

UNIVERSITE de PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THESE

*présentée
pour obtenir*

*le grade de DOCTEUR EN SCIENCES
de l'Université de Paris XI Orsay*

par

Patrick PUZO

***Le mesureur de taille de faisceau submicronique
d'Orsay installé sur le FFTB***

Thèse soutenue le 25 février 1994, devant la commission d'examen :

M.	DAVIER	Président
M.	BAUBILLIER	
J.	BOSSER	
J.	BUON	
D.	BURKE	
J.L.	LACLARE	

A Catherine

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I

I. LE FFTB

I. 1 Le projet	5
I. 2 L'optique	6
<i>I.2.1 Introduction</i>	6
<i>I.2.2 Les télescopes</i>	8
<i>I.2.3 La chromaticité</i>	9
<i>I.2.4 Les corrections chromatiques</i>	11
<i>I.2.5 Les aberrations résiduelles et limites sur la dimension du point focal</i>	12
<i>I.2.6 Les différentes sections du FFTB</i>	14
I. 3 L'instrumentation	14
I. 4 La nécessité d'un nouveau type de mesureur	16
<i>I.4.1 Les méthodes couramment utilisées et leurs limites</i>	16
<i>I.4.2 Les méthodes développées pour mesurer des dimensions submicroniques</i> ...	16

CHAPITRE II

II. LE PRINCIPE DU MESUREUR

II. 1 L'ionisation	21
<i>II.1.1 Les sections efficaces différentielles</i>	21
<i>II.1.1.1 Ionisation résonante</i>	21
<i>II.1.1.2 Ionisation Rutherford</i>	24
<i>II.1.2 Les paramètres d'impact</i>	24
<i>II.1.3 L'effet de la longueur de cohérence des photons</i>	25
<i>II.1.4 L'ionisation multiple et les sections efficaces</i>	28
<i>II.1.5 La saturation de l'ionisation</i>	29
II. 2 Les champs de charge d'espace	31
<i>II.2.1 Le champ électrique d'un faisceau rond</i>	34
<i>II.2.2 Le champ électrique d'un faisceau plat</i>	34

II.2.3	<i>Le champ électrique à grande distance du centre du faisceau.....</i>	35
II.2.4	<i>Le champ électrique du FFTB.....</i>	36
II.2.5	<i>La force magnétique.....</i>	36
II.2.5.1	<i>Sur les ions.....</i>	36
II.2.5.2	<i>Sur les électrons émis par l'ionisation.....</i>	37
II. 3	Le cas d'un ion lourd.....	37
II.3.1	<i>L'effet de σ_x à R constant.....</i>	38
II.3.2	<i>Le mouvement des ions Ar^+ pendant le passage du faisceau.....</i>	41
II.3.3	<i>Le taux d'ionisation multiple.....</i>	41
II.3.4	<i>L'effet de la charge N_e du paquet d'électrons.....</i>	43
II.3.5	<i>L'effet de la longueur σ_z du paquet d'électrons.....</i>	45
II. 4	Le cas d'un ion léger.....	45
II.4.1	<i>Le mouvement de l'ion dans le puits de potentiel du paquet d'électrons....</i>	45
II.4.1.1	<i>Quelques exemples.....</i>	49
II.4.2	<i>L'effet de R à σ_x constant.....</i>	49
II.4.3	<i>La corrélation du rapport d'aspect et du temps de vol.....</i>	53
II.4.4	<i>L'effet de la charge N_e du paquet d'électrons.....</i>	53
II.4.5	<i>L'effet de la longueur σ_z du paquet d'électrons.....</i>	54
II.4.6	<i>Le cas des ions Ar^+ et Ar^{2+}.....</i>	54
II. 5	La séparation des ions multichargés.....	55
II. 6	Le cas des faisceaux de plusieurs microns.....	55

CHAPITRE III

III. LA DESCRIPTION DU MESUREUR

III. 1	Les différents éléments du mesureur.....	59
III. 2	La cible de gaz.....	63
III.2.1	<i>Les injecteurs.....</i>	63
III.2.2	<i>La mesure des impulsions de gaz.....</i>	64
III. 3	Le détecteur d'ions.....	67
III. 4	L'électronique.....	69
III. 5	Les contrôles.....	70
III. 6	L'acquisition et le traitement des données.....	72

CHAPITRE IV

IV. LES GALETTES DE MICROCANAU

IV. 1 Le principe de fonctionnement	75
<i>IV.1.1 Le gain</i>	79
<i>IV.1.2 Les réactions ioniques</i>	80
<i>IV.1.3 Les fluctuations statistiques et la saturation</i>	82
<i>IV.1.3.1 La saturation par la charge d'espace</i>	82
<i>IV.1.3.2 La saturation par la charge des parois</i>	83
<i>IV.1.4 Les autres caractéristiques</i>	83
<i>IV.1.4.1 Le temps de réponse</i>	83
<i>IV.1.4.2 L'ouverture géométrique</i>	83
<i>IV.1.4.3 Le temps mort</i>	83
<i>IV.1.4.4 L'efficacité de détection des ions produits par le faisceau du FFTB</i>	84
<i>IV.1.4.5 L'amplitude des signaux dus aux ions</i>	84
<i>IV.1.4.6 La durée de vie</i>	84
IV. 2 Le bruit de fond propre d'une galette	85
IV. 3 La résolution en amplitude	85
IV. 4 La résolution spatiale	86

CHAPITRE V

V. LE TEST PRELIMINAIRE SUR L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ORSAY

V.1 Le dispositif expérimental	89
V.2 Le faisceau	90
V.3 La création des ions	92
V.4 La dérive et la détection des ions	92
V.5 Les résultats	94
<i>V.5.1 Le faisceau</i>	94
<i>V.5.2 Le bruit de fond</i>	95
<i>V.5.3 La détection des ions</i>	101
V.6 Les conclusions	104

CHAPITRE VI

VI. LES PREMIERS RESULTATS DU MESUREUR

VI. 1 Le bruit de fond	107
<i>VI.1.1 Le signal d'induction électromagnétique</i>	107
<i>VI.1.2 Le bruit dû à des particules rapides</i>	108
VI. 2 La détection des ions	108
<i>VI.2.1 Les données brutes</i>	110
<i>VI.2.1.1 Taux de comptage bruts et empilement</i>	112
<i>VI.2.2 Les tests effectués sur les signaux</i>	113
<i>VI.2.2.1 Variation du taux de comptage brut avec la pression</i>	113
<i>VI.2.2.2 Variation du taux de comptage brut avec la largeur de la fente</i> .	113
<i>VI.2.2.3 Première étude des temps de vol</i>	114
<i>VI.2.2.4 Variation du taux de comptage brut avec la tension entre les électrodes de déflexion</i>	115
<i>VI.2.2.5 Conclusion</i>	115
VI. 3 La localisation des impacts des ions	116
<i>VI.3.1 La localisation longitudinale des impacts des ions</i>	118
<i>VI.3.1.1 Le cas de la galette #3</i>	120
<i>VI.3.2 Les signaux anormaux</i>	120
<i>VI.3.2.1 Leur explication</i>	121
<i>VI.3.2.2 Les coupures pour les éliminer</i>	125
VI. 4 L'étude des signaux après coupure	125
<i>VI.4.1. Les taux de comptage</i>	125
<i>VI.4.1.1 L'efficacité de détection</i>	125
<i>VI.4.1.2 Le nombre total d'ions attendus</i>	126
<i>VI.4.1.3 Le nombre total d'ions détectés</i>	127
<i>VI.4.1.4 Stabilité</i>	128
<i>VI.4.2 Les histogrammes d'amplitudes</i>	128
<i>VI.4.3 L'étude des signaux précoces</i>	131
VI.5 L'anisotropie azimutale du nombre d'ions et de leur temps de vol .	133
<i>VI.5.1 La corrélation attendue</i>	133
<i>VI.5.2 La corrélation observée</i>	135
<i>VI.5.2.1 Sur le nombre d'ions</i>	135
<i>VI.5.3 Ses différentes causes envisageables</i>	137
<i>VI.5.3.1 Le changement de configuration optique</i>	137

VI.5.3.2	<i>L'efficacité relative entre les diverses galettes.....</i>	139
VI.5.3.3	<i>L'effet de la fente.....</i>	139
VI.5.4	<i>Son explication par une asymétrie du faisceau</i>	140
VI.6	Les premières mesures de σ_x. Leurs comparaisons avec un	
	 <i>mesureur à fil.....</i>	141
VI.6.1	<i>Les histogrammes de temps de vol observés</i>	141
VI.6.2	<i>Le calcul de σ_x.....</i>	143
VI.6.3	<i>La comparaison avec un mesureur à fil</i>	145
VI.8	Les conclusions.....	146

CHAPITRE VII

VII. LES PERFORMANCES ATTENDUES DU MESUREUR

VII.1	Le bruit de fond	149
VII.2	Fonctionnement en mode impulsionnel	150
VII.2.1	<i>Les taux de comptage</i>	150
VII.2.2	<i>L'empilement des signaux</i>	150
VII.2.3	<i>Le mode opératoire et les temps de mesure.....</i>	153
VII.3	Fonctionnement en mode 'intégration de charge'	153
VII.3.1	<i>La mesure de la charge.....</i>	153
VII.3.2	<i>La linéarité.....</i>	153
VII.3.3	<i>Le temps de mesure</i>	154
VII.4	La détermination de R	154
VII.4.1	<i>Les différents estimateurs de la distribution angulaire</i>	154
VII.4.1.1	<i>Un estimateur utilisant une procédure d'ajustement.....</i>	155
VII.4.1.2	<i>Un estimateur n'utilisant pas de procédure d'ajustement</i>	155
VII.4.1.3	<i>La dépendance en fonction de R des divers estimateurs</i>	
<i>d, E_R et $\theta_{1/2}$</i>		157
VII.4.1.4	<i>La précision de la mesure sur R</i>	157
VII.4.1.5	<i>Les conclusions.....</i>	157
VII.5	La détermination de σ_x.....	157
VII.5.1	<i>Son principe</i>	157
VII.5.2	<i>La séparation des ions multichargés.....</i>	158
VII.6	Les biais instrumentaux et leurs corrections	160

<i>VII.6.1 L'effet de la fente</i>	160
<i>VII.6.2 L'effet de l'empilement sur les taux de comptage</i>	161
<i>VII.6.3 L'effet d'un décentrage du faisceau</i>	162
<i>VII.6.4 L'effet d'une rotation du faisceau dans le plan transverse</i>	163
<i>VII.6.5 L'effet de la tension appliquée sur les galettes</i>	163
VII.7 L'influence de l'asymétrie longitudinale (l'effet banane)	163
VII.8 Le mesureur Laser-Compton	165
<i>VII.8.1 Son principe</i>	165
<i>VII.8.2 Sa comparaison avec le mesureur d'Orsay</i>	165

CHAPITRE VIII

VIII. L'EXTRAPOLATION DE LA MÉTHODE À DIFFERENTS PROJETS DE FUTUR COLLISIONNEUR LINÉAIRE

VIII.1 L'effet tunnel	169
VIII.2 Le cas du FFTB	171
VIII.3 Le cas d'un collisionneur de future génération	172

ANNEXE A

CALCUL DES SECTIONS EFFICACES D'IONISATION

A.1 Calcul de $\sigma_{tot}(Ar \rightarrow Ar^+)$	180
<i>A.1.1 Ionisation résonante</i>	180
<i>A.1.2 Ionisation Rutherford</i>	180
A.2 Calcul de $\sigma_{tot}(Ar^+ \rightarrow Ar^{2+})$	180
<i>A.2.1 Ionisation résonante</i>	180
<i>A.2.2 Ionisation Rutherford</i>	181
A.3 Calcul de $\sigma_{tot}(Ar^{2+} \rightarrow Ar^{3+})$	182
<i>A.3.1 Ionisation résonante</i>	182
<i>A.3.2 Ionisation Rutherford</i>	183
A.4 Calcul de $\sigma_{tot}(Ar \rightarrow Ar^{2+})$	183

A.5 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{He} \rightarrow \text{He}^+)$	183
<i>A.5.1 Ionisation résonante</i>	183
<i>A.5.2 Ionisation Rutherford</i>	184
A.6 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{2+})$	184
<i>A.6.1 Ionisation résonante</i>	184
<i>A.6.2 Ionisation Rutherford</i>	185
A.7 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{He} \rightarrow \text{He}^{2+})$	185
A.8 Récapitulatif des différentes sections efficaces calculées	185

ANNEXE B

LE PROGRAMME DE SIMULATION

B.1 Génération des ions	189
B.2 Mouvement des ions	190
B.3 Détection des ions	191

ANNEXE C

CAS D'UN FAISCEAU DE POSITRONS

C.1 Mesure de la dimension horizontale σ_x	195
C.2 Mesure du rapport d'aspect $R = \frac{\sigma_x}{\sigma_y}$	195
C.3 Conclusion	198

ANNEXE D

LA CALIBRATION DU MESUREUR

D.1 La mesure des efficacités	201
D.2 La mesure des gains de l'électronique	204

D.3 La mesure de la diaphonie	205
<i>D.3.1 Par des signaux tests</i>	205
<i>D.3.2 Sur les données</i>	205
D.4 La mesure de la résolution spatiale	206
D.5 La variation du taux de comptage avec la largeur de la fente	206

ANNEXE E

LE LOGICIEL D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT

E.1 L'acquisition des données	211
<i>E.1.1 La reconnaissance des ions à l'aide des modules HAMU</i>	211
<i>E.1.2 La détermination des caractéristiques des ions</i>	212
<i>E.1.3 Le stockage des données</i>	212
E.2 Le traitement des données et le transfert des résultats vers le VAX	213

ANNEXE F

OPTIMISATION DU FONCTIONNEMENT DES GALETTES DE MICROCANAU

F.1 Electronique des tests d'acquisition	217
F.2 Etude du bruit de fond propre des galettes	219
F.3 L'étude de la résolution en amplitude	220
<i>F.3.1 Le montage à deux galettes</i>	220
<i>F.3.2 Le montage à trois galettes</i>	223
F.4 L'étude de la réponse des galettes de microcanaux à différentes sources radioactives	226
<i>F.4.1 Source de rayons X (Fe^{55})</i>	226
<i>F.4.2 Source de β^- (Sr^{90})</i>	226
<i>F.4.3 Source de particules α (Am^{241})</i>	228
F.5 Conclusion	228

LISTE DES SYMBOLES UTILISÉS

α :	Constante de structure fine
β :	Vitesse des ions, rapportée à la célérité c de la lumière
$\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$:	Facteur relativiste du faisceau d'électrons
β_x, β_y :	Valeurs de la fonction enveloppe du faisceau
m_e :	Masse de l'électron
q :	Charge des ions
r_e :	Rayon classique de l'électron
σ_x :	Ecart-type de la distribution gaussienne associée à la distribution horizontale des électrons dans le paquet
σ_y :	Ecart-type de la distribution gaussienne associée à la distribution verticale des électrons dans le paquet
σ_z :	Ecart-type de la distribution gaussienne associée à la distribution longitudinale des électrons dans le paquet
$R = \frac{\sigma_x^*}{\sigma_z^*}$:	Rapport d'aspect du faisceau
ζ :	Position longitudinale des ions sur les anodes
φ :	Angle azimutal

Dans toute cette thèse on a appliqué la convention suivante : l'axe Y représente la direction verticale, l'axe Z représente la direction de propagation du faisceau et l'axe X est l'axe horizontal, tel que le repère (X, Y, Z) soit orthonormé direct. La variable $s = ct$ joue le rôle de la variable temporelle t . Les valeurs négatives de s correspondent à la tête du paquet.

