-2522.
- [40] A.Ohshita, H.Teraoka & H.Tomita, Ultramicroscopy, Vol 12 (1984) p247.
- [41] voir par exemple: C.O. Bozler, C.T. Harris, S. Rabe, D.D. Rathman, W.H. Goodhue, M. Hollis & H.I. Smith, Arrays of gated field-emitter cones having  $0.32\mu\text{m}$  tip-to-tip spacings, 6th IVMC, Newport, Rhode Island (July 1993).



## **ANNEXES ET NOMENCLATURE**

### **Annexe 1: Calcul de la déviation dans un interféromètre de Möllenstedt**

- 1) Problématique
- 2) Description du système
- 3) Méthode des invariants
- 4) Méthode de variation de la quantité de mouvement
- 5) Applications numériques

Références bibliographiques

### **Annexe 2: Méthode de calcul de l'interfrange dans un biprisme de Möllenstedt par le calcul du chemin optique**

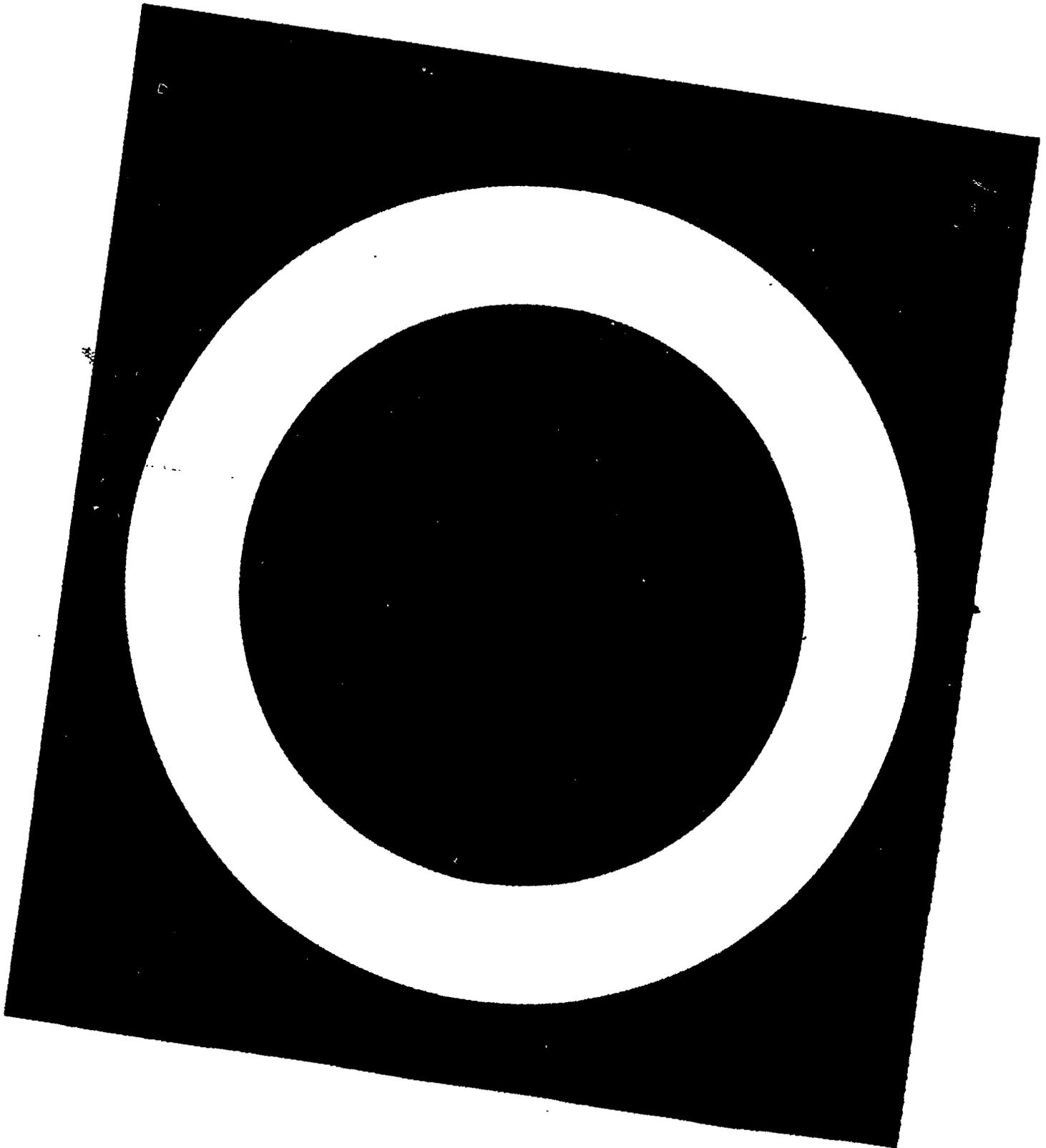
### **Annexe 3: Electronique de détection des impulsions channeltron**

- 1) Introduction
- 2) Partie HT
- 3) Partie BT
  - A: Préamplificateur de charge
  - B: Amplificateur inverseur
  - C: Comparateur
- 4) Protection aux IEM
  - 4.1) Perturbations rayonnées
  - 4.2) perturbations conduites

5) Nomenclature et plan

Références bibliographiques

Nomenclature générale



## **ANNEXE 1: CALCUL DE DEVIATION DANS UN INTERFEROMETRE DE MÖLLENSTEDT.**

- 1) Problématique
  - 2) Description du système
  - 3) Méthode des invariants
  - 4) Méthode de variation de la quantité de mouvement
  - 5) Applications numériques.
- Références bibliographiques

### **1) PROBLEMATIQUE**

Le problème est le suivant: on souhaite calculer la déviation que subit un électron arrivant avec une certaine vitesse initiale dans un interféromètre. Celui-ci, suivant le principe imaginé et réalisé par Möllenstedt et Düker [1], est constitué d'un cylindre métallique sur l'axe duquel on a tendu un fil également conducteur polarisé à un potentiel différent de celui du cylindre. Les électrons injectés au travers d'un trou pratiqué dans le cylindre sont défléchis par le champ ainsi créé avant de sortir du montage par un trou symétrique du premier par rapport à l'axe du cylindre.

Pour simplifier le modèle, la direction initiale de l'électron étudié est celle de la droite passant par les centres des trous d'entrée et de sortie. Dans la mesure où l'influence des trous sur le champ est négligée (voir plus loin), on peut toujours se ramener à ce cas pour un électron ayant une direction initiale différente: il suffit de prendre toujours comme axe optique la droite passant par le centre de fil et dirigée suivant la direction initiale de l'électron quand il rentre dans le cylindre. La distance initiale  $d_0$  séparant un électron de cet axe est appelée paramètre d'impact.

### **2) DESCRIPTION DU SYSTEME**

Les hypothèses de travail sont les suivantes:

- les trous d'entrée et de sortie sont suffisamment petits pour n'avoir aucune influence sur la distribution du champ.
- le cylindre est infiniment long par rapport à la largeur du faisceau incident ou au moins sa symétrie par rapport au plan horizontal est telle qu'on peut négliger pour le faisceau l'influence des bords sur la géométrie du champ.
- les électrons ont une énergie faible (de l'ordre de 100 eV).

Avec ces deux hypothèses, on travaille dans les conditions suivantes:

- pas d'action d'un champ sur l'électron avant l'entrée dans le cylindre.

- le champ à l'intérieur du cylindre est radial et horizontal. Les électrons sont donc soumis à une force centrale.
- le calcul est fait en mécanique classique.

C'est pourquoi on se place tout naturellement dans un système de coordonnées cylindriques pour paramétrer le mouvement de l'électron.

On repère un point de l'espace par (voir Figure A.1) :

- sa distance  $r$  à l'axe du cylindre.
- l'azimut  $\theta$  pris par rapport à l'axe trou de sortie-trou d'entrée.
- son altitude  $z$  prise par rapport à la hauteur des trous.

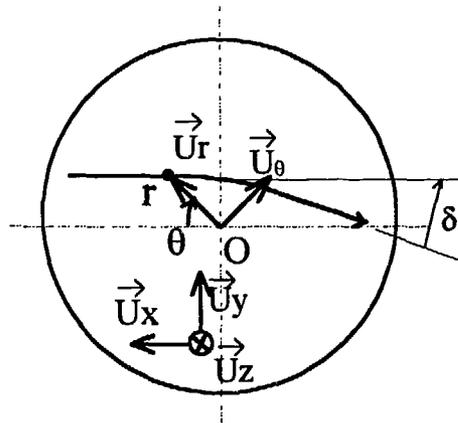


Figure A.1: Repères

Les trois vecteurs unitaires associés sont nommés  $\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_z$ . L'origine de ce repère est l'intersection de l'axe du cylindre (ou passe le fil) et de l'axe passant par les deux trous d'entrée et de sortie.

La structure présentée est coaxiale. Le champ créé entre la paroi interne du cylindre de rayon  $r_2$  et le fil de rayon  $r_1$ , polarisés respectivement aux potentiels  $V_2$  et  $V_1$ , est radial et inversement proportionnel à  $r$  (voir par exemple Bruhat [2] ou Fridrikhov [3]).

Soit  $\vec{E}$  le vecteur champ électrique. On peut écrire:

$$\vec{E} = E(r)\vec{u}_r \quad \text{avec :} \quad E(r) = \frac{V_c}{r} \quad V_c \text{ étant une constante en volts.}$$

Soit  $V(r)$  le potentiel en un point situé à une distance  $r$  de l'axe du cylindre.

De la relation  $\vec{E} = -\text{grad}(V(r))$  et des conditions  $V(r_1) = V_1$  et  $V(r_2) = V_2$ , il découle que  $V(r)$  s'écrit :

$$V(r) = V_1 - V_c \ln(r/r_1) \quad (\text{A.1})$$

et  $V_c$  vaut :

$$V_c = \frac{V_1 - V_2}{\ln(r_2/r_1)}$$

### 3) METHODE DES INVARIANTS

Les électrons arrivant dans l'interféromètre avec une certaine vitesse initiale sont soumis à la seule force centrale du champ électrostatique. Il existe donc deux invariants qui permettent de décrire la trajectoire des particules [4]:

- L'énergie totale H.

- Le moment cinétique  $\vec{M}$  (deuxième loi de Kepler).

En prenant classiquement comme origine des potentiels le potentiel pour lequel les électrons n'ont pas de vitesse, on choisit un invariant énergétique nul (les forces de pesanteur sont négligeables).

On peut écrire au point  $M(r, \theta, z)$ :

Energie potentielle de l'électron :  $U = -eV(r) - V_p$  avec e charge élémentaire.

Energie cinétique de l'électron :  $T = \frac{1}{2}mv^2$  avec m masse, v vitesse de l'électron.

De la relation  $H = T + U = 0$  on déduit :

$$v^2 = \frac{2e}{m}(V(r) - V_p) \quad (\text{A.2})$$

En coordonnées polaires, on obtient donc:

$$\frac{2e}{m}(V(r) - V_p) = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \left(r\frac{d\theta}{dt}\right)^2 \quad (\text{A.3})$$

Le moment cinétique s'écrit  $\vec{M} = r\vec{u}_r \times \vec{p}(r)$   $\vec{p}$  vecteur quantité de mouvement,  $\times$  produit vectoriel. Comme :  $\vec{p}(r) = m\vec{v} = m\frac{dr}{dt}\vec{u}_r + mr\frac{d\theta}{dt}\vec{u}_\theta$ , on déduit facilement que :

$$\vec{M} = mr^2\frac{d\theta}{dt}\vec{u}_z \quad (\text{A.4})$$

Le moment cinétique ne dépend pas du référentiel galiléen orienté dans lequel on se place, pourvu qu'il ait pour origine le point O. On peut en particulier se placer dans le repère  $(O, \vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$  de la figure A.1.

Dans ce repère, on a à l'entrée dans le cylindre :

$$\vec{M} = (r_2\vec{u}_x + d_0\vec{u}_y) \times (-mv_0\vec{u}_x) = mv_0d_0\vec{u}_z.$$

La formule (A.4) permet alors d'obtenir :  $\frac{d\theta}{dt} = \frac{v_0d_0}{r^2}$  (A.5)

En reportant dans (A.3) :  $\frac{2e}{m}(V(r) - V_p) = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v_0d_0}{r}\right)^2$ .

Et finalement, d'après (A.1):

$$\frac{dr}{dt} = \pm \sqrt{\frac{2e}{m}(V_1 - V_p - V_c \ln(r/r_1)) - (v_0 d_0/r)^2} \quad (\text{A.6})$$

Physiquement, il est facile de voir qu'un électron arrivant dans l'interféromètre commence par se diriger vers le fil ; puis il passe à sa périhélie à une distance minimale  $r_m$  de ce dernier avant de s'éloigner en direction du trou de sortie en ayant été dévié au passage. Cette distance  $r_m$  est celle qui annule l'expression sous la racine. Le  $\pm$  de la formule (A.6) est un signe - tant que l'électron est sur sa trajectoire entre le trou d'entrée et le point  $M_m$  tel que  $r = r_m$  et ensuite un signe +.

Il est important pour la suite de remarquer également que la trajectoire d'un électron est parfaitement symétrique par rapport au rayon vecteur du point  $M_m$ .

Les formules (A.5) et (A.6) permettent d'obtenir l'équation de base de la trajectoire des électrons sous la forme :

$$d\theta = \pm \frac{v_0 d_0}{r^2} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2e}{m}(V_1 - V_p - V_c \ln(r/r_1)) - \left(\frac{v_0 d_0}{r}\right)^2}} \quad (\text{A.7}).$$

Le signe  $\pm$  gardant la même signification que précédemment.