Le symbole * associé à une variable caractérisant le faisceau (σ_x^*, β_y^*) signifie qu'il s'agit d'une propriété du faisceau au point focal.

INTRODUCTION

Il existe dans le monde à l'heure actuelle deux collisionneurs e^+e^- ayant une énergie par faisceau de plus de 40 GeV . Ils sont construits selon deux principes différents. Tandis que le LEP (Large Electron Positron collider au CERN) est un collisionneur à multipassage dans un anneau de 27 km de circonférence, le SLC (Stanford Linear Accelerator) est un collisionneur à passage unique placé au bout d'un accélérateur linéaire de 3 km de long. Le premier a l'avantage de la haute fréquence des collisions aux quatre points d'interaction et des forts courants qui circulent dans l'anneau pour produire une très haute luminosité. Le second tire parti du point fort des accélérateurs linéaires : les faisceaux n'étant pas réutilisés après la collision, ils doivent être extrêmement focalisés au point focal, ce qui est une autre façon d'atteindre des hautes luminosités.

Les collisionneurs circulaires (du type LEP) présentent un défaut principal pour atteindre des énergies supérieures à 100 GeV par faisceau : les particules chargées émettent une radiation électromagnétique lorsqu'elles subissent l'action du champ magnétique des aimants de courbure. La puissance perdue dans ce *rayonnement synchrotronique* est proportionnelle à la quatrième puissance de l'énergie des particules, et inversement proportionnelle au carré du rayon de courbure de la trajectoire. Pour conserver la même puissance perdue au cours d'une révolution, le rayon du LEP devrait passer de 4 à 100 km pour y faire circuler des faisceaux de 250 GeV . Ceci n'est clairement pas économiquement envisageable.

L'autre façon de construire une machine de très haute énergie est le collisionneur linéaire. Deux accélérateurs linéaires l'un en face de l'autre accélèrent deux paquets, l'un d'électrons, l'autre de positrons, qui ne sont pas réutilisés après la collision. Le SLC a été conçu comme un prototype de ces collisionneurs linéaires. Cependant, le SLC diffère un peu de ce schéma de principe : les deux paquets sont accélérés dans le même accélérateur, puis envoyés dans deux arcs de courbure au bout desquels ils sont focalisés et rentrent en collision.

Une des difficultés des collisionneurs linéaires est la nécessité d'obtenir au point de collision des dimensions de faisceau extrêmement petites (quelques nanomètres). Pour en tester la faisabilité, la collaboration FFTB (*Final Focus Test Beam*) s'est assemblée^[1] autour de SLAC pour construire, mettre au point et utiliser une ligne de faisceau permettant de focaliser un faisceau de 10^{10} électrons jusqu'à une dimension transverse de $1 \mu m \times 60 nm$.

Pour mesurer cette dimension de 60 nm inégalée pour un faisceau de haute énergie, il n'est pas possible d'utiliser les mesureurs à fil (*wire scanner*) classiques à cause de la trop forte densité des électrons focalisés et des dimensions du faisceau très inférieures à la dimension du fil de carbone le plus fin que l'on sache faire. Parmi plusieurs méthodes proposées, celle développée à Orsay^[2] et qui fait l'objet de cette thèse est basée sur une idée initiale de J. Rees^[3] et C. Prescott^[4], reprise par J. Buon^[5] et P. Chen^[6]. L'information sur la dimension du faisceau est déduite des propriétés de l'impulsion transmise à des ions

par le champ électrique de charge d'espace du faisceau. Ces ions sont créés par le faisceau traversant une cible de gaz.

Le premier chapitre présente le FFTB et son optique. Le point fort du FFTB concerne les innovations et les améliorations apportées à l'instrumentation dans tous les secteurs de la ligne.

L'ionisation du gaz est étudiée au chapitre II, ainsi que les caractéristiques principales du mesureur. L'ionisation a la particularité d'être une interaction à grand paramètre d'impact. C'est une situation propre à la haute énergie des particules incidentes et à la très faible pression du gaz. Le principe du mesureur est ensuite exposé : un gaz léger, l'Hélium, permet de mesurer le rapport d'aspect du faisceau. Un gaz lourd, l'Argon, permet, connaissant le rapport d'aspect du faisceau, de mesurer sa dimension horizontale dans le cas d'un faisceau plat ou sa dimension transverse dans le cas d'un faisceau rond.

Une description générale et qualitative du mesureur est donnée dans le chapitre III.

Le chapitre IV décrit le détecteur utilisé pour la reconnaissance individuelle des ions : un ensemble de galettes de microcanaux. Les propriétés des galettes y sont étudiées en détail.

Le chapitre V présente et discute les deux tests effectués sur l'accélérateur linéaire d'Orsay. Leur but était d'apprendre à faire fonctionner les galettes de microcanaux auprès d'un faisceau de haute énergie, et à détecter des ions dans un bruit de fond important. Plusieurs enseignements tirés de ces tests ont été appliqués pour le mesureur installé à SLAC.

Le chapitre VI présente les résultats des premiers tests du mesureur effectués sur le faisceau du FFTB à SLAC en Août 1993 et donne les premières mesures de dimensions effectuées.

Les performances attendues du mesureur pour les faisceaux plats de $1 \mu m \times 60 nm$ sont présentées au chapitre VII.

Enfin, le chapitre VIII discute les problèmes que la méthode utilisée dans ce mesureur présente dans le cas des faisceaux ultra-plats des collisionneurs de future génération.

CHAPITRE I

LE FFTB

CHAPITRE I

I. LE FFTB

I. 1 Le projet	5
I. 2 L'optique	6
I.2.1 Introduction	6
I.2.2 Les télescopes	8
I.2.3 La chromaticité	9
I.2.4 Les corrections chromatiques	11
I.2.5 Les aberrations résiduelles et limites sur la dimension du point focal . . .	12
I.2.6 Les différentes sections du FFTB	14
I. 3 L'instrumentation	14
I. 4 La nécessité d'un nouveau type de mesureur	16
I.4.1 Les méthodes couramment utilisées et leurs limites	16
I.4.2 Les méthodes développées pour mesurer des dimensions submicroniques .	16

I. LE FFTB

I. 1 Le projet

Le FFTB^[1,7] est un prototype des lignes de focalisation finale des futurs collisionneurs linéaires e^+e^- . Sa construction et sa mise au point à SLAC sont l'objet d'une collaboration qui regroupe une équipe de physiciens et d'ingénieurs venant des cinq continents ce qui en fait une des premières à l'échelle planétaire en physique des hautes énergies*. Cette ligne deviendra ensuite accessible à la communauté de la physique des hautes énergies pour tester les systèmes optiques, l'instrumentation et les techniques développées en vue de la construction d'un collisionneur linéaire.

Les principes de base de l'optique ont été établis par des physiciens des accélérateurs du monde entier et discutés au cours de divers "ateliers" sur les accélérateurs linéaires. Son dessin définitif, le développement des procédures de réglage et l'analyse des tolérances ont été réalisés par des physiciens de KEK, du LAL et de SLAC^[8].

Les aimants de la ligne ont été conçus conjointement par l'INP de Novosibirsk et SLAC et réalisés à Novosibirsk. Quant aux quadrupôles du doublet final, ils furent étudiés par SLAC et KEK et construits au Japon. Le groupe de KEK a de plus construit la table-support de ces quadrupôles, qui corrige les vibrations mécaniques pour obtenir la plus grande stabilité possible.

Il faut également assurer aux aimants de la ligne et à l'instrumentation une très grande précision de positionnement. Deux groupes, à DESY et à SLAC, s'occupent de ce problème.

L'instrumentation est un des points forts du FFTB. Il a fallu dans certains cas améliorer les systèmes développés sur le SLC (c'est par exemple le cas des mesureurs de position du faisceau dans la ligne (Beam Position Monitor ou BPM)) ou développer de nouvelles techniques, comme par exemple pour mesurer la dimension du faisceau au point focal.

Pour cela, deux idées nouvelles sont testées sur le FFTB. La première^[2], basée sur l'interaction entre le faisceau et une cible de gaz, fait l'objet de cette thèse. La seconde^[9], présentée ultérieurement à la collaboration, est basée sur l'interaction du faisceau avec un interféromètre à laser. Ces deux mesureurs utilisent des techniques totalement différentes et les difficultés associées à chacun d'entre eux sont considérables. Il est donc apparu utile de construire et d'implanter les deux mesureurs simultanément, puisse qu'il était possible de le faire sans dégrader les performances de l'optique. Un essai de comparaison entre leurs performances attendues est développé au chapitre VII. Il faut noter qu'il existe une autre idée^[10] en cours de développement à SLAC, basée sur l'interaction du faisceau avec un jet de métal liquide très fin. Les problèmes posés par la création d'un jet stable de

* Le FFTB est une collaboration entre SLAC (Stanford, USA), INP (Novosibirsk, Russie), DESY (Hambourg, Allemagne), MPI (Munich, Allemagne), KEK (Tsukuba, Japon) et le LAL (Orsay)

taille submicronique ne sont pas suffisamment maîtrisés pour que l'on puisse tester cette idée actuellement, mais il est prévu de le faire dans une deuxième phase du FFTB.

I. 2 L'optique

I.2.1 Introduction

Les paramètres du FFTB ont été choisis pour se rapprocher de ceux requis pour un collisionneur linéaire, par exemple le NLC^[11] ou TESLA^[12]. La table I. 1 présente un résumé des paramètres du FFTB, et les compare à ceux du SLC, du NLC et de TESLA.

	SLC	FFTB	NLC	TESLA
Energie par faisceau : (GeV)	50	50	250	250
Nombre d'électrons par paquet : (10^{10})	3	1	0.65	5
Emittance invariante : $\gamma\epsilon_x$ ($mm\ mrad$)	61	30	5	20
Emittance invariante : $\gamma\epsilon_y$ ($mm\ mrad$)	6	3	0.05	1
Fonction betatronique : β_x^* (μm)	6000	3000	10000	24000
Fonction betatronique : β_y^* (μm)	5400	100	100	2000
Facteur de réduction horizontal :	36	70	70	70
Facteur de réduction vertical :	14	380	380	100
Hauteur du faisceau : σ_y^* (nm)	1200	60	3	64
Rapport d'aspect : $R = \frac{\sigma_x^*}{\sigma_y^*}$	2.6 – 2.9	16	100	16
Longueur des paquets : σ_s (μm)	1300	500	100	1000

Table I. 1 : Principaux paramètres du SLC en 1993 et du FFTB, ainsi que ceux proposés pour le NLC et pour TESLA

Le FFTB utilise les faisceaux d'électrons de 50 GeV de l'accélérateur linéaire de SLAC^[13] (cf figure I. 1). Les anneaux d'amortissement conçus pour le SLC peuvent délivrer une émittance invariante verticale $\gamma\epsilon_y = 0.7 \text{ mm mrad}$ quand ils opèrent en modes découplés. L'optique du FFTB pourrait alors théoriquement réduire la dimension verticale à 27 nm, mais en fait l'émittance invariante du faisceau, à l'entrée de la ligne du FFTB, doit être un peu dégradée à la suite du passage dans l'accélérateur.

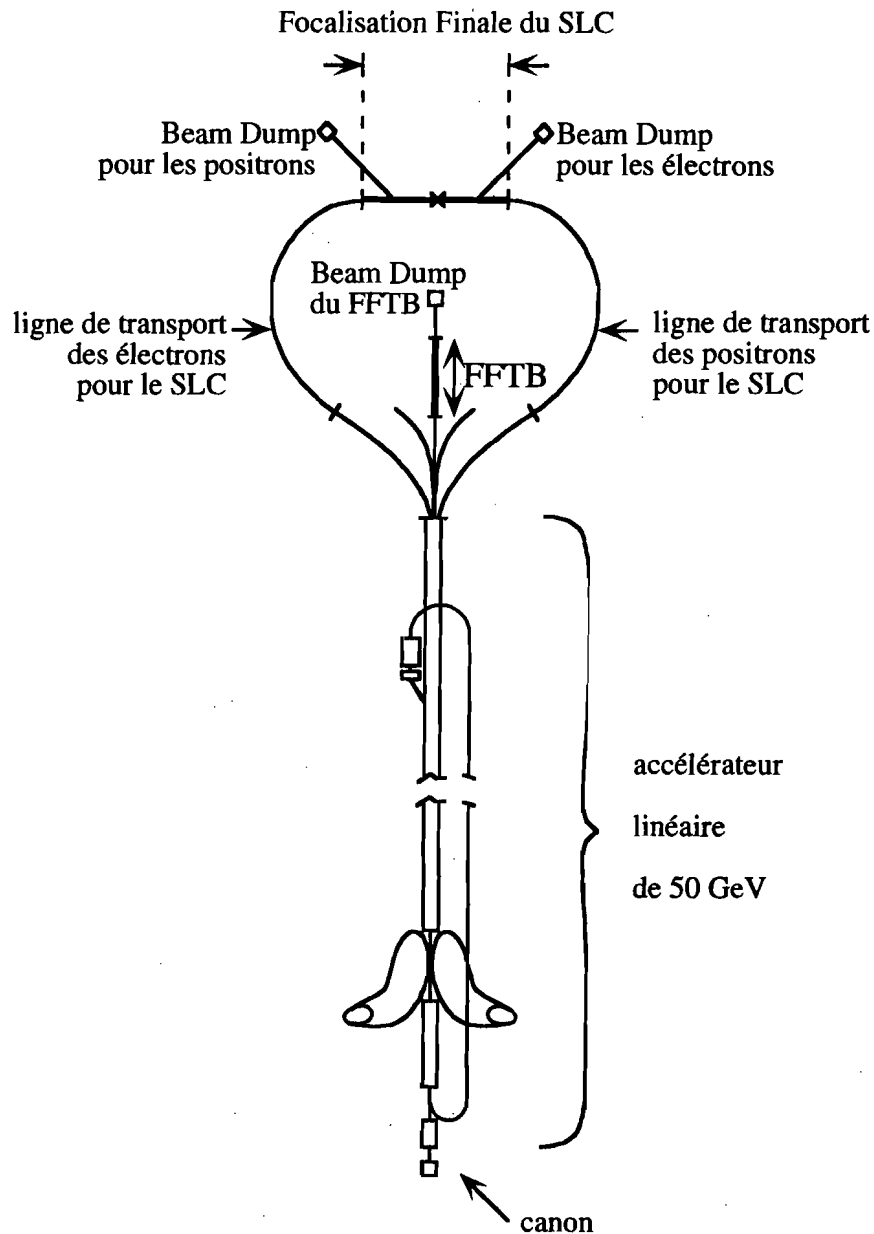


Figure I. 1 : Implantation du Final Focus Test Beam à SLAC

On espère que pour des intensités de 10^{10} particules par paquet, l'accroissement de cette émittance pourra être contrôlé pour rester finalement inférieur à $\gamma\epsilon_y = 3 \text{ mm mrad}$. Cette valeur d'émittance est néanmoins suffisante pour réaliser au point focal un faisceau de 60 nm de haut et $1 \mu\text{m}$ de large.

Il est également possible de créer un faisceau rond jusqu'à $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ en opérant en modes couplés dans les anneaux d'amortissement et en modifiant cinq quadrupôles à l'entrée de la ligne du FFTB. Cette configuration peut être utilisée pour tester l'instrumentation sur des faisceaux relativement "gros", en particulier dans les premiers temps du FFTB, pour calibrer les deux détecteurs avec un mesureur à fil classique.

I.2.2 Les télescopes

Le système de base pour réduire les dimensions d'un faisceau est le télescope (cf figure I. 2). Ce système produit une image avec un facteur de réduction :

$$\frac{1}{M} = \frac{f_0}{f^*} = \left(\frac{\beta_0}{\beta^*} \right)^{1/2}$$

où β_0 et β^* sont les valeurs de la fonction betatronique* à l'entrée et au point focal du télescope. La représentation matricielle unidimensionnelle d'un tel système est :

$$R = \begin{pmatrix} M & 0 \\ 0 & \frac{1}{M} \end{pmatrix}$$

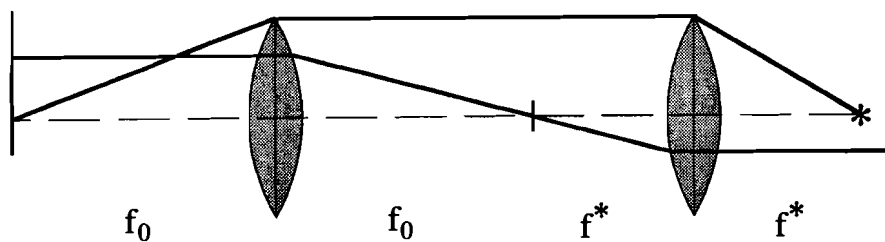


Figure I. 2 : Schéma de principe d'un télescope composé de deux lentilles de distance focale f^* et f_0 . Le grandissement est donné par f^*/f_0

Bien que l'optique de focalisation du FFTB diffère un peu de celle d'un télescope idéal, la matrice de transformation au premier ordre entre la fin de l'accélérateur linéaire et le point focal a cette forme avec $\frac{1}{M_x} \approx 70$ dans le plan horizontal et $\frac{1}{M_y} \approx 380$ dans le plan

* La fonction betatronique est la fonction enveloppe du faisceau

vertical. La matrice du FFTB s'écarte un peu de ce système pour permettre une réduction de la longueur totale de la ligne.

I.2.3 La chromaticité

Pour un faisceau monoénergétique d'émittance ϵ , la dimension σ^* au point focal est donnée par :

$$\sigma^{*2} = \epsilon \beta^*$$

Un faisceau réel ayant une certaine dispersion en énergie $\eta = \delta P/P_0$ traversant des quadrupôles voit ses particules d'énergie différentes focalisées en des endroits différents (cf figure I. 3). Ceci crée une aberration, dite "chromatique", qui élargit la dimension du faisceau au point focal et qu'il faut compenser par d'autres éléments rajoutés dans la ligne.

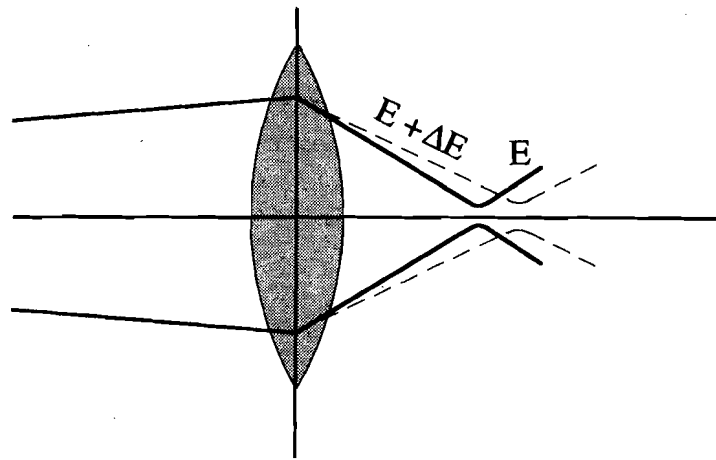


Figure I. 3 : Déplacement longitudinal du point focal avec l'énergie

Pour le télescope considéré précédemment, la dimension σ^* au point focal est ^[14] :

$$\sigma^{*2} = \epsilon \beta^*(\delta) \tag{I-1}$$

où :

$$\beta^*(\delta) = \beta^*(0) + C_2 \frac{\delta^2}{\beta^*(0)} + \dots \tag{I-2}$$

A mesure que la force de focalisation du système augmente, $\beta^*(0)$ diminue. La dimension du faisceau au point focal décroît puis passe par un minimum (cf figure I. 4) après quoi les aberrations chromatiques dominent et le faisceau s'élargit.

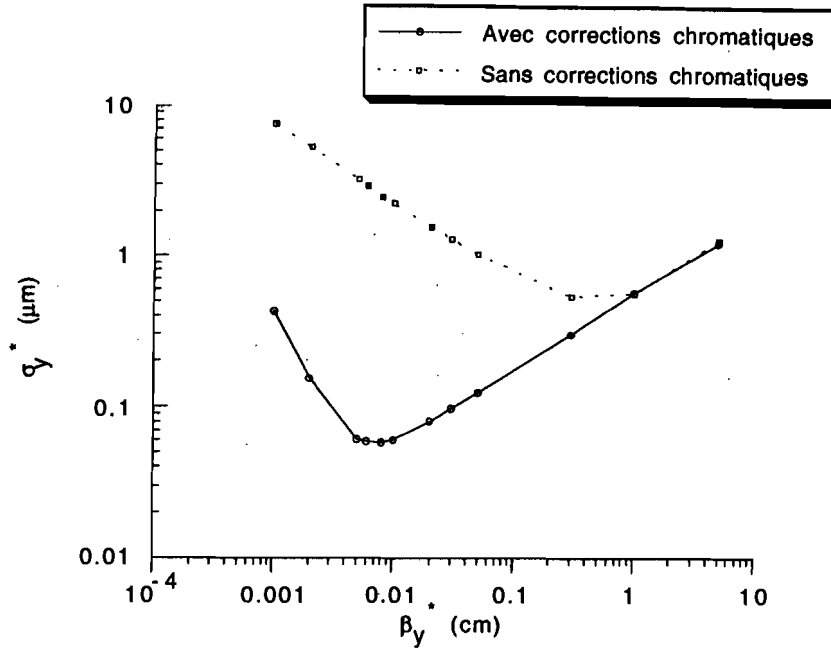


Figure I. 4 : Courbe de performance de l'optique du FFTB. L'effet des corrections chromatiques est représenté par la différence entre les deux courbes. Les aberrations d'ordre supérieur dominant en deçà de $\beta_y^* = 100 \mu\text{m}$

La chromaticité $\xi_{x,y}$ est définie par :

$$\sigma_{x,y}^{*2} = \sigma_{0,x,y}^{*2} (1 + \xi_{x,y}^2 \langle \delta^2 \rangle + \dots) \quad (\text{I} - 3)$$

où $\sigma_0^* = \sqrt{\beta^*(0)} \epsilon$. La contribution des quadrupôles le long de la ligne de l'abscisse s_0 à l'abscisse s_1 est donnée par la formule générale :

$$\xi_{x,y} = \int_{s_0}^{s_1} K(s) \beta_{x,y}(s) ds \quad (\text{I} - 4)$$

où $K(s)$ est la force de focalisation d'un quadrupôle situé à l'abscisse s . $\xi_{x,y}$ mesure l'importance des aberrations chromatiques introduites entre s_0 et s_1 .

La plus forte contribution (jusqu'à 90 %) provient du doublet final où les fonctions β sont très larges ($\approx 20 \text{ km}$) et la force de focalisation des quadrupôles très grande (le champ dans les quadrupôles finaux est de 1.4 T).

La conséquence des équations I-1 à I-4 est un accroissement de la dimension du faisceau au point focal à moins que la chromaticité totale de la ligne, c'est-à-dire le terme C_2 dans l'équation I-2, puisse être réduite à zéro. Les aberrations chromatiques du troisième ordre

et au delà, ainsi que les aberrations géométriques, limitent alors les performances de la ligne.

I.2.4 Les corrections chromatiques

La méthode utilisée sur le FFTB pour corriger les aberrations chromatiques consiste à introduire des hexapôles dans une région où les aimants de courbure produisent une dispersion.

Un hexapôle est équivalent à un quadrupôle dont la force de focalisation varie avec la distance par rapport à l'axe. A la sortie d'un aimant de courbure, seuls les électrons ayant l'énergie nominale se retrouvent sur l'orbite de référence. Ceux ayant un écart d'énergie δP par rapport à l'énergie nominale sont déplacés dans le plan transverse par rapport à l'axe de référence. En plaçant un hexapôle à cet endroit, les électrons décalés de δx par rapport à l'axe seront d'autant plus focalisés que δx est grand, c'est-à-dire que leur écart d'énergie est élevé. Par ailleurs, les électrons situés sur l'axe ne subissent aucune déflexion. *Placer un hexapôle à la sortie d'un aimant de courbure revient donc à focaliser les particules avec une force proportionnelle à leur écart d'énergie.*

La force intégrée des hexapôles k_h , la dispersion η et la fonction β_h au niveau des hexapôles peuvent être ajustées de manière à ce que la chromaticité ξ_s induite au niveau de l'hexapôle :

$$\xi_h = k_h \eta \beta_h \quad (\text{I} - 5)$$

soit exactement l'opposée de celle ξ_q produite par les derniers quadrupôles. A l'aide d'un hexapôle décalé en phase de π avec les derniers quadrupôles, on peut ainsi annuler totalement au premier ordre la chromaticité totale de la ligne.

Un hexapôle introduit également des aberrations géométriques du deuxième ordre qui pourraient dominer la dimension au point focal. On annule ces aberrations en insérant non pas un seul hexapôle, mais un doublet séparé par une transformation $-I^*$. Les aberrations géométriques du second ordre s'annulent alors à cause de la parité de l'impulsion qu'elles donnent aux électrons dans les deux hexapôles, tandis que les chromaticités induites s'ajoutent. *Enfinement, en introduisant deux hexapôles, décalés de π en phase l'un par rapport à l'autre et les deux par rapport au doublet final, on annule la chromaticité générée au point focal par les derniers quadrupôles, sans introduire d'aberrations géométriques.*

Il faut corriger la chromaticité non seulement dans le plan vertical (où la dimension ultime est $\sigma_{y_{min}}^* = 60 \text{ nm}$), mais également dans le plan horizontal ($\sigma_{x_{min}}^* = 1 \mu\text{m}$) car on souhaite contrôler précisément le rapport d'aspect $R = \frac{\sigma_x}{\sigma_y}$ au point focal et la dimension horizontale est suffisamment petite pour être sensible aux aberrations. Le FFTB comporte deux sections de correction chromatique, une pour chaque plan, de façon à ce que la chromaticité soit corrigée séparément dans chaque plan.

* Une transformation $-I$ correspond à une avance de phase π avec un grandissement 1.

Pour obtenir une chromaticité donnée, on cherche toujours à minimiser k_h . Donc la valeur β_h de la fonction betatronique est forcément élevée. Ceci implique de très sévères tolérances sur l'alignement des hexapôles car un décentrage du faisceau dans le deuxième hexapôle de la paire induit un terme octupolaire proportionnel à β_h . Par exemple, les tolérances sont de $3.5 \mu m$ pour les hexapôles de la section de correction chromatique horizontale et $0.9 \mu m$ pour ceux de la section de correction chromatique verticale*.

Ce principe, qui a historiquement été introduit pour la correction du second ordre par K. Brown et R. Serwanckx^[15], est la base de la correction chromatique pour tous les systèmes de focalisation finale et a déjà été testé avec succès sur le SLC bien que, pour des raisons de place, les sections de correction chromatique verticale et horizontale soient entrelacées au SLC, tandis qu'elles sont séparées au FFTB. Ce principe requiert l'introduction d'hexapôles et d'aimants de courbure pour générer la dispersion qui en retour créent des aberrations d'ordre supérieur qui limitent les performances ultimes du FFTB.