On déduit donc de cette équation une formule analytique pour  $\theta$  en fonction de  $r$ : si le point  $M(r, \theta)$  est entre l'entrée et  $M_m$  :

$$\theta_c(r) = \text{Arcsin}\left(\frac{d_0}{r_2}\right) + \int_r^{r_2} \frac{v_0 d_0}{r^2} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2e}{m}(V_1 - V_p - V_c \ln(r/r_1)) - \left(\frac{v_0 d_0}{r}\right)^2}} \quad (\text{A.8}).$$

$\text{Arcsin}\left(\frac{d_0}{r_2}\right) = \theta_0$  azimut initial du point d'entrée de l'électron.

$$\theta_s(r) = \text{Arcsin}\left(\frac{d_0}{r_2}\right) + 2 \int_{r_m}^{r_2} \frac{v_0 d_0}{r^2} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2e}{m}(V_1 - V_p - V_c \ln(r/r_1)) - \left(\frac{v_0 d_0}{r}\right)^2}} - \int_r^{r_2} \frac{v_0 d_0}{r^2} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2e}{m}(V_1 - V_p - V_c \ln(r/r_1)) - \left(\frac{v_0 d_0}{r}\right)^2}}$$

si le point  $M(r, \theta)$  est entre  $M_m$  et la sortie :

$$\text{C'est à dire:} \quad \theta_s(r) = -\theta_c(r) + 2\theta_c(r_m) \quad (\text{A.9}).$$

On voit que l'azimut de sortie de l'électron annule la deuxième intégrale.

La déviation  $\delta$  imprimée à la trajectoire de l'électron par l'interféromètre est l'azimut de son vecteur vitesse à la sortie du cylindre moins  $\pi$ .

Or  $\vec{v} = \frac{dr}{dt} \vec{u}_r + r \frac{d\theta}{dt} \vec{u}_\theta$  avec, au point de sortie,  $\frac{dr}{dt} = +\sqrt{v_0^2 \left(1 - \frac{d_0^2}{r_2^2}\right)}$  et  $\frac{d\theta}{dt} = \frac{v_0 d_0}{r_2}$ .

On en déduit:

$$\delta = \text{Arctg}\left(\frac{d_0}{\sqrt{r_2^2 - d_0^2}}\right) + \theta(r_2) - \pi = \text{Arcsin}\left(\frac{d_0}{r_2}\right) + \theta(r_2) - \pi.$$

On obtient donc la formule :

$$\delta = 2 \cdot \text{Arcsin}\left(\frac{d_0}{r_2}\right) + 2 \int_{r_m}^{r_2} \frac{v_0 d_0}{r^2} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2e}{m} \left( V_1 - V_p - V_c \ln\left(\frac{r}{r_1}\right) \right) - \left(\frac{v_0 d_0}{r}\right)^2}} - \pi \quad (\text{A.10})$$

L'intégrale à calculer n'est pas soluble analytiquement et possède un point singulier en  $r_m$ . De plus, en raison de la géométrie du champ et de la nature des trajectoires, la fonction à intégrer est pratiquement nulle lorsque  $r \gg r_m$  et est très abrupte au voisinage de  $r_m$ .

Enfin la valeur obtenue sera proche de  $\pi$  puisque dans le cas qui nous intéresse, la déviation est de quelques minutes. Nous verrons en effet que la valeur de l'interfrange est inversement proportionnelle à cette déviation ; il faut donc que la déviation soit faible pour qu'on obtienne des interfranges larges et visibles (nous reviendrons en détail sur ce point).

Or, il est plus précis d'un point de vue numérique de faire une intégrale de petite valeur qu'une intégrale de grande valeur à laquelle on soustrait un nombre très proche pour obtenir un résultat petit. En effet, si l'on veut bien considérer que l'erreur de calcul est un certain pourcentage de la valeur de l'intégrale, on obtient dans le premier cas une erreur sur un calcul de l'ordre de la minute, alors que dans le deuxième cas le résultat est de l'ordre de  $\pi$ .

Il est donc astucieux pour augmenter artificiellement la précision du calcul de faire rentrer le  $\pi$  sous l'intégrale. Pour cela, on peut considérer que la trajectoire de l'électron qui nous intéresse est proche de celle d'une particule non chargée de paramètre d'impact  $r_m$ . Celle-ci est paramétrée par l'équation :  $\sin(\theta) = \frac{r_m}{r}$ . Lorsque cette particule parcourt sa trajectoire dans le cylindre, son azimut passe de  $\text{Arcsin}\left(\frac{r_m}{r_2}\right)$  à  $\pi - \text{Arcsin}\left(\frac{r_m}{r_2}\right)$ , ce qui s'écrit :

$$2 \int_{r_2}^{r_m} -\frac{r_m}{r^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_m}{r}\right)^2}} dr = \pi - 2 \text{Arcsin}\left(\frac{r_m}{r_2}\right)$$

(l'expression sous l'intégrale étant la différentielle de  $\text{Arcsin}\left(\frac{r_m}{r_2}\right)$ )

La formule (A.10) devient alors :

$$\delta = 2 \cdot \text{Arcsin}\left(\frac{d_0}{r_2}\right) - 2 \cdot \text{Arcsin}\left(\frac{r_m}{r_2}\right) + 2 \int_{r_m}^{r_2} \left( \frac{v_0 d_0}{r^2} \frac{1}{\sqrt{\frac{2e}{m} \left( V_1 - V_p - V_c \ln\left(\frac{r}{r_1}\right) \right) - \left(\frac{v_0 d_0}{r}\right)^2}} - \frac{r_m}{r^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_m}{r}\right)^2}} \right) dr$$

Sachant que  $r_m$  est la valeur de  $r$  qui annule l'expression sous la première racine, on peut écrire  $\delta$  sous la forme :

$$\delta = 2 \cdot \text{Arcsin}\left(\frac{d_0}{r_2}\right) - 2 \cdot \text{Arcsin}\left(\frac{r_m}{r_2}\right) + \int_{r_m}^{r_2} \left( \left( \frac{V_1 - V_p - V_c \ln\left(\frac{r}{r_1}\right)}{V_1 - V_p - V_c \ln\left(\frac{r_m}{r_1}\right)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^2 - 1 \right)^{-1/2} - \left( \left(\frac{r}{r_m}\right)^2 - 1 \right)^{-1/2} \right) \frac{dr}{r} \quad (\text{A.11})$$

Pour calculer l'intégrale que nous appellerons Int, nous allons procéder au changement de variable  $x = \ln\left(\frac{r}{r_m}\right)$ . On écrit alors :

$$\text{Int} = \int_0^{X_2} \left( \frac{1}{\sqrt{\frac{V_m - V_c X}{V_m} e^{2X} - 1}} - \frac{1}{\sqrt{e^{2X} - 1}} \right) dX = \int_0^{X_2} \frac{1}{\sqrt{X}} \left( \frac{1}{\sqrt{\frac{e^{2X} - 1}{X} - \frac{V_c}{V_m} e^{2X}}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{e^{2X} - 1}{X}}} \right) dX$$

avec  $X_1 = \ln\left(\frac{r_1}{r_m}\right)$ ,  $X_2 = \ln\left(\frac{r_2}{r_m}\right)$ , et  $V_m = V(r = r_m) = V_1 - V_p - V_c/X_1$ .