I.2.5 Les aberrations résiduelles et les limites sur la dimension du point focal

Il reste deux contributions principales des aberrations du troisième ordre à la dimension du faisceau au point focal créé par la méthode décrite ci-dessus. La première provient de la longueur des hexapôles. L'accroissement relatif de la dimension au point focal est donné par^[8] :

$$\Delta_h^2 = \frac{\Delta\sigma_y^{*2}}{\sigma_y^{*2}} = \frac{5}{12} k_h^4 l_h^2 \epsilon_y^2 \beta_y^4$$

où k_h est la force intégrée de l'hexapôle. Dans le cas des hexapôles de correction chromatique verticale du FFTB, ceci correspond à un accroissement de la tache au point focal de 3 %.

Le deuxième effet provient de la nécessité de produire une dispersion dans les hexapôles pour corriger la chromaticité. Cette dispersion est créée par des aimants de longueur l_b qui donnent au faisceau une courbure θ_b . En passant au travers, le faisceau subit des fluctuations d'énergie par rayonnement synchrotronique et donc la chromaticité ξ_h induite par les hexapôles ne peut annuler rigoureusement la chromaticité ξ_q produite au niveau des quadrupôles finaux. On obtient alors un accroissement relatif de la dimension du faisceau au point focal donné par^[8] :

$$\Delta_b^2 = \frac{\Delta\sigma_y^{*2}}{\sigma_y^{*2}} = \frac{55}{32\pi\sqrt{3}} r_e \lambda_e \gamma^5 \frac{\theta_b^3}{l_b^2} \xi_y^2$$

* Ces tolérances sont des tolérances dynamiques : une fois que le faisceau est centré dans l'hexapôle, celui-ci ne doit pas bouger de plus que $0.9 \mu m$ pour la section de correction chromatique verticale, sous peine de provoquer un grossissement de la dimension verticale du faisceau au point focal de 2 %. L'alignement initial de la ligne n'a pas besoin d'être aussi précis.

où r_e et λ_e sont respectivement le rayon classique et la longueur d'onde Compton de l'électron. Avec les paramètres du FFTB, cela correspond à un accroissement de la tache au point focal de 3 %.

L'optique optimale^[16], qui minimise ces deux effets, a lieu pour un certain jeu de paramètres l_b et θ_b , mais n'est pas compatible avec le souhait de placer la totalité des sections de correction chromatique en dehors du Research Yard (cf figure I. 5) (où les mouvements du sol dus aux changements thermiques diurnes sont plus importants). Finalement, un compromis est obtenu avec $l_b = 5.25 \text{ m}$ et $\theta_b = 7.4 \text{ mrad}$, ce qui donne une augmentation de la dimension au point focal de 6 % dans le plan vertical. La même optimisation est faite pour le plan horizontal, mais n'a pas d'effets sur la dimension verticale tant que les deux plans restent découplés. Des simulations, incluant les pertes par rayonnement synchrotronique, montrent que la dimension verticale finale est d'environ 60 nm .

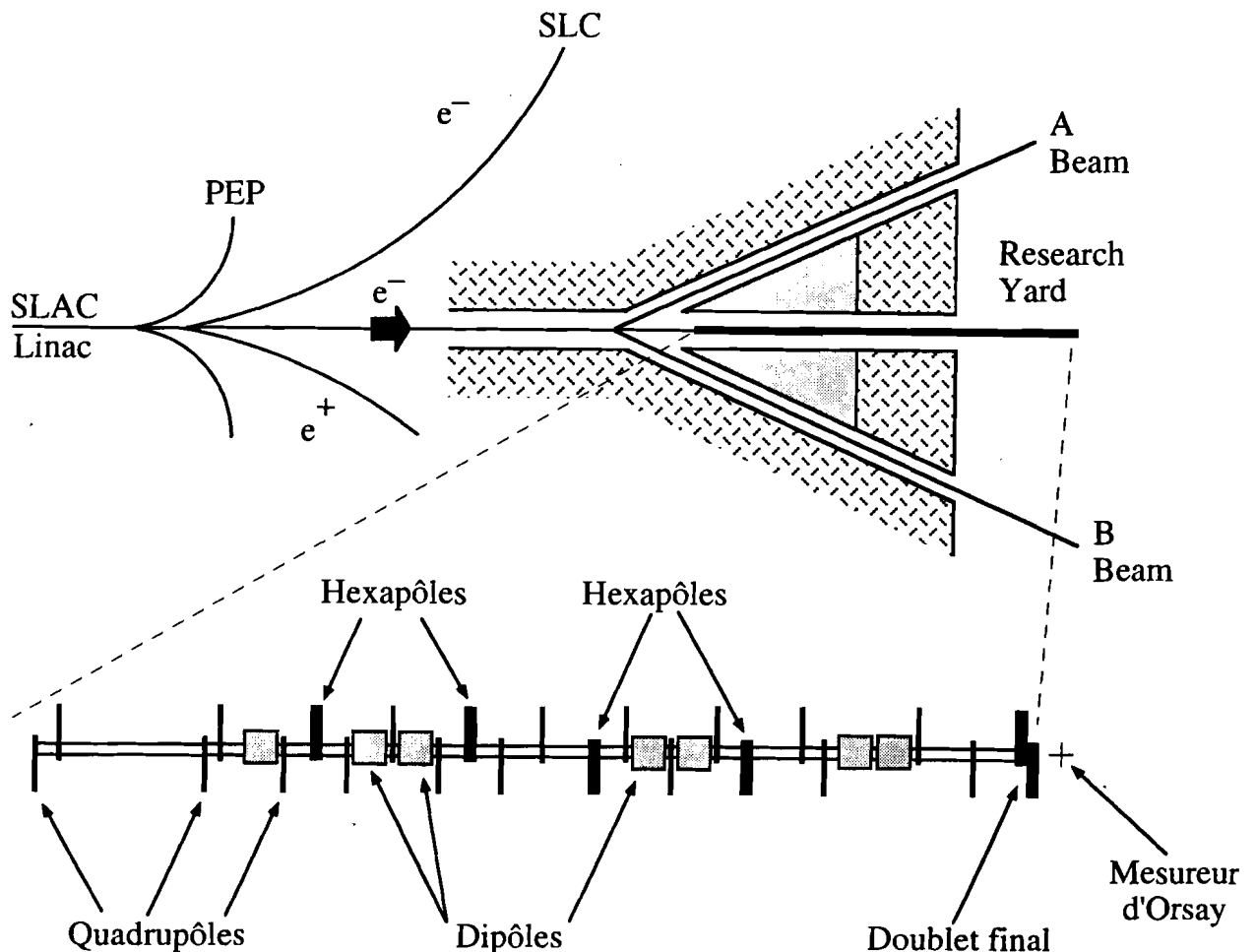


Figure I. 5 : Schéma général du FFTB

Un dernier effet est l'effet Oide : en passant au travers du doublet final, les électrons perdent de l'énergie par rayonnement synchrotronique et leur focalisation est augmentée. La dispersion de cette perte augmente la dimension au point focal. Cet effet, négligeable au FFTB, est en fait une limitation pour les futurs systèmes de focalisation finale.

I.2.6 Les différentes sections du FFTB

Schématiquement, l'optique du FFTB se compose de cinq blocs (cf figure I. 6). En suivant la ligne depuis la fin de l'accélérateur linéaire jusqu'au point focal, on trouve successivement la section de " β -matching" (BM) qui sert à adapter le faisceau venant de l'accélérateur à la ligne du FFTB, la section de correction chromatique horizontale (CCSX), une section de " β -exchange" (BX), la section de correction chromatique verticale (CCSY) et enfin le doublet de focalisation finale (FT).

Enfin, la ligne se prolonge après le point focal par quelques quadrupôles qui servent à reprendre le faisceau en contrôlant sa divergence et par un ensemble d'aimants permanents qui courbent la trajectoire du faisceau vers le sol. Ces aimants sont là pour des raisons de sécurité, mais leur polarité fixée interdit d'injecter des positrons dans le FFTB. Ce cas n'est néanmoins pas d'un grand intérêt pour le FFTB, car l'optique qu'on veut tester est indépendante du signe de la charge du faisceau. Un seul faisceau suffit, contrairement au cas d'un collisionneur. La réponse du mesureur dans le cas d'un faisceau de positrons est traitée en Annexe C.

I. 3 L'instrumentation

L'instrumentation est un des points forts du FFTB. Certains systèmes ont été dérivés de systèmes fonctionnant déjà (en particulier sur le SLC), comme par exemple les mesureurs de dimension du faisceau utilisés lorsque ce dernier n'est pas trop focalisé (cf paragraphe suivant) et le système d'alignement par faisceau laser.

Les mesureurs de position du faisceau (*Beam Position Monitor* ou BPM) sont basés sur le même principe que ceux utilisés sur le SLC, mais leur résolution a été considérablement améliorée par un groupe de physiciens et d'ingénieurs de SLAC, du LAL et de KEK. Ils ont été conçus pour atteindre une résolution de $1 \mu m$ d'un paquet sur l'autre. Ils sont constitués de quatre électrodes "pick up", fixées au centre de chaque quadrupôle. Le faisceau génère sur chacune d'elles un signal bipolaire, qui est d'autant plus fort que le faisceau est proche de cette électrode. En soustrayant les signaux de deux électrodes diamétralement opposées, on obtient une mesure de la position du centre de gravité du paquet d'électrons. Des résultats préliminaires semblent indiquer que la résolution souhaitée de $1 \mu m$ à 10^{10} électrons par paquet est atteinte.

Afin de pouvoir contrôler le centrage du faisceau dans les lentilles magnétiques, le FFTB dispose de "magnet movers", développés conjointement par SLAC et le Max Planck Institute de Munich. Ils sont situés sous chaque quadrupôle et sous chaque hexapôle. Ils sont

capables de déplacer ces éléments magnétiques dans les deux plans transverses de $\pm 2 \text{ mm}$ avec des pas de $0.3 \mu\text{m}$. Ceci donne au FFTB une flexibilité unique pour les réglages.

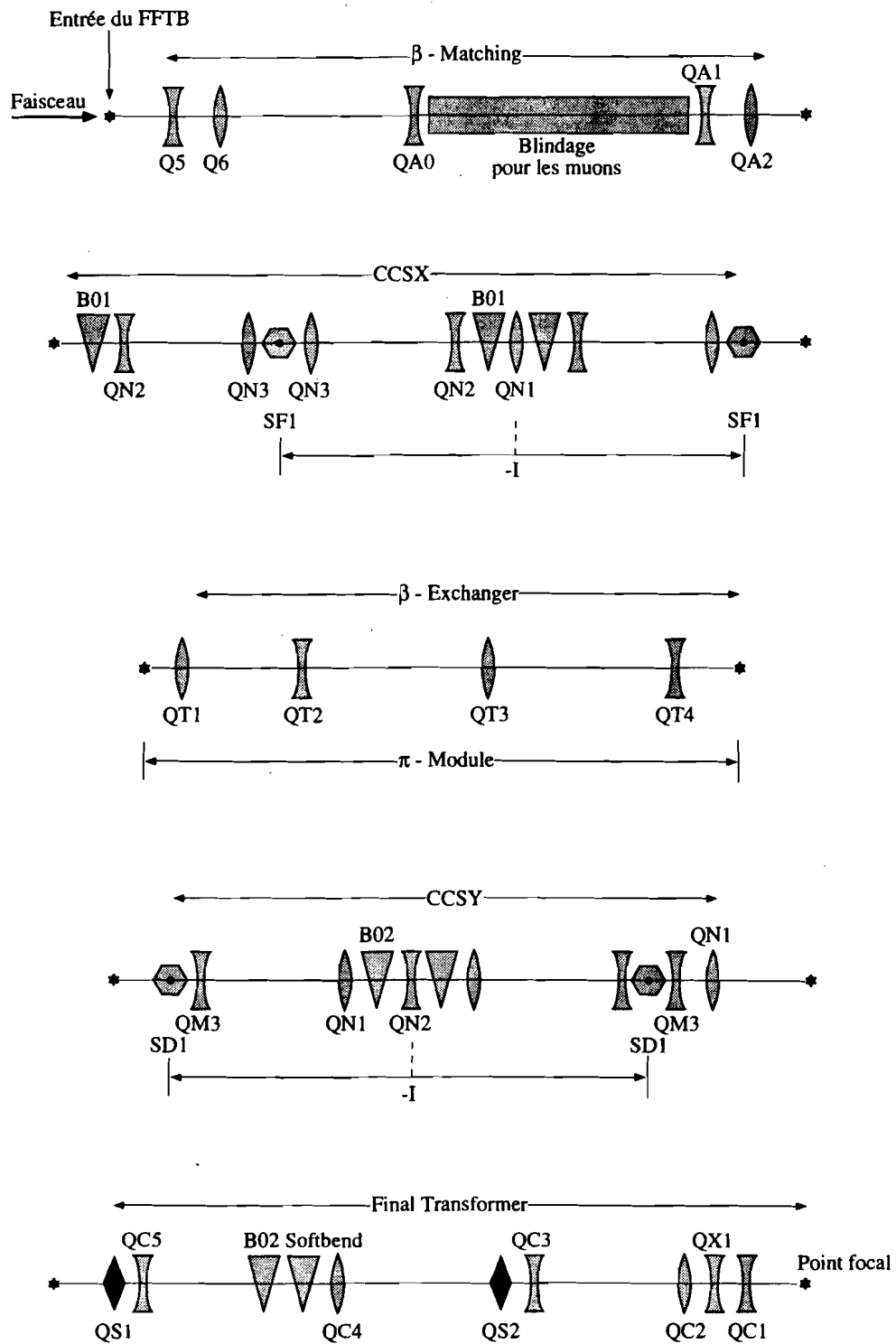


Figure I. 6 : Les différentes sections de l'optique du FFTB

Pour pouvoir corriger les mouvements relatifs des éléments les uns par rapport aux autres à des fréquences inférieures à 1 Hz , le FFTB dispose d'un système de "fils tendus" développé à DESY. Les fils jouent le rôle de référence pour mesurer les mouvements. Un courant HF y circule et des capteurs fonctionnant sur le principe des BPM, installés sur chaque lentille magnétique, permettent une mesure du déplacement de cet élément au cours du temps.