Le deuxième facteur de cette intégrale tend vers une valeur finie quand  $X$  tend vers 0. On voit donc que l'expression sous l'intégrale est en  $X^{-1/2}$  au point singulier  $X=0$ . En intégrant par parties, on obtient :

$$\text{Int} = 2X_2 \left[ \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{V_c}{V_m} X_2\right) e^{2X_2} - 1}} - \frac{1}{\sqrt{e^{2X_2} - 1}} \right] + \int_0^{X_2} \left[ \frac{(2X - 1 - 2\frac{V_c}{V_m} X^2) e^{2X}}{\left(\left(1 - \frac{V_c}{V_m} X\right) e^{2X} - 1\right)^{3/2}} - \frac{(2X - 1) e^{2X} + 1}{(e^{2X} - 1)^{3/2}} \right] dX \quad (\text{A.12})$$

La fonction à intégrer tend vers une valeur finie en  $X=0$  mais a une singularité en ce point. On intègre donc cette fonction telle quelle de  $\mathcal{E}$  très petit à  $X_2$ , et son équivalent en 0 de 0 à  $\mathcal{E}$ . On utilise pour cela l'approximation :  $e^{2X} \approx 1 + 2X$ . La fonction à intégrer est alors équivalente à :

$$\frac{2}{\sqrt{2 - \frac{V_c}{V_m} (2X + 1)}} - \frac{2}{\sqrt{2}}$$

La précision du calcul dépend bien sûr du  $\epsilon$  qu'on choisira aussi petit que possible. Cette intégrale reste malgré tout assez délicate à calculer, la fonction à intégrer restant très abrupte au voisinage de 0.

Le programme de calcul, écrit en Basic HP, est basé sur le principe suivant :

- la valeur de  $r_m$  est calculée en cherchant le zéro de la fonction  $\frac{dr}{dt}$  (équation (A.6))
- l'intégration est réalisée sur la moitié supérieure de l'intervalle d'intégration par la méthode de Romberg [5], puis sur la moitié supérieure de l'intervalle restant et ainsi de suite. Cette opération est réalisée tant que la contribution du morceau d'intégrale calculée est au dessus d'une certaine précision qu'on se fixe au départ ; lorsque cette précision est atteinte, on intègre sur tout l'intervalle restant en prenant l'équivalent de la fonction en 0.

#### 4) METHODE DE VARIATION DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT

La méthode classique de calcul de la déviation est beaucoup plus simple, mais elle utilise une approximation plus grossière.

Elle consiste à calculer la variation de quantité de mouvement suivant la direction de la déflexion, c'est à dire  $\vec{u}_y$  défini précédemment. Soit  $p_y$  la composante de la quantité de mouvement suivant  $\vec{u}_y$  et  $F_y$  la composante de la force exercée par le champ suivant cette même direction.  $p_y$  et  $F_y$  dépendent de  $x$ . La relation fondamentale de la dynamique nous donne:

$$p_y(-r_2) - p_y(r_2) = \int_{t_e}^{t_s} F_y(x) dt \quad (\text{A.13})$$

$t$  représentant la variable temps,  $t_e$  et  $t_s$  les instants d'entrée et de sortie de l'électron. En considérant que la variation du module de la vitesse est négligeable,

on peut écrire  $dt = \frac{dx}{v_0}$  ; nous avons déjà vu que cette approximation n'était grossière

que dans une toute petite portion de l'espace.

Notons au passage que  $p_y(r_2)$  est nul puisqu'on suppose que les électrons arrivent horizontalement dans l'interféromètre.

Soit  $\vec{F}(r)$  la force exercée par le champ. on a :  $\vec{F}(r) = -e\vec{E}(r) = -e\frac{V_c}{r}\vec{u}_r$

et :  $F_y(x) = F(r)\sin\theta = -e\frac{V_c}{r}\frac{d_0}{r}$

L'approximation qui est faite revient à considérer que la déflexion est suffisamment négligeable pour que l'ordonnée  $y$  de l'électron reste pratiquement à  $d_0$ . Cette approximation semble grossière mais nous verrons qu'elle se justifie a posteriori.

Cette même hypothèse permet d'écrire que  $r^2 = x^2 + d_0^2$ .

La formule (A.13) s'écrit alors :

$$p_y(-r_2) = \int_{r_2}^{-r_2} \frac{eV_c d_0}{v_0} \frac{dx}{x^2 + d_0^2} \quad (\text{A.14})$$

d'où 
$$p_y(-r_2) = -\frac{eV_c}{v_0} \left( \text{Arctg}\left(-\frac{r_2}{d_0}\right) - \text{Arctg}\left(\frac{r_2}{d_0}\right) \right)$$

et sachant que  $r_2 \gg d_0$ , on peut écrire avec une bonne approximation :

$$p_y(-r_2) = -\frac{eV_c \pi}{v_0} \quad (\text{A.15})$$

Soit  $p(x)$  le module de la quantité de mouvement de l'électron au point d'abscisse  $x$ .  
On a :  $p(-r_2) = p(r_2) = -mv_0$  puisque le potentiel est le même à l'entrée qu'à la sortie. Soit  $\delta$  la déviation subie par l'électron dans l'interféromètre.

On a alors: 
$$\delta \cong \sin\delta = \frac{p_y(-r_2)}{p(-r_2)} = \frac{eV_c \pi}{mv_0^2}$$

Sachant que  $mv_0^2 = 2T(r_2) = -2U(r_2) = 2e(V_2 - V_p)$  et que  $V_c = \frac{V_1 - V_2}{\ln(r_1 / r_2)}$

on obtient la formule finale:

$$\delta = -\frac{\pi V_1 - V_2}{2 V_2 - V_p} \frac{1}{\ln(r_1 / r_2)} = \frac{\pi V_c}{2 V_2 - V_p} \quad (\text{A.16})$$

On voit donc que la déviation, avec les approximations qu'on a faites, ne dépend que des potentiels appliqués au cylindre et au fil, ainsi que des dimensions respectives de ces deux éléments constitutifs de l'interféromètre. Elle est dans cette approximation indépendante du paramètre d'impact qu'on a négligé par rapport à  $r_2$ .

L'approximation selon laquelle l'ordonnée de l'électron resterait toujours à  $d_0$  peut paraître choquante puisque les trajectoires vont finir par croiser l'axe des ordonnées. On peut la justifier a posteriori en faisant une approximation moins grossière qui consiste à dire que la déviation ne se fait qu'au niveau du fil.

L'intégrale de la formule (A.13) se divise alors en deux parties :

- La première, de  $r_2$  à  $x_m \approx 0$ , s'écrit comme la formule (A.14).

- La seconde s'en inspire en posant:

$$\sin\theta = \frac{y}{r} = \frac{d_0 - x\sin\delta}{r} \approx \frac{d_0 - x\delta}{r}$$

$$r^2 = x^2 + y^2 = x^2 + (d_0 - x\delta)^2 \approx x^2 + d_0^2 - 2d_0x\delta$$

et s'écrit :

$$p_y(-r_2) = \int_0^{r_2} \frac{-eV_c(d - x\delta)}{v_0} \frac{dx}{x^2 + d_0^2 - 2d_0x\delta} \quad (\text{A.17})$$

Ce deuxième calcul n'utilise pas non plus l'approximation  $\text{Arctg}\left(\frac{r_2}{d_0}\right) = \pi$  qui revient

à négliger  $d_0$  devant  $r_2$ .

L'intégrale de la formule (A.17) est soluble analytiquement [5].

On obtient en ne gardant que le premier ordre une erreur relative entre les deux calculs  $E_\pi$  qui vaut :

$$E_\pi = -\frac{\delta}{\pi} \left( \frac{\pi}{4} + 1 - d_0 \ln(r_2/d_0) \right) \quad (\text{A.18})$$

L'erreur absolue est donc en  $\delta^2$ . Avec des valeurs de la déviation ne dépassant pas quelques milliradians, on voit que l'approximation de la formule (A.14) se justifiait entièrement.

## 5) APPLICATIONS NUMERIQUES

On a pris à titre d'exemple pour les applications numériques les valeurs suivantes :  $r_1 = 25$  mm ;  $r_2 = 2.5$  microns,  $V_2 = 100$  V. (potentiel auquel sont accélérés les électrons avant de rentrer dans l'interféromètre).

$V_1 - V_2$ (V)	$d_0$ (microns)	$\delta_1$ (millirads)	$\delta_2$ (millirads)	D (pour-cent)
3	5	4.99	5.06	1.5
"	20	5.0	"	1.4
"	80	4.97	"	1.9
"	320	4.84	"	4.6
1	5	1.69	1.70	0.6
"	20	1.69	"	0.6
"	80	1.68	"	1.4
"	320	1.63	"	4.5
0.3	5	0.512	0.51	-0.1
"	20	0.51	"	0.2
"	80	0.505	"	1.2
"	320	0.491	"	4.2
0.1	5	0.171	0.17	-0.6
"	20	0.171	"	-0.2
"	80	0.169	"	0.9
"	320	0.164	"	3.8

$\delta_1$  désigne la déviation calculée par la méthode des invariants.

$\delta_2$  désigne la déviation calculée par la méthode de variation de la quantité de mouvement, en tenant compte de l'erreur relative qui a été calculée.

D est l'écart relatif en pour-cent entre la deuxième et la première valeurs.

On constate que les deux calculs conduisent à des résultats assez semblables puisque les écarts sont relativement faibles et ne dépassent pas quelques pour-cents pour les ordres de grandeur donnés. Il est clair que lorsque des conditions du type  $V_2 - V_1 \ll V_2$  ou  $d_0 \ll r_2$  ne sont plus respectées, le calcul selon la méthode de la variation du vecteur quantité de mouvement devient de plus en plus faux, et les résultats divergent.

Les résultats du calcul par la méthode des invariants montrent une décroissance de la déviation avec le paramètre d'impact. Etant donné l'importance de cette décroissance par rapport à la précision du calcul qui peut être excellente (tant sur la recherche de la périhélie que sur le calcul de l'intégrale), on peut penser que cette décroissance a une réalité physique.

Ceci satisfait le raisonnement intuitif (à prendre avec méfiance d'ailleurs, car si la force diminue, rien ne dit qu'il en est de même pour le travail effectué par le champ) selon lequel l'influence du champ est plus faible lorsque l'on s'éloigne du fil.

Cependant, l'approximation du calcul par la méthode de la conservation du vecteur quantité de mouvement est suffisamment bonne pour être utilisée dans les calculs qui vont suivre, et sera utilisée en particulier dans les formules analytiques. Retenons que la décroissance de la déviation avec l'augmentation du paramètre d'impact peut être source de déformation de la figure d'interférence pour des rayons très éloignés de l'axe (nous verrons que l'interfrange est inversement proportionnelle à la déviation).

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] G.Möllenstedt & H.Düker. *Naturwissenschaften* 42,41 (1954).
- [2] G.Bruhat. *Cours de Physique générale, Electricité*. Masson (Paris).
- [3] S.Fridrikhov & S.Movnine. *Bases physiques de la technique électronique*. Chap 2. *Technique Soviétique*. Editions Mir Moscou.
- [4] M.Alonso & E.J.Finn. *Physique générale*. Tome 1: *Mécanique*. Edition du renouveau pédagogique. Paris.
- [5] W.Ledermann. *Handbook of Applicable Mathematics*. Vol III: *Numerical methods*. J.Wiley & Sons. New-York.
- [6] J.M.Levy-Leblond & F.Balibar. *Quantique*. Tome I: *Rudiments*. p200. Interéditions Paris (1984) ISBN 2-222-03345-4.

## ANNEXE 2: METHODE DE CALCUL DE L'INTERFRANGE PAR LE CALCUL DU CHEMIN OPTIQUE.

Nous conserverons dans cette annexe les notations de l'Annexe 1.

Pour calculer le déphasage entre deux trajectoires possibles d'un électron, il suffit de calculer la différence de leurs chemins optiques  $C_0$ . Rappelons que le chemin optique d'un photon à travers un milieu d'indice  $\sqrt{\epsilon_r}$  ( $\epsilon_r$  est la permittivité diélectrique relative du milieu) est le chemin qu'il parcourrait pendant le même temps dans le vide;  $C_0$  est donc le temps du parcours divisé par la célérité dans le vide, ce qui est bien la quantité que nous cherchons à calculer. Soit  $t_0$  et  $t_1$  les instants de départ et d'arrivée de ce photon,  $s_0$  et  $s_1$  les abscisses curvilignes correspondantes. Le chemin optique vaut :

$$C_0 = \int_{t_0}^{t_1} c \cdot dt = \int_{s_0}^{s_1} \frac{c}{v} ds = \int_{s_0}^{s_1} \sqrt{\epsilon_r} ds \quad (\text{A.19}).$$

La relation de de Broglie donne  $\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2meV}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{V_0}{V}}$  avec  $\lambda_0 = \frac{h}{\sqrt{2meV_0}}$  et  $V_0$  potentiel choisi arbitrairement. Ceci montre que  $\sqrt{V}$  est à un facteur près l'équivalent en optique électronique de l'indice optique  $\sqrt{\epsilon_r}$  en optique photonique, lié à la longueur d'onde du photon par la relation  $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_r}$  ( $\lambda_0$  est la longueur d'onde du même photon dans le vide). Le chemin optique s'écrit donc dans la cas d'un électron:

$$C_0 = \int_{s_0}^{s_1} K \cdot \sqrt{V} ds \quad (\text{A.20})$$

où  $K$  est une constante (voir Chapitre 1, §4.3).

$$\text{On a } ds/dt=v \text{ donc } ds = \frac{v \cdot dr}{dr/dt} = \frac{\sqrt{2e/m} \sqrt{V(r) - V_p} \cdot dr}{dr/dt}$$

On déduit donc de (A.20) la formule:

$$C_0 = 2 \int_{r_m}^{r_1} K \sqrt{\frac{2e}{m} (V(r) - V_p)} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2e}{m} (V(r) - V_p) - \left(\frac{v_0 d_0}{r}\right)^2}} \quad (\text{A.21}).$$

Avec  $V(r)=V_1-V_c \cdot \ln(r/r_1)$  (formule (A.1)).

On voit donc que le chemin optique est une intégrale du même type que celle de la déviation.

Or il est possible à partir de ce premier calcul de connaître dans un certain plan d'observation en sortie du biprisme l'endroit de passage (ou d'impact si on place réellement une anode) d'un électron en fonction de l'angle avec lequel il part de la source supposée ponctuelle (bout de la pointe). Précisons au passage que l'angle de départ intervient dans le calcul de la déviation par l'intermédiaire du paramètre d'impact. Par un calcul itératif, on peut donc déduire à l'inverse quels sont les deux

angles de départ possibles d'un électron (si ils existent) pour qu'il arrive à un même endroit donné dans le plan d'observation en étant passé d'un côté où l'autre du fil. Le calcul de la formule (A.21) avec les valeurs d'angle de départ obtenues dans le calcul précédent permet de connaître la différence de chemin optique entre les deux trajectoires possibles de l'électron.