Cette ligne est reliée au système de coordonnées de l'accélérateur par le système laser standard à SLAC. Il consiste en une source laser située au début de l'accélérateur. A certains endroits, une lentille de Fresnel est interposée sur le chemin du laser et les déformations au cours du temps de l'image de diffraction obtenue fournissent une information sur le mouvement relatif du faisceau laser et de la lentille. Ce faisceau laser est le système de référence de tout l'accélérateur.

I. 4 La nécessité d'un nouveau type de mesureur

I.4.1 Les méthodes couramment utilisées et leurs limites

Pour mesurer la dimension d'un faisceau d'électrons, on utilise généralement l'interaction entre le faisceau et un simple fil de carbone ou de tungstène. Ce mesureur à fil mobile (*wire scanner*), est déplacé par rapport au faisceau et produit par rayonnement de freinage un flux de photons dont l'intensité est la convolution de la forme du fil par la densité des électrons dans le faisceau. Connaissant la première, on remonte ainsi à la dimension du paquet d'électrons. Les deux mesureurs à fil WS6A et WS6B situés de part et d'autres du mesureur d'Orsay sont faits avec des fils de carbone (celui-ci tolère sans rupture des densités d'électrons environ sept fois plus fortes que le tungstène^[17]).

On peut également mesurer le courant d'émission secondaire dans le fil. Cette méthode est en particulier utilisée pour l'analyseur d'énergie de la ligne du FFTB, où la proximité du "dump" ne permet pas la détection du rayonnement de freinage.

Il n'y a quasiment pas de limite supérieure à cette méthode : on peut ainsi mesurer des faisceaux faisant jusqu'à 2 mm . Par contre, lorsque la densité transverse des électrons dans le faisceau devient très grande (faisceau très petit ou intensité trop forte), l'énergie perdue par le faisceau dans le fil provoque un échauffement du fil qui peut le détruire. La limite pratique correspond à un faisceau de $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ avec 10^{10} particules par paquet^[17].

I.4.2 Les méthodes développées pour mesurer des dimensions submicroniques

On peut éventuellement remplacer le fil solide par un fil de métal liquide, formant un jet analogue aux jets d'encre de certaines imprimantes^[10] : le matériau est détruit par l'interaction avec le faisceau, mais il est remplacé par une autre portion du jet quand le paquet suivant arrive. Cette idée très prometteuse qui a l'avantage de la compacité est

en cours de développement à SLAC avec un alliage de InGaSn, liquide à température ambiante. Une des difficultés de la méthode est la haute purification du liquide à obtenir afin d'éviter que l'orifice qui permet l'écoulement du métal ne se bouche. Un jet de $0.8 \mu m$, stable pendant quelques heures, a déjà été produit. Des études sont en cours actuellement pour résoudre ces problèmes et le but est d'aboutir à la construction d'un mesureur qui serait installé sur le FFTB.

On peut également faire interagir le faisceau d'électrons avec un faisceau laser. Le flux de photons rétrodiffusés par effet Compton est proportionnel à la convolution de la densité des électrons et des photons des deux faisceaux.

En déplaçant, comme pour un mesureur à fil, le faisceau d'électrons au travers du faisceau laser, on obtient donc le profil transverse du faisceau.

Des études sont en cours à SLAC actuellement^[18] pour étudier la faisabilité d'un tel mesureur, à la fois pour le SLC et pour le FFTB. Cependant, à cause de la diffraction du faisceau, il n'est pas possible de focaliser le faisceau laser sur des dimensions plus petites que le micron, mais son développement permettrait pour le FFTB d'avoir une méthode sûre pour calibrer jusque vers $1 \mu m$ les deux mesureurs d'un type nouveau développés sur cette ligne.

Le mesureur Laser-Compton développé par KEK pour le FFTB^[9] utilise lui une figure d'interférences au point focal au travers de laquelle le faisceau est déplacé transversalement. Le taux de photons rétrodiffusés varie avec la position du faisceau par rapport aux raies de la figure d'interférence. La mesure de cette modulation fournit la dimension du faisceau dans la direction orthogonale aux raies. Une comparaison entre ce mesureur et celui qui fait l'objet de cette thèse est développé au chapitre VII.

Enfin, on peut citer^[19] une dernière idée pour mesurer des dimensions de faisceau sub-microniques : elle consiste à utiliser le rayonnement de freinage émis par le bord d'une feuille métallique mince pour mesurer les dimensions transverses du faisceau.

Quatre mesureurs de dimensions transverses du faisceau sont donc installés à proximité du point focal du FFTB, comme indiqué sur la figure I. 7 : le mesureur d'Orsay, le mesureur Laser-Compton et deux mesureurs à fil. Si le faisceau se déplace dans le dernier quadrupôle QC1, il se déplace également au premier ordre de la même quantité au niveau du point focal. C'est la raison pour laquelle le mesureur Laser-Compton est fixé à QC1 car il est sensible à la position du faisceau. Le mesureur d'Orsay est situé juste en aval car on verra au chapitre VII que sa mesure est indépendante de la position du faisceau. Le mesureur à fil WS6A, situé entre le mesureur d'Orsay et le Laser-Compton, est équipé de fils de carbone de $4 \mu m$ de diamètre pour calibrer les deux mesureurs jusque vers $2 \mu m$, tandis que WS6B, en aval du mesureur d'Orsay, sert à mesurer la divergence du faisceau.

Lorsque la fonction enveloppe β^* au point focal est de l'ordre ou inférieur à $1 cm$, la dimension du faisceau grandit très vite quand on s'en éloigne au delà de quelques cen-

timètres. Elle devient entièrement dominée par la divergence du faisceau. La mesure de la dimension au point focal nécessite donc d'amener celui-ci à l'aplomb du mesureur qu'on souhaite utiliser. Les calculs d'optique montrent que le point focal peut être déplacé entre le mesureur Laser-Compton et celui d'Orsay sans que les dimensions varient de plus de 10 à 20 %.

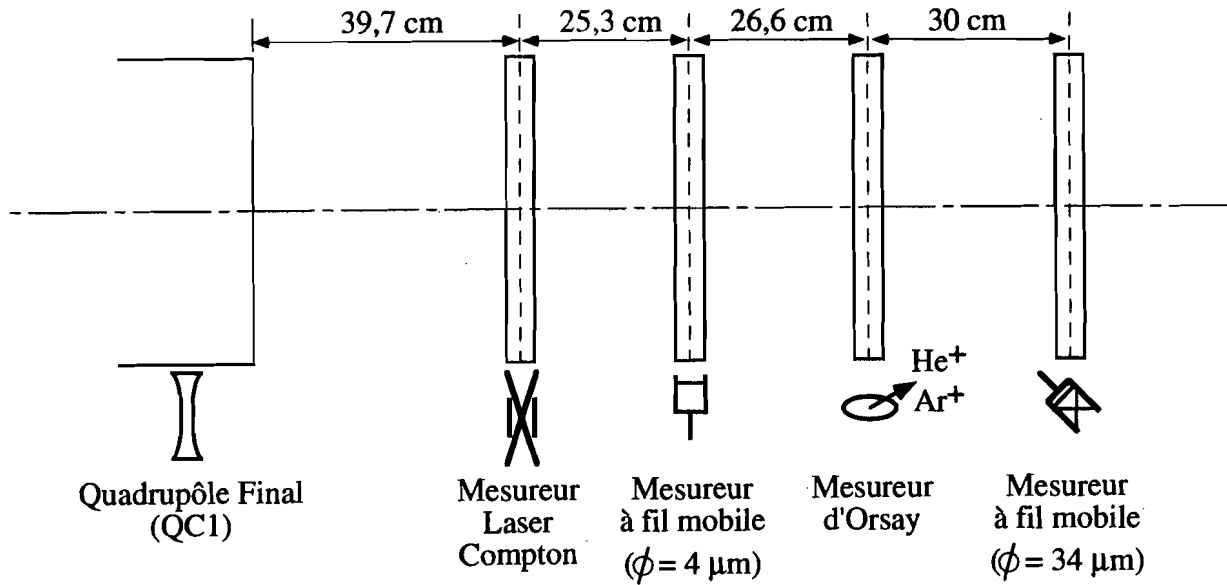


Figure I. 7 : Implantation des divers mesureurs dans la région du point focal du FFTB

CHAPITRE II

LE PRINCIPE DU MESUREUR

CHAPITRE II

II. LE PRINCIPE DU MESUREUR

II. 1 L'ionisation	21
II.1.1 Les sections efficaces différentielles	21
II.1.1.1 Ionisation résonante	21
II.1.1.2 Ionisation Rutherford	24
II.1.2 Les paramètres d'impact	24
II.1.3 L'effet de la longueur de cohérence des photons	25
II.1.4 L'ionisation multiple et les sections efficaces	28
II.1.5 La saturation de l'ionisation	29
II. 2 Les champs de charge d'espace	31
II.2.1 Le champ électrique d'un faisceau rond	34
II.2.2 Le champ électrique d'un faisceau plat	34
II.2.3 Le champ électrique à grande distance du centre du faisceau	35
II.2.4 Le champ électrique du FFTB	36
II.2.5 La force magnétique	36
II.2.5.1 Sur les ions	36
II.2.5.2 Sur les électrons émis par l'ionisation	37
II. 3 Le cas d'un ion lourd	37
II.3.1 L'effet de σ_x à R constant	38
II.3.2 Le mouvement des ions Ar^+ pendant le passage du faisceau	41
II.3.3 Le taux d'ionisation multiple	41
II.3.4 L'effet de la charge N_e du paquet d'électrons	43
II.3.5 L'effet de la longueur σ_z du paquet d'électrons	45
II. 4 Le cas d'un ion léger	45
II.4.1 Le mouvement de l'ion dans le puits de potentiel du paquet d'électrons	45
II.4.1.1 Quelques exemples	49
II.4.2 L'effet de R à σ_x constant	49
II.4.3 La corrélation du rapport d'aspect et du temps de vol	53
II.4.4 L'effet de la charge N_e du paquet d'électrons	53
II.4.5 L'effet de la longueur σ_z du paquet d'électrons	54
II.4.6 Le cas des ions Ar^+ et Ar^{2+}	54
II. 5 La séparation des ions multichargés	55
II. 6 Le cas des faisceaux de plusieurs microns	55

II. LE PRINCIPE DU MESUREUR

La méthode originale développée pour ce mesureur reprend les idées initiales de J. Rees^[3] et C. Prescott^[4] pour les faisceaux ronds (à l'époque) du SLC et a été étendue aux faisceaux plats du FFTB par J. Buon^[5] et P. Chen^[6]. En passant au travers d'une cible de gaz de basse densité, le faisceau d'électrons crée des ions. L'information sur les dimensions transverses du faisceau résulte de l'impulsion qui est donnée à ces ions par le champ de charge d'espace du paquet d'électrons, dont les caractéristiques dépendent des dimensions.

Un ion est créé dans l'interaction d'un électron avec un atome de gaz. Pour des densités d'électrons dans le faisceau supérieures à celle du FFTB, on serait confronté à un autre phénomène : l'ionisation du gaz par le champ de charge d'espace du faisceau. Ce cas est traité au chapitre VIII. Le présent chapitre se situe dans des conditions voisines de celles du FFTB ($\sigma_x \geq 1 \mu m$, $\sigma_y \geq 0.06 \mu m$ et $N_e \simeq 10^{10}$ électrons).

Ce chapitre théorique traite tout d'abord du mécanisme d'ionisation par des électrons ultrarelativistes, puis étudie les champs de charges d'espace et enfin montre comment extraire les dimensions du faisceau grâce aux propriétés de l'impulsion qu'il transmet aux ions.

II. 1 L'ionisation

Il n'existe aucune donnée expérimentale sur l'ionisation d'une cible de gaz de basse densité par un faisceau d'électrons de 50 GeV. Le champ électromagnétique des électrons à cette énergie est presque totalement transverse. Il est donc voisin, dans ces propriétés, du champ d'une onde lumineuse. On peut donc relier les sections efficaces d'ionisation à de telles énergies aux données existant sur les sections efficaces de photoionisation^[20] par la méthode des photons quasi-réels.

II.1.1 Les sections efficaces différentielles

La section efficace d'ionisation est dans notre cas la somme de deux contributions : une section efficace d'interaction résonante avec l'atome et une section efficace d'interaction ponctuelle avec les électrons atomiques.

II.1.1.1 Ionisation résonante

L'ionisation résonante résulte de l'excitation par l'électron incident d'un électron atomique à sa fréquence d'oscillation autour du noyau.

Dans l'approximation de Born, l'ionisation d'un atome par un électron relativiste résulte de l'échange entre l'électron et l'atome d'un photon virtuel d'énergie ω et d'impul-

sion \mathbf{q} . L'invariant relativiste d'un tel système est donné par :

$$-q^2 = -\frac{\omega^2}{c^2} + q_{\parallel}^2 + q_{\perp}^2 \quad (\text{II} - 1)$$

L'impulsion longitudinale q_{\parallel} du photon est reliée à son énergie ω par le fait que l'électron incident est réel avant la diffusion et le reste après :

$$\begin{cases} E_e^2 - \mathbf{P}_e^2 c^2 = m^2 c^4 \\ (E_e - \omega)^2 - (\mathbf{P}_e - \mathbf{q})^2 c^2 = m^2 c^4 \end{cases} \quad (\text{II} - 2)$$

soit :

$$\frac{\omega}{c^2} (\omega - 2E_e) = q^2 - 2P_e q_{\parallel}$$

Avec les approximations $\omega \ll E_e$ et $q \ll P_e$, on a :

$$q_{\parallel} = \frac{E_e}{P_e} \frac{\omega}{c^2} = \frac{\omega}{\beta c} \quad (\text{II} - 3)$$

L'invariant relativiste donné par l'équation (II - 1) devient alors :

$$-q^2 = \frac{\omega^2}{\beta^2 \gamma^2 c^2} + q_{\perp}^2$$

Comme $-q^2$ est très petit, on peut utiliser l'approximation des photons quasi-réels. La densité du flux de photons qui accompagnent un faisceau d'électrons ultrarelativiste est donnée par^[20] :

$$\frac{d^2 n}{d\omega dq_{\perp}^2} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} \frac{q_{\perp}^2}{\left(q_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{\beta^2 \gamma^2 c^2} \right)^2} \quad (\text{II} - 4)$$

qui peut être écrit comme :

$$\frac{d^2 n}{d\omega dq_{\perp}} = \frac{2\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} \frac{q_{\perp}^3}{\left(q_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{\beta^2 \gamma^2 c^2} \right)^2} \quad (\text{II} - 5)$$

Cette densité de photons décroît comme $1/q_{\perp}$ pour des grandes valeurs de q_{\perp} . Son maximum est obtenu pour $q_{\perp} = \frac{\omega}{\beta \gamma c}$ et correspond à l'angle caractéristique de l'émission

des photons $\theta = 1/\gamma$. En dessous de ce maximum, la densité décroît rapidement comme q_{\perp}^3 . On peut donc considérer qu'il y a une coupure basse $q_{\perp min}^{(0)}$:

$$q_{\perp min}^{(0)} \simeq \frac{\omega}{\beta\gamma c} \quad (\text{II} - 6)$$

qui s'annule à la limite des hautes énergies.