A l'évidence la précision de ce calcul dépend:

- de la précision du calcul de la trajectoire électronique, c'est à dire du calcul de la déviation.
- de la précision de l'itération qui permet de connaître l'angle de départ en fonction du point de passage de la trajectoire considérée dans le plan d'observation.
- de la précision du calcul du chemin optique pour les deux trajectoires qui aboutissent au point d'observation choisi.

Sachant que l'interfrange obtenu est de l'ordre de la centaine de nanomètre pour un plan d'observation situé cinq centimètres après le fil (voir chapitre 2 §2), une précision de l'ordre de la dizaine de nanomètre est exigible sur le calcul de la trajectoire. Ceci implique une précision de l'ordre du micro-radian sur le calcul de la déviation (soit quatre chiffres significatifs justes puisque la déviation est de l'ordre du milliradian) ainsi que sur l'angle de départ.

De plus, la longueur d'onde des électrons est de l'ordre de l'Angström, alors que la longueur de la trajectoire est d'environ dix centimètres. Le calcul du chemin optique doit donc être fait avec une précision au moins supérieure à  $10^{-9}$  pour connaître le chemin optique avec une précision dix fois supérieure à la longueur d'onde.

Les précisions de calcul que permettent d'atteindre l'informatique sont bien meilleures que nos exigences, et ce calcul paraît donc réalisable s'il est réalisé avec soin.

Cependant, le processus itératif qui conduit à trouver les deux trajectoires différentes arrivant au même endroit du point d'observation est vraisemblablement fastidieux, et la figure d'interférences, construite point par point, sera très longue à obtenir.

De plus, les résultats obtenus seraient uniquement théoriques puisqu'aucune dimension, aucun positionnement, n'est défini avec une précision comparable avec celle qu'exige le calcul.

## **ANNEXE 3: ELECTRONIQUE DE DETECTION DES IMPULSIONS CHANNELTRON.**

- 1) Introduction
- 2) Partie HT
- 3) Partie BT
  - A: Préamplificateur de charge
  - B: Amplificateur inverseur
  - C: Comparateur
- 4) Protection aux IEM
  - 4.1) Perturbations rayonnées
  - 4.2) perturbations conduites
- 5) Nomenclature et plan

### **1) INTRODUCTION**

Le rôle d'un multiplicateur d'électrons, ou channeltron, est de fournir pour chaque électron qui vient le frapper une avalanche d'électrons avec un très grand gain (de l'ordre de  $10^8$ ) et sur une très courte période (la nanoseconde). Le rôle de l'électronique de détection est d'amplifier l'impulsion de charge (de l'ordre de 10 picocoulomb) ainsi créée et de la mettre en forme (signal TTL) pour un compteur.

Les difficultés du montage sont:

- de bien isoler la partie haute-tension nécessaire pour polariser le channeltron de la basse-tension qui constitue la détection proprement dite.
- d'avoir une bonne sensibilité tout en étant protégé des interférences électromagnétiques (IEM) rayonnées ou conduites qui peuvent créer des coups parasites.

La conception de ce montage fait essentiellement appel au Manuel Technique du channeltron [1] et à l'ouvrage Building Scientific Instruments [2] qui donne de nombreux conseils pour la réalisation pratique de tels détecteurs.

Le plan est donné en Figure A.2, et les valeurs des composants sont communiquées dans la liste qui précède.

### **2) PARTIE HT**

Pour pouvoir fonctionner, un channeltron doit être polarisé à une tension de l'ordre de 2 à 3 kV entre son entrée et sa sortie. Dans notre cas, l'avant du channeltron est de plus polarisé à une tension positive, car le niveau de référence des électrons est proche de zéro. En pratique l'avant du channeltron est à quelques centaines de volts, ce qui correspond à l'optimum d'efficacité de détection pour des électrons.

Pour éviter d'utiliser deux alimentations haute-tension, nous avons recours à un pont diviseur ( $r_1, r_2$ ). L'alimentation HT que nous utilisons est à découpage [3]; elle produit donc un "bruit de ronflette", c'est à dire des impulsions de tension à la fréquence du découpage. Celles-ci sont filtrées aux contacts des deux électrodes du channeltron par les filtres passe-bas ( $c_1, r_3$ ) et ( $c_2, r_4, c_3, r_5$ ). La capacité haute-tension  $c_4$  découple la partie HT de la partie BT; sa valeur est choisie pour que le filtre ( $c_4, r_7$ ) ait une

impédance négligeable pour les impulsions de charge. La résistance  $r_6$  découple la sortie du channeltron de la capacité  $c_3$ . Sa valeur doit rester assez faible car les fluctuations du courant de polarisation du channeltron qui passent dans cette résistance ne doivent pas induire des perturbations en tension suffisantes pour être détectées. Nous avons choisi une résistance de  $1k\Omega$ . Ceci induit de grosses pertes dans l'impulsion qui sort du channeltron puisque l'impédance d'entrée du montage BT,  $r_7$ , est beaucoup plus élevée.

### 3) PARTIE BT

#### *A: Préamplificateur de charge.*

L'entrée de cet étage est attaquée à travers une résistance  $r_7$  et deux diodes  $D_1$  et  $D_2$  tête-bêche qui assurent la protection contre les transitoires HT lors de modifications de polarisation du channeltron. D'après le constructeur,  $r_7$  doit être compris entre 10 et  $100k\Omega$ , et nous avons trouvé que la valeur  $33k\Omega$  convenait (à  $10k\Omega$ , on grille toujours l'ampli ou la résistance). Comme  $r_6$  vaut  $1k\Omega$ , on voit que seulement 3% de l'impulsion du channeltron passe dans le détecteur, c'est à dire que l'impulsion de charge à l'entrée de l'amplificateur est de l'ordre de  $0,5pC$ . C'est au prix de cette diminution très sévère que le bruit de ronflette de l'alimentation HT et le bruit thermique des résistances reste sans effet sur le détecteur.

En considérant l'amplificateur opérationnel comme parfait, une impulsion de charge  $Q$  arrivant au temps  $t=0$  sur son entrée inverseuse donne en sortie la réponse en tension :

$$V_s=0 \text{ pour } t<0 \text{ et } V_s = V_{s_{\max}}e^{-2\pi f_c t} \text{ pour } t>0 \text{ avec } V_{s_{\max}} = \frac{Q}{C_6} \text{ et } f_c = \frac{1}{2\pi r_8 c_6}$$

fréquence caractéristique de l'étage amplificateur. La grandeur  $V_{s_{\max}}$  est l'amplitude de l'impulsion de tension à l'entrée du deuxième étage amplificateur. Cette réponse impulsionnelle est bien sûr limitée par la fréquence de coupure de l'amplificateur opérationnel.

Nous avons choisi  $c_6=33pF$  et  $r_8=10k\Omega$ . Pour une impulsion de charge  $Q=0,5pC$ , on obtient donc  $V_{s_{\max}}=14,7mV$  et une pulsation  $f_c=0,48$  MHz. Nous avons choisi un amplificateur opérationnel LF157 de fréquence de coupure 20MHz largement supérieure à  $f_c$ . Cet amplificateur est également très faible bruit. L'offset de l'amplificateur est réglable par un potentiomètre.

#### *B: Amplificateur inverseur*

L'amplificateur choisi pour cet étage est également un LF157. Le facteur d'amplification est donné par le rapport des résistances  $r_{10}$  et  $r_{11}$ . Nous avons choisi  $r_{10}=180\Omega$  et  $r_{11}=12k\Omega$ , d'où un facteur d'amplification de -67. L'impulsion de départ de  $10^8$  électrons donne donc une impulsion de tension de -1V en sortie de cet étage.

L'offset de cet amplificateur est également réglable (potentiomètre non représenté).

#### *C: Comparateur*

La sortie du deuxième étage attaque l'entrée inverseuse d'un comparateur dont le seuil est réglable par le pont diviseur ( $r_{12}+r_{13},r_{14}$ ) pris entre -15V et la masse. Avec les valeurs choisies, le seuil est réglable entre -0,07V et -1,42V. Ceci permet de jouer sur le seuil de détection pour le régler juste en dessous (en valeur absolue) du niveau des impulsions produites par le channeltron, et filtrer ainsi tous les coups parasites de

niveau inférieur. Les résistances  $r_{15}$  et  $r_{16}$  permettent de mettre en forme le signal de sortie TTL et d'éviter les rebonds sur la ligne coaxiale de transmission au compteur.

Le montage est testé et le seuil du compteur réglé par une entrée test notée Et. En envoyant un signal carré d'amplitude V sur la capacité  $c_5$ , on crée des impulsions de charge  $Q = \pm c_5 V$ . Avec  $c_5 = 10\text{pF}$ , un signal d'amplitude 50mV reproduit une impulsion du channeltron.

#### 4) PROTECTION AUX IEM (INTERFERENCES ELECTROMAGNETIQUES)

Si aucune précaution n'est prise contre les interférences électromagnétiques, le taux de comptage parasite peut être largement supérieur (plusieurs ordres de grandeur) au taux de comptage utile. Les précautions suivantes sont donc prises:

##### 4.1) Perturbations rayonnées

- Le câble d'amenée depuis le passage électrique sur la bride ou est monté le channeltron jusqu'au détecteur est le plus court possible (10cm).
- Le détecteur lui-même est protégé dans une boîte métallique hermétique recouverte d'un vernis inoxydable (graphite conducteur).
- Les composants sont implantés sur un plan de masse total, les pattes ayant été dégagées en creusant la couche de cuivre.
- Toutes les alimentations sont dans un autre boîtier.

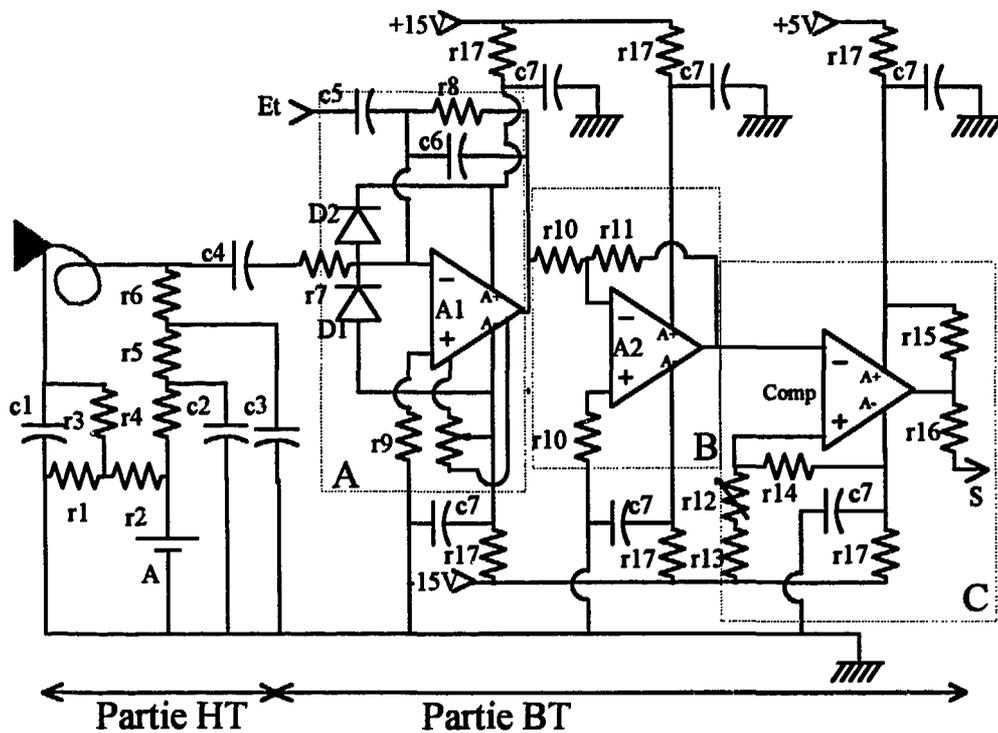
##### 4.2) Perturbations conduites

- L'alimentation HT est fortement découplée de la partie BT.
- Le secteur est filtré.
- Toutes les alimentations BT des composants sont fortement découplées (leur consommation est très faible) par les filtres passe-bas ( $c_7, r_{17}$ ).

#### 5) NOMENCLATURE ET PLAN

Pour les composants HT, la limite de tension est indiquée entre parenthèses.

$r_1 = 20\text{M}\Omega$ (2kV)	$r_{12} = 2,2\text{k}\Omega$	$c_7 = 22\mu\text{F}$
$r_2 = 80\text{M}\Omega$ (8kV)	$r_{13} = 100\Omega$	$D_1 = 1\text{N}995$
$r_3 = 100\text{M}\Omega$	$r_{14} = 22\text{k}\Omega$	$D_2 = 1\text{N}995$
$r_4 = 500\text{k}\Omega$	$r_{15} = 2,2\text{k}\Omega$	$A_1 = \text{LF}157$
$r_5 = 500\text{k}\Omega$	$r_{16} = 100\Omega$	$A_2 = \text{LF}157$
$r_6 = 1\text{k}\Omega$	$r_{17} = 100\Omega$	$\text{Comp} = \text{LM}311\text{N}$
$r_7 = 33\text{k}\Omega$	$c_1 = 2000\text{pF}$ (12kV)	
$r_8 = 10\text{k}\Omega$	$c_2 = 2000\text{pF}$ (12kV)	
$r_9 = 10\text{k}\Omega$	$c_3 = 2000\text{pF}$ (12kV)	
$r_{10} = 180\Omega$	$c_4 = 100\text{pF}$ (12kV)	
$r_{11} = 12\text{k}\Omega$	$c_5 = 10\text{pF}$	
	$c_6 = 33\text{pF}$	



Plan A.2: Plan du détecteur

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] RTC Philips, Multiplicateurs d'électrons, Manuel Technique, Tubes Professionnels, PC04b (1989).