L'intégration sur q_{\perp} fournit :

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{2\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} \int_0^{q_{\perp max}} \frac{q_{\perp}^3}{\left(q_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{\beta^2\gamma^2 c^2}\right)^2} dq_{\perp}$$

Après calculs, on obtient :

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} \left[\text{Ln} \left(1 + \beta^2\gamma^2 c^2 \frac{q_{\perp max}^2}{\omega^2} \right) - \frac{1}{1 + \frac{\omega^2}{\beta^2\gamma^2 c^2 q_{\perp max}^2}} \right] \quad (\text{II} - 7)$$

Cette expression diverge pour les grandes valeurs de q_{\perp} . Toutefois, la divergence n'est que logarithmique. Ceci permet (dans les limites d'application de la méthode) d'obtenir le résultat à l'approximation logarithmique. On obtient ainsi la densité spectrale des photons virtuels :

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} \text{Ln} \left(\beta^2\gamma^2 c^2 \frac{q_{\perp max}^2}{\omega^2} \right) \quad (\text{II} - 8)$$

L'impulsion transverse maximale $q_{\perp max}$ est de l'ordre de celle que prendrait un électron libre placé dans un puits de potentiel de profondeur ω_i :

$$q_{\perp max} \simeq \sqrt{2m_e c^2 (\omega - \omega_i)}$$

où ω_i représente l'énergie d'ionisation de l'atome, soit :

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} \text{Ln} \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\omega} \frac{\omega - \omega_i}{\omega} \right)$$

que l'on peut approcher par :

$$\frac{dn}{d\omega} \simeq \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} \text{Ln} \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\omega} \right) \quad (\text{II} - 9)$$

Finalement, la section efficace d'ionisation est le produit de la densité de photons quasi-réels qui accompagnent le faisceau par la section efficace de photoionisation $\sigma_\gamma(\omega)$. On obtient alors :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{\sigma_\gamma(\omega)}{\omega} \text{Ln} \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\omega} \right) \quad (\text{II} - 10)$$

Cette formule reproduit bien^[21] la section efficace de l'ionisation résonante à l'approximation ultrarelativiste. En particulier, elle reproduit la croissance logarithmique avec l'énergie de l'électron incident à cause du comportement de $q_{\perp \min}^{(0)}$ qui introduit dans cette formule la seule dépendance avec l'énergie. Elle n'indique aucune limitation sur la distance de formation des photons échangés. On verra plus loin que cette section efficace est en fait limitée par la longueur de cohérence des photons et que cette formule doit être légèrement modifiée dans le cas du FFTB.

II.1.1.2 Ionisation Rutherford

L'ionisation Rutherford résulte d'une interaction à courte distance entre l'électron incident et l'électron atomique qui est immédiatement éjecté. Le transfert d'énergie est élevé et on peut alors ignorer la liaison de l'électron dans l'atome.

A haute énergie, l'ionisation Rutherford ponctuelle a une section efficace bien moins importante que l'ionisation de type résonant. La section efficace différentielle de l'ionisation Rutherford est donnée pour chaque électron libre par^[22] :

$$\frac{d\sigma_R}{d\omega} = 2 \pi r_e^2 \frac{m_e c^2}{\omega^2} \quad (\text{II} - 11)$$

On en déduit la section efficace d'ionisation Rutherford σ_R qui peut s'exprimer en fonction de la section efficace Thomson $\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \simeq 0.665 \text{ b}$ par :

$$\sigma_R = \frac{3}{4} \sigma_{Th} \frac{m_e c^2}{\beta^2} \int_{\omega_i}^{\omega_{max}} \frac{d\omega}{\omega^2} \quad (\text{II} - 12)$$

où * ω_i est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome

* ω_{max} est l'énergie maximale emportée par le photon (50 GeV)

II.1.2 Les paramètres d'impact

La croissance logarithmique de la section efficace résonante avec l'énergie peut aussi être interprétée par l'augmentation du paramètre d'impact dans l'interaction à distance entre l'électron et l'atome. En effet, l'échange d'une impulsion transverse q_\perp correspond à un paramètre d'impact b grossièrement relié à q_\perp par la relation d'incertitude :

$$b \simeq \frac{\hbar}{q_\perp} \quad (\text{II} - 13)$$

La coupure basse sur l'impulsion transverse $q_{\perp_{min}}^{(0)}$ est ainsi reliée à une valeur maximum du paramètre d'impact b_{max} :

$$b_{max} \simeq \beta \gamma \frac{\hbar c}{\omega} \quad (\text{II} - 14)$$

qui augmente linéairement avec l'énergie de l'électron. Pour des énergies de l'ordre de 50 GeV, le paramètre d'impact maximum est de l'ordre de 1 mm (cf table II. 1). La coupure haute $q_{\perp_{max}}$ sur l'impulsion transférée correspond à un paramètre d'impact minimum b_{min} de l'ordre du rayon atomique.

	He	Ar
$b_{max}^{(0)}$	0.67 mm	1 mm

Table II. 1 : Paramètres d'impact maximum sans tenir compte de la longueur de cohérence des photons

Un calcul quantique^[23,24] montre que pour des paramètres d'impact bien plus grands que b_{min} , la densité spatiale des photons s'écrit :

$$\frac{dn}{db} \simeq \frac{b_{max}}{b} K_1^2 \left(\frac{b}{b_{max}} \right) \quad (\text{II} - 15)$$

où K_1 est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 1. Dans un large intervalle, où les paramètres d'impact b sont tels que $b_{min} \ll b \ll b_{max}$, la relation II-15 peut être approchée par une loi en $1/b$.

A cause de la très faible densité de la cible de gaz, l'effet d'écran des autres atomes est négligeable et il n'y a pas de plateau de Landau dans la section efficace d'ionisation. Un électron peut ioniser un atome distant de 1 mm, mais ceci est en fait limité par la longueur de cohérence des photons.

II.1.3 L'effet de la longueur de cohérence des photons

Dans l'approximation des photons quasi-réels, il faut un certain temps au photon échangé pour aller de l'électron incident à l'atome. Ce temps de propagation correspond (cf figure II. 1) à une distance de vol b de l'électron. On peut évaluer l'ordre de grandeur

de cette distance en considérant que dans le système de référence où l'électron incident est au repos, le temps de vol τ^* du photon sur cette distance b est :

$$\tau^* = \frac{b}{c}$$

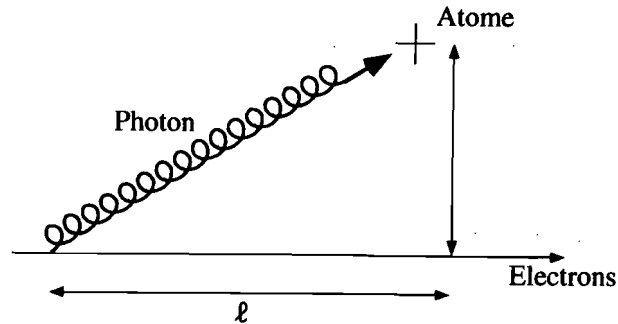


Figure II. 1 : Distance de vol du photon

Dans le système du laboratoire, ce temps est dilaté par le facteur de Lorentz γ et la distance de vol devient :

$$l = \gamma c \tau^* = \gamma b$$

On peut dire de manière équivalente que l'onde lumineuse associée à l'électron est quasi-plane et donc que les photons virtuels ne peuvent se propager transversalement très loin. Un photon allant jusqu'à la distance b nécessite une longueur de formation $l = \gamma b$ à cause de la dilatation relativiste. Cette longueur de formation est la longueur de cohérence des photons.

Si l'on considère que l'électron a une trajectoire rectiligne, la distance de vol maximum associée au paramètre d'impact maximum est :

$$l_{max} \simeq \gamma b_{max} = \beta \gamma^2 \frac{\hbar c}{\omega} \quad (\text{II} - 16)$$

Pour des paramètres d'impact de l'ordre de 1 mm (cf table II. 1) et une énergie de 50 GeV , la distance de vol maximale est de l'ordre de 100 m . Néanmoins, cette distance ne peut pas être plus grande que la distance à la dernière courbure sur la trajectoire de l'électron, quand celle-ci est largement supérieure à l'angle caractéristique d'émission des photons $1/\gamma$. Dans notre cas, cette distance peut être assimilée à la distance $l^* = 92 \text{ cm}$ du dernier quadrupôle QC1.

Cette longueur de vol maximum l^* impose en retour un paramètre d'impact maximum plus petit que précédemment. La distance de vol du photon quasi-réel peut être

évaluée plus précisément en prenant en compte sa petite masse. Dans le référentiel du laboratoire, l'angle d'émission du photon est :

$$\theta = \frac{q_{\perp}}{q_{\parallel}} = \frac{q_{\perp}c}{\omega} \quad (\text{II} - 17)$$

En prenant $b \simeq \frac{\hbar}{q_{\perp}}$, la distance de vol est :

$$l = \frac{b}{\theta} \simeq \frac{\hbar\omega}{q_{\perp}^2 c} \quad (\text{II} - 18)$$

La coupure due à la longueur de cohérence maximale l^* est donnée par :

$$q_{\perp \min} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\omega \hbar c}{l^*}}$$

soit :

$$b_{\max} = \sqrt{\frac{l^* \hbar c}{\omega}} \quad (\text{II} - 19)$$

Les paramètres d'impact maximum sont donc réduits (cf table II. 2) si l'on tient compte de la longueur de cohérence des photons.

	He	Ar
$b_{\max}^{(1)}$	60 μm	70 μm

Table II. 2 : Paramètres d'impact maximum en tenant compte de la longueur de cohérence des photons

Parrallèlement, la section efficace d'ionisation résonante donnée par l'équation II-10 est réduite et donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{\sigma_{\gamma}(\omega)}{\omega} L_n \left(\frac{4\pi l^*}{\lambda_c} \right) \quad (\text{II} - 20)$$

où $\lambda_c = \frac{h}{m_e c}$ est la longueur d'onde Compton.

Au lieu d'une croissance logarithmique, on a un plateau de saturation analogue au plateau de Landau.

II.1.4 L'ionisation multiple et les sections efficaces

Dans le cas du FFTB, des ions multichargés peuvent être produits par ionisations successives du même atome. Cet effet peut être important à cause de la forte densité du faisceau d'électrons et des grandes valeurs des sections efficaces de simple ionisation, plus spécialement pour l'Argon.

On peut également créer des ions multichargés au cours d'une seule interaction électron-atome qui arrache deux électrons et laisse un ion doublement chargé. Une telle interaction a une section efficace beaucoup plus faible que les sections efficaces d'ionisation simple (spécialement pour l'Hélium).

En utilisant la même méthode que précédemment, les sections efficaces d'ionisation d'ions chargés sont reliées aux sections efficaces de photoionisation par la relation :

$$\sigma_{tot}(k \rightarrow k') = \frac{\alpha}{\pi} Ln \left(\frac{4\pi l^*}{\lambda_c} \right) \int_{\omega_k}^{\infty} \frac{\sigma_{\gamma}(k \rightarrow k')}{\omega} d\omega + \sigma_R \quad (\text{II} - 21)$$

où * $\sigma_{\gamma}(k \rightarrow k')$ est la section efficace de photoionisation d'un atome (ou d'un ion) d'un état de charge k vers un état de charge k'

* $\lambda_c = \frac{h}{m_e c}$ est la longueur d'onde Compton

* ω_k est le seuil de photoionisation de l'état de charge k

* σ_R est la contribution de la section efficace Rutherford

Après calculs (détaillés dans l'Annexe A), on trouve les résultats présentés dans la table II. 3.

$\sigma_{tot}(\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+) = 2.06 \text{ Mb}$	$\sigma_{tot}(\text{He} \rightarrow \text{He}^+) = 0.302 \text{ Mb}$
$\sigma_{tot}(\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^{2+}) = 0.016 \text{ Mb}$	$\sigma_{tot}(\text{He} \rightarrow \text{He}^{2+}) \simeq 440 \text{ b}$
$\sigma_{tot}(\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}^{2+}) \simeq 1.26 \text{ Mb}$	$\sigma_{tot}(\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{2+}) \simeq 0.048 \text{ Mb}$
$\sigma_{tot}(\text{Ar}^{2+} \rightarrow \text{Ar}^{3+}) \simeq 0.57 \text{ Mb}$	

Table II. 3 : Sections efficaces totales d'ionisation calculées pour le faisceau de 50 GeV du FFTB. Les calculs sont détaillés dans l'Annexe A.

Les faibles valeurs des sections efficaces pour l'Hélium s'expliquent par son potentiel d'ionisation élevé. Les quatre sections efficaces calculées pour les atomes neutres sont basées sur des résultats expérimentaux de mesure de sections efficaces de photo-ionisation. Le calcul de la section efficace d'ionisation de l'ion hydrogénoïde He^+ est un calcul exact. Par contre, les calculs des sections efficaces d'ionisation des ions Ar^+ et Ar^{2+} sont basés sur des théories relativement complexes de l'ionisation, jamais vérifiées sur le plan expérimental jusqu'à ce jour.