[2] J.H.Moore, C.C.Davis & M.A.Coplan, Building Scientific Instruments, Addison-Wesley Publishing Company (1989) ISBN 0-201-13189-7.

[3] SDS, 47 Rue Clisson, F-75013 Paris.

## NOMENCLATURE GENERALE

**A** : longueur du cylindre central d'une lentille.

$\alpha$  : ouverture angulaire du faisceau électronique.

$\beta$  : facteur géométrique de champ.

**c** : célérité de la lumière dans le vide.

**C<sub>0</sub>** : chemin optique

**C<sub>s</sub>** : coefficient d'aberration sphérique.

$\delta$  : déviation.

**D** : coefficient de transmission d'une barrière tunnel.

**D** : diamètre interne d'une lentille.

**d<sub>0</sub>** : paramètre d'impact.

**d<sub>1</sub>** : distance de la source S au fil.

**d<sub>2</sub>** : distance du fil au plan d'observation.

**d<sub>3</sub>** : distance entre plaques de déflexion.

**d<sub>4</sub>** : écart entre les deux jeux de déflecteurs.

**D<sub>m</sub>** : différence de marche.

**D<sub>p</sub>** : densité de probabilité de courant relative.

**E<sub>r</sub>** permittivité diélectrique relative

**E** : champ électrique.

**E<sub>rr</sub>** : erreur relative sur le calcul de la déviation.

**e** : module de la charge de l'électron.

$\Phi$  : énergie d'extraction d'un métal.

**f** : largeur du diaphragme de sortie.

$\phi$  : phase.

**f<sub>1</sub>** : distance focale objet.

**F<sub>1</sub>** : mi-distance focale objet.

**f<sub>2</sub>** : distance focale image.

**F<sub>2</sub>** : mi-distance focale image.

**G** : écart entre deux cylindres d'une lentille.

$\gamma$  : facteur de visibilité.

**H** : énergie totale.

**h** constante de Planck

$$\hbar = h/2\pi$$

**I** : courant d'émission.

**i** : interfrange.

**j** : densité de courant.

**k** : constante de Boltzman.

<b>K</b> : amplitude de probabilité	<b><math>\Theta</math></b> : température absolue.
<b>l</b> : étendue spatiale de la source.	<b>t</b> : temps.
<b><math>\lambda</math></b> : longueur d'onde.	<b>U</b> : énergie potentielle
<b>L</b> : longueur d'un défecteur.	<b>U<sub>s</sub></b> : énergie potentielle des électrons libres dans le métal.
<b>l<sub>s</sub></b> : longueur de cohérence spatiale.	<b>U<sub>f</sub></b> : énergie de Fermi.
<b>l<sub>t</sub></b> : longueur de cohérence temporelle.	<b><math>\bar{v}</math></b> : vitesse de l'électron.
<b><math>\vec{M}</math></b> : moment cinétique.	<b>V</b> : potentiel électrique.
<b>M</b> : grandissement linéaire.	<b>V<sub>1</sub></b> : potentiel du fil du biprisme.
<b>m</b> : masse de l'électron.	<b>V<sub>2</sub></b> : potentiel du cylindre du biprisme.
<b>n</b> : fonction de distribution d'électrons libres.	<b>V<sub>3</sub></b> : potentiel du 1er cylindre des lentilles.
<b>N</b> : fonction de répartition d'électrons libres.	<b>V<sub>4</sub></b> : potentiel du 2ème cylindre des lentilles.
<b>Oz</b> : axe de propagation des électrons.	<b>V<sub>5</sub></b> : potentiel du 3ème cylindre des lentilles.
<b><math>\vec{p}</math></b> : quantité de mouvement.	<b>V<sub>6</sub></b> : potentiel du 4ème cylindre des lentilles.
<b>P</b> : distribution énergétique d'électrons libres.	<b>V<sub>7</sub></b> : potentiel du 5ème cylindre des lentilles.
<b>p</b> : distance du plan de l'objet au plan de référence d'une lentille.	<b>V<sub>d</sub></b> : tension de déflexion.
<b>q</b> : distance du plan de l'image au plan de référence d'une lentille.	<b>V<sub>fc</sub></b> : tension fil-cylindre.
<b>r<sub>1</sub></b> : rayon du fil.	<b>V<sub>gp</sub></b> : tension grille-pointe de la source.
<b>r<sub>2</sub></b> : rayon du cylindre.	<b>V<sub>p</sub></b> : tension de la pointe.
<b>Sr</b> : facteur d'échelle.	<b>W</b> : énergie normale.
<b>T</b> : énergie cinétique.	<b><math>\Psi</math></b> : fonction d'onde.

## RESUME

La substitution des filaments chauffants par des micropointes à effet de champ comporte des avantages dans plusieurs applications d'électronique: le LETI a déjà prouvé l'intérêt de ce principe pour les écrans plats, de nombreuses personnes croient que les micropointes pourraient fournir des sources micro-ondes innovantes. De plus, les propriétés de l'émission permettent d'aller plus loin en envisageant des applications d'optique électronique qui n'étaient pas possible avec les filaments chauffants.

En vue d'évaluer les potentialités des micropointes fabriquées au LETI pour de telles applications, une expérience d'interférométrie avec des électrons lents a été imaginée, conçue, réalisée et caractérisée. L'instrumentation développée est composée d'un biprisme de Möllenstedt, d'un système de lentilles électrostatiques et d'un système d'imagerie composé de plaques de déflexion, d'un diaphragme de petite taille (1 $\mu$ m) et d'un multiplicateur d'électrons. Des effets ondulatoires ont été observés, confirmant les bonnes propriétés de cohérence de la source. L'expérience permet par ailleurs potentiellement d'avancer dans la compréhension du phénomène d'émission par les pointes fabriquées au LETI, et d'envisager des améliorations technologiques pour les applications visées. Elle doit également permettre d'étudier l'application à l'holographie électronique, et par la suite d'imaginer des dispositifs d'optique électronique compacts tenant compte des propriétés ondulatoires des électrons émis par les micropointes.

**MOTS CLES:** Emission par effet de champ, Interférences électroniques, Optique électronique, Electrostatique, Instrumentation, Ultra-vide.

## ABSTRACT

The substitution of hot filaments by field-effect microtips has several advantages in many electronic applications: LETI has already proved the interest of this principle for flat panel displays; many people believe it could also provide novel microwave sources. Moreover, the properties of the emission enable to seek new electron optics applications that were not possible with hot filaments.

An interferometry experiment was designed, developed and characterized in order to evaluate the potential of the microtips fabricated in the LETI for such applications. This experiment is composed of a Möllenstedt biprism, of electrostatic lenses and an imaging system composed of deflection plates, a small aperture diaphragm (1 $\mu$ m) and a channel electron multiplier. Quantum wave effects have been observed, which confirms the good coherence properties of the source. Moreover, this experimental setup enables to better understand the physical phenomenon of the emission of the tips fabricated in the LETI, and to propose some technological improvements for the applications we seek. It is also designed for electron holography applications, and should allow the study of new compact electron optics apparatus taking account of the wave properties of the electrons emitted by microtips.

**KEY WORDS:** Field-effect emission, Electronic interferences, Electron optics, Electrostatics, Instrumentation, Ultra vacuum.