A partir de ces valeurs de section efficace, la table II. 4 présente le nombre d'ions créés par cm par le faisceau ($N_e = 10^{10}$ électrons) sur une cible de gaz de pression $P = 10^{-6}$ Torr, sans tenir compte des éventuelles ionisations successives qui peuvent avoir lieu pendant le passage du faisceau. Ceci ne concerne que les processus d'ionisation primaire. Le faible nombre d'ions He^{2+} créés et la petite section efficace d'ionisation des ions He^+ permet de totalement négliger la production des ions He^{2+} .

	Ar^+	Ar^{2+}	He^+	He^{2+}
$N_{ions} (cm^{-1})$	40000	400	5000	10

Table II. 4 : Nombre d'ions créés par cm par le faisceau ($N_e = 10^{10}$ électrons) sur une cible de gaz de pression $P = 10^{-6}$ Torr

II.1.5 La saturation de l'ionisation

La densité des électrons dans le paquet peut devenir très élevée (jusqu'à $10^{20}/cm^3$). On atteint alors un régime de saturation où une fraction importante du gaz est ionisée : le nombre d'ions n'est plus proportionnel à l'intensité du faisceau. Néanmoins, cet effet est atténué par le paramètre d'impact qui étend dans le plan transverse la zone d'ionisation.

Le nombre N_i d'ions produits par cm sur une cible de gaz de densité n_g est donné en l'absence de saturation par :

$$N_i = N_e n_g \sigma \quad (\text{II} - 22)$$

en fonction du nombre d'électrons N_e et de la section efficace σ . N_i est alors indépendant de la section S du faisceau. Néanmoins, sans tenir compte du paramètre d'impact, ce nombre d'ions N_i est limité par le nombre $N_{i_{max}}$ d'atomes présents dans la section du gaz interceptée par le faisceau. Ce nombre maximum décroît lorsque les dimensions du

faisceau diminuent. On atteint un régime de saturation lorsque ces deux nombres N_i et $N_{i_{max}}$ sont égaux.

En régime de saturation, le nombre d'ions produits devient proportionnel à la section du faisceau. On pourrait ainsi imaginer mesurer le produit $\sigma_x \sigma_y$ des dimensions transverses^[25]. Néanmoins, la queue de la distribution des paramètres d'impact ($b_{max} \gg \sigma_{x,y}$) fait que cette saturation est réduite car une part importante des ions est créée à l'extérieur du paquet d'électrons (cf figure II. 2). Par exemple, dans le cas d'un faisceau de dimensions transverses $1 \mu m \times 60 nm$, 10 % des ions He^+ sont créés à plus de $3\sigma_x$ du centre selon la direction horizontale, et 20 % à plus de $3\sigma_y$ selon la direction verticale. La différence de comportement selon les deux axes vient du fait que le terme dû au paramètre d'impact est une constante qui ne dépend pas des dimensions du faisceau.

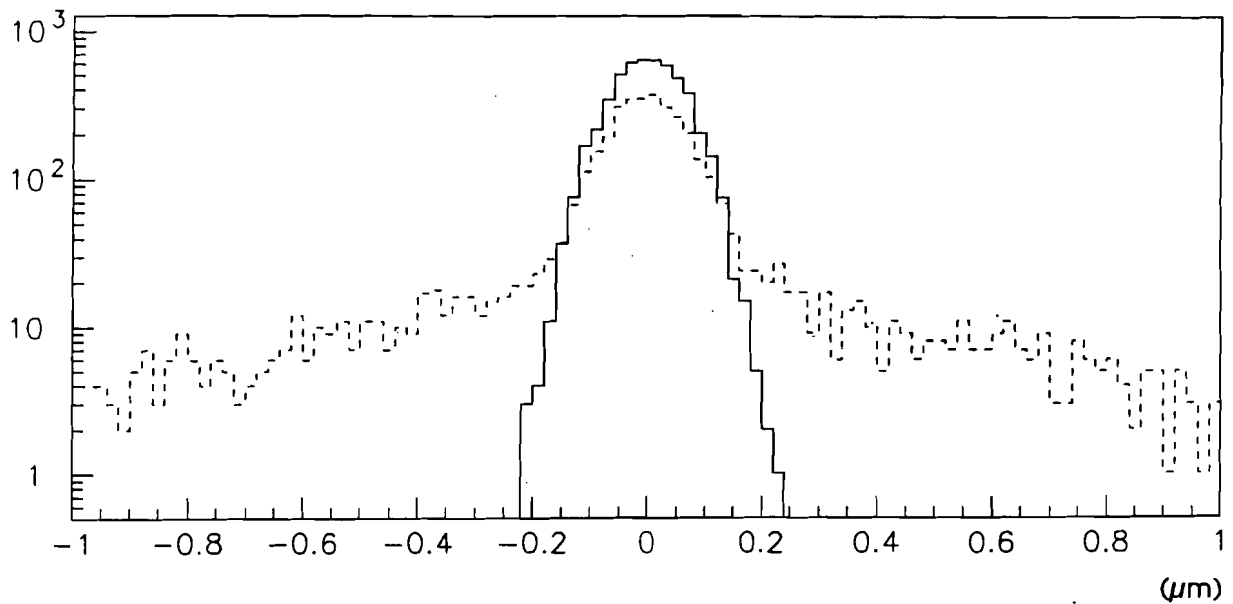


Figure II. 2 : Distribution verticale des ions He^+ créés par un faisceau plat, pour deux valeurs du paramètre d'impact maximum $b_{max} = 60 \mu m$ (pointillé) et $b_{max} = 0.6 nm$ (trait plein) ($\sigma_x = 1 \mu m$, $\sigma_y = 60 nm$, $\sigma_z = 0.5 mm$ et $N_e = 10^{10}$)

La figure II. 3 représente la réduction de la saturation due au paramètre d'impact pour l'Argon : on observe une saturation, mais son effet est très atténué par le paramètre d'impact. C'est la raison pour laquelle cette méthode de mesure de la section transversale du faisceau a été abandonnée : elle est trop peu sensible aux variations des dimensions du faisceau.

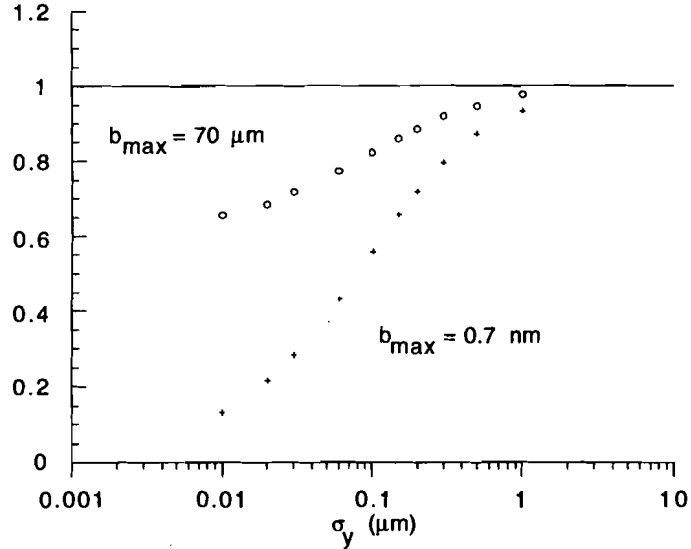


Figure II. 3 : Nombre d'ions Ar^+ créés par cm sur une cible de densité n_g et normalisé au nombre N_i défini dans le texte, en fonction de la dimension verticale σ_y ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ électrons). Les deux courbes correspondent à deux valeurs du paramètre d'impact maximum $b_{\text{max}} = 70 \mu\text{m}$ et $b_{\text{max}} = 0.7 \text{ nm}$

La figure II. 4 présente l'effet de la saturation sur l'instant de création des ions : pour des faisceaux où la saturation est négligeable, les ions sont créés aussi bien par la tête que par la queue du paquet d'électrons ; à mesure que la section du faisceau diminue, les ions sont de plus en plus créés par la tête du paquet d'électrons car il y a beaucoup moins d'atomes à ioniser après le passage de la tête. Cette saturation débute au centre du paquet car la densité n_g y est la plus forte.

II. 2 Les champs de charge d'espace

Le champ de charge d'espace d'un paquet d'électrons est attractif pour les ions positifs créés par le faisceau d'électrons*. Il constitue un puits de potentiel dans lequel les ions sont capturés pendant le passage du faisceau et au sein duquel ils peuvent osciller.

A des énergies de l'ordre de 50 GeV , le champ de charge d'espace est principalement transverse à la direction de propagation du paquet d'électrons à cause de la contraction de Lorentz et son intensité varie longitudinalement comme celle des électrons dans le paquet. Il suffit donc de connaître sa variation dans un plan transverse.

* Le cas d'un faisceau de positrons est traité en Annexe C. Cette étude n'est qu'académique dans le cas du FFTB, car la présence d'aimants permanents à la fin de la ligne interdit d'y envoyer des positrons. Toute la suite du chapitre suppose un faisceau d'électrons.

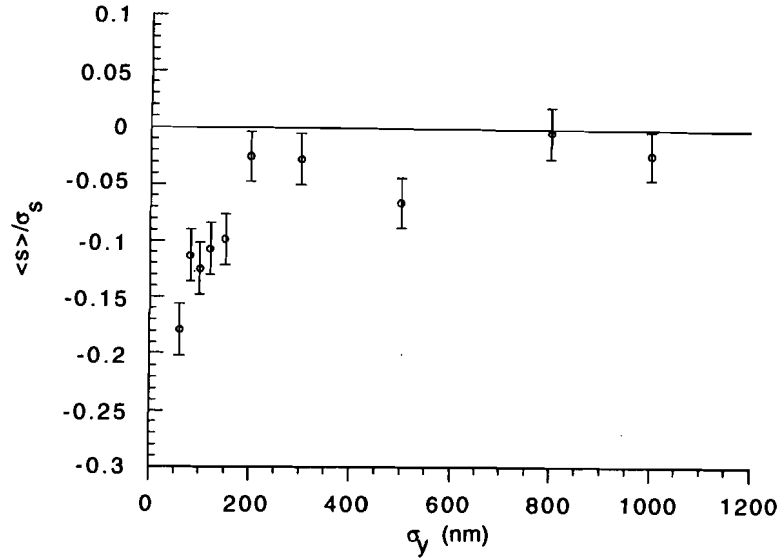


Figure II. 4 : Instant moyen de création des ions par le paquet d'électrons en fonction de la dimension verticale σ_y ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ électrons). Les valeurs négatives de $s = ct$ correspondent à la tête du paquet d'électrons

Le champ électrique est nul au centre du paquet et croît linéairement au voisinage du centre avec la distance sur les deux axes transverses X et Y . A des distances grandes devant les dimensions du faisceau σ_x et σ_y , le champ est celui d'une ligne de charge. Il décroît en suivant une loi en $1/r$ proportionnelle à la densité linéaire de charges et indépendante des dimensions du faisceau*. Entre les deux, il passe par un maximum E_m .

La valeur E_m du champ électrique maximum est importante à deux titres. D'une part elle détermine la valeur maximale de l'impulsion transmise aux ions. D'autre part, si elle est supérieure à un seuil E_t , elle conduit à un nouveau mode d'ionisation : l'ionisation par effet tunnel. Le paragraphe II. 1 ne prend en compte que l'ionisation par les électrons du faisceau considérés individuellement. Mais lorsque le champ de charge d'espace du faisceau devient du même ordre que le champ attractif du noyau vu par les électrons atomiques, la barrière de potentiel pour sortir de l'atome est abaissée et ceux-ci peuvent s'échapper par effet tunnel. Au delà d'une certaine valeur E_t du champ électrique créé par le faisceau, ce mécanisme d'ionisation devient prédominant. Ceci est une limitation de notre mesureur car tous les atomes du gaz sont ionisés jusqu'à une distance telle que le champ soit égal au seuil de l'effet tunnel, c'est-à-dire en dehors du faisceau dans une région où le champ n'est plus sensible à ses dimensions. Le cas de tels champs intenses est traité au chapitre VIII.

* A cause de la dilatation des longueurs, celle du paquet d'électrons paraît multipliée par le facteur relativiste γ . Par passage dans le référentiel du laboratoire, le champ électrique transverse est lui multiplié par γ . Finalement, il apparaît comme indépendant des dimensions du faisceau.

La figure II. 5 résume la variation du champ électrique sur les deux axes transverses X et Y du paquet d'électrons pour différents rapports d'aspect $R = \frac{\sigma_x}{\sigma_y}$.

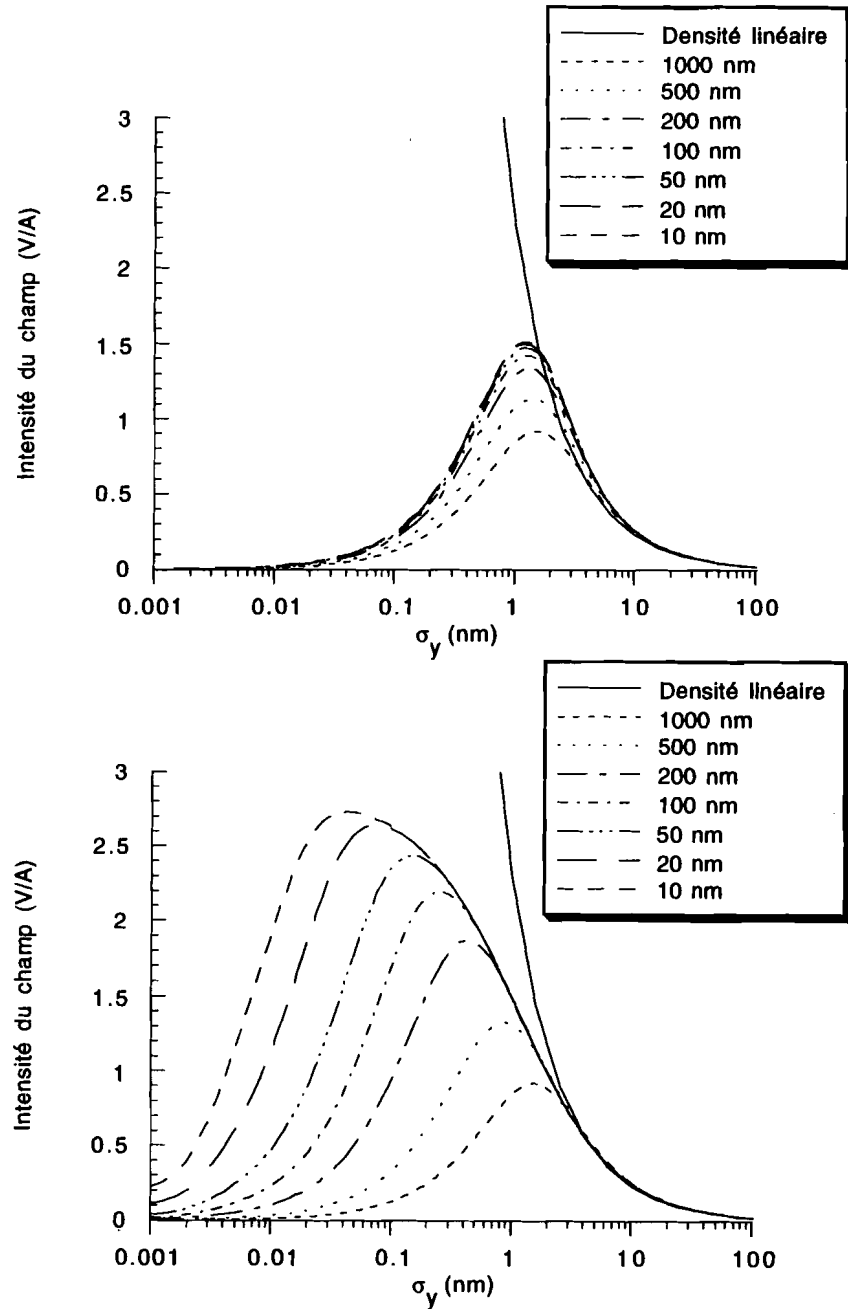


Figure II. 5 : Variation du champ électrique de charge d'espace créé dans le plan médian par un faisceau gaussien en fonction de la dimension verticale σ_y ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ électrons)

II.2.1 Le champ électrique d'un faisceau rond

Pour un faisceau "rond" de N_e électrons dont la densité est gaussienne et à symétrie cylindrique, le champ électrique E_r est radial et donné à un instant t par :

$$eE_r = 2 N_e r_e m_e c^2 \phi(z, t) \frac{1 - e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}}{r} \quad (\text{II} - 23)$$

à une distance r du centre du paquet et à une position longitudinale z . L'écart-type σ de la densité gaussienne est une mesure de la dimension transverse du faisceau. La densité longitudinale $\phi(z, t)$ des électrons dans le paquet à l'abscisse z et à l'instant t est considérée comme gaussienne :

$$\phi(z, t) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(z - ct)^2}{2\sigma_z^2}} \quad (\text{II} - 24)$$

Le champ électrique maximum à une position z donnée :

$$eE_{r_{max}} = 2 N_e r_e m_e c^2 \phi(z, t) \frac{0.638}{\sqrt{2} \sigma} \quad (\text{II} - 25)$$

est atteint à une distance $r = 1.58 \sigma$ du centre du paquet.

II.2.2 Le champ électrique d'un faisceau plat

Dans le cas d'un faisceau plat de rapport d'aspect R , le champ électrique a évidemment des composantes différentes sur les deux axes transverses. Pour des valeurs élevées de R , il atteint son maximum sur les axes X et Y en x_m et y_m respectivement tels que^[6] :

$$\begin{cases} x_m \simeq \left(1.307 + \frac{0.394}{R} \right) \sigma_x \\ y_m \simeq \left(\sqrt{2 \ln(R)} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{R} \right) \sigma_y \end{cases} \quad (\text{II} - 26)$$

Ces expressions de x_m et y_m , valides au premier ordre en $1/R$ pour des faisceaux plats, restent vraies à 15 % près pour un faisceau rond ($R = 1$).

On obtient ainsi les valeurs du champ électrique maximum en fonction du rapport d'aspect :

$$\begin{cases} eE_{x_m}(t) = 2N_e r_e m_e c^2 \phi(z, t) \frac{1.082}{\sqrt{2}\sigma_x} \left(1 - \frac{0.726}{R} \right) \\ eE_{y_m}(t) = 2N_e r_e m_e c^2 \phi(z, t) \frac{1.772}{\sqrt{2}\sigma_x} \left\{ 1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2R} \left[\sqrt{\ln(R)} + \frac{1}{\sqrt{\ln(R)}} \left(\frac{2}{\pi} + \frac{1}{2} \right) \right] \right\} \end{cases} \quad (\text{II} - 27)$$

Ces deux expressions sont asymptotiquement indépendantes de R , et leurs valeurs asymptotiques diffèrent par un facteur $E_{x_{max}}/E_{y_{max}} = 0.610$. Ceci indique que dans le cas d'un faisceau plat, le champ électrique sature et devient indépendant du rapport d'aspect, ce qui est en accord avec le champ créé par une distribution plane au voisinage de laquelle le champ est proportionnel à la densité superficielle d'électrons mais indépendant de l'épaisseur de la distribution. Ces variations des champs électriques maximum E_{x_m} et E_{y_m} sont résumées sur la figure II. 6.

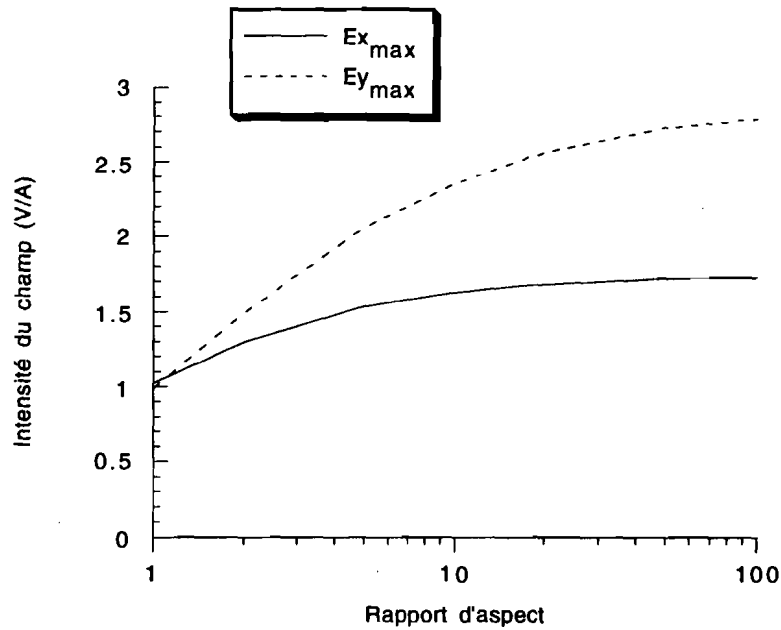


Figure II. 6 : Variation des champ électriques maximum $E_{x_{max}}$ et $E_{y_{max}}$ en fonction du rapport d'aspect R ($\sigma_x = 1 \mu m$, $\sigma_z = 0.5 mm$ et $N_e = 10^{10}$)

II.2.3 Le champ électrique à grande distance du centre du faisceau

Si la distance r à l'axe du faisceau est très supérieure aux dimensions σ_x et σ_y du paquet, la section transverse du faisceau ne joue plus et le champ est celui d'une densité linéaire $\lambda = \frac{N_e}{\sqrt{2\pi} \sigma_z}$ sur une droite. On a :

$$E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$

soit :

$$eE = \frac{2 N_e r_e m_e c^2}{\sqrt{2\pi} \sigma_z} \frac{1}{r} \quad (\text{II} - 28)$$

II.2.4 Le champ électrique du FFTB

Dans le cas du FFTB ($N_e = 10^{10}$ électrons par paquet, $\sigma_x = 1 \mu m$ et $R \leq 16$), le champ électrique maximum sur l'axe horizontal croît de $1 V/\text{\AA}$ pour un faisceau rond à $1.7 V/\text{\AA}$ pour un faisceau plat et sur l'axe vertical à $2.58 V/\text{\AA}$ pour un faisceau plat (cf figure II. 7). Ces valeurs de champ de charge d'espace sont exceptionnellement élevées. A titre d'exemple, le champ de charge d'espace maximum atteint au LEP* est de $0.010 V/\text{\AA}$, et de $0.001 V/\text{\AA}$ pour le LHC. De telles intensités ne se rencontrent que dans les lasers. Un champ de $2.5 V/\text{\AA}$ correspond à un laser d'intensité $1.7 \cdot 10^{18} W/m^2$.

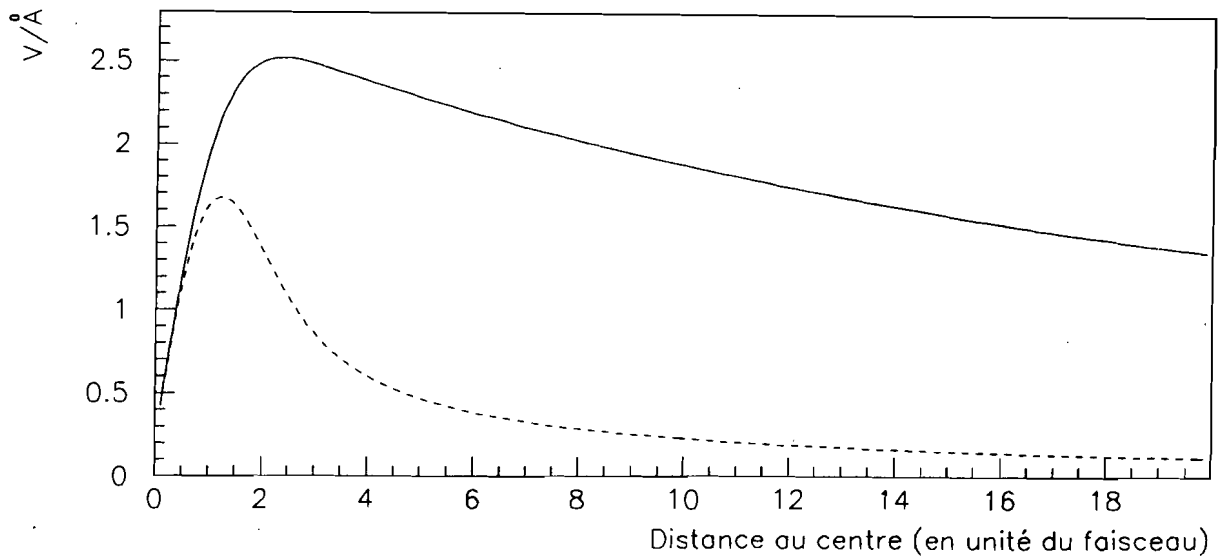


Figure II. 7 : Champ électrique de charge d'espace type créé par le faisceau du FFTB ($\sigma_x = 1 \mu m$, $\sigma_y = 60 nm$, $\sigma_z = 0.5 mm$ et $N_e = 10^{10}$)

Au FFTB, le champ reste inférieur au seuil d'ionisation par effet tunnel, mais ce seuil serait largement dépassé si on doublait la population des paquets (cf chapitre VIII).

II.2.5 La force magnétique

II.2.5.1 Sur les ions

Sous l'action du champ de charge d'espace, les ions acquièrent une vitesse dans le plan transverse. La force magnétique leur donne alors une composante longitudinale proportionnelle à la composante transverse v_{\perp} de leur vitesse. L'écart angulaire $\delta\alpha$ par

* A partir des chiffres extraits de "Review of Particle Properties (Juin 1990).

rapport à la direction transverse est donné par^[26] :

$$\delta\alpha \simeq \frac{v_{\perp}/c}{2\sqrt{1-v_{\perp}^2/c^2}} \quad (\text{II} - 29)$$

Comme v_{\perp} est de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} fois la vitesse de la lumière, la composante longitudinale de la vitesse des ions est un effet négligeable.

II.2.5.2 Sur les électrons émis par l'ionisation

Les électrons éjectés des atomes au cours de l'ionisation sont accélérés par le champ électrique du faisceau à des vitesses proches de la vitesse de la lumière ($\beta_{max} \simeq 0.3$ pour un faisceau de $1 \mu m \times 1 \mu m$). L'influence du champ magnétique sur leur trajectoire n'est donc pas négligeable dans leur cas : ils se retrouvent courbés vers l'arrière du paquet de 10° pour un faisceau de $1 \mu m \times 1 \mu m$ à 20° pour $1 \mu m \times 60 nm$, avec $N_e = 10^{10}$ électrons.

Cet écart est suffisant pour les empêcher d'atteindre le détecteur. C'est pourquoi, dans toute l'analyse qui va suivre, on n'aura pas à considérer les électrons.

II. 3 Le cas d'un ion lourd

On ne considère ici que le cas des ions Argon, qui, pour les paramètres du FFTB, sont suffisamment lourds pour peu se déplacer pendant le passage du faisceau, en dépit de sa force attractive.

Un ion Ar^+ créé par le faisceau subit l'influence du champ de charge d'espace du paquet. On a vu au paragraphe précédent que ce champ était exclusivement transverse et que l'impulsion transmise à l'ion l'était également. Cette impulsion dépend de la position transverse de création de l'ion : puisqu'ils restent immobiles pendant le passage des électrons, les ions créés au centre du paquet recevront une impulsion beaucoup plus faible que ceux créés sur les bords du paquet. L'impulsion transmise dépend également de l'instant de création puisque les ions ne seront influencés que par les électrons qui passeront après. Le spectre de vitesse des ions créés par le faisceau s'étend donc logiquement de 0 (pour les ions créés soit au centre du paquet, soit très loin du centre ou encore par la queue du paquet) jusqu'à une valeur maximum (cf figure II. 8) qui correspond aux ions créés par la tête du paquet à une position transverse où l'intégrale du champ de charge d'espace le long du faisceau est maximum.

Le spectre de vitesse est obtenu en mesurant pour chaque ion détecté son temps de vol pour aller du faisceau jusqu'au détecteur. L'histogramme du temps de vol doit présenter un minimum τ_{min} correspondant à la vitesse maximale, donc au champ maximum. Ce champ est lui même proportionnel à la densité des électrons dans le paquet, et à N_e constant, il est proportionnel à $1/\sigma$ pour un faisceau rond et à $1/\sigma_x$ pour un

faisceau plat ($\sigma_x > \sigma_y$) (cf formule II-27). Il en résulte que dans tous les cas, le temps de vol minimum des ions est proportionnel à σ_x , pour un rapport d'aspect R donné.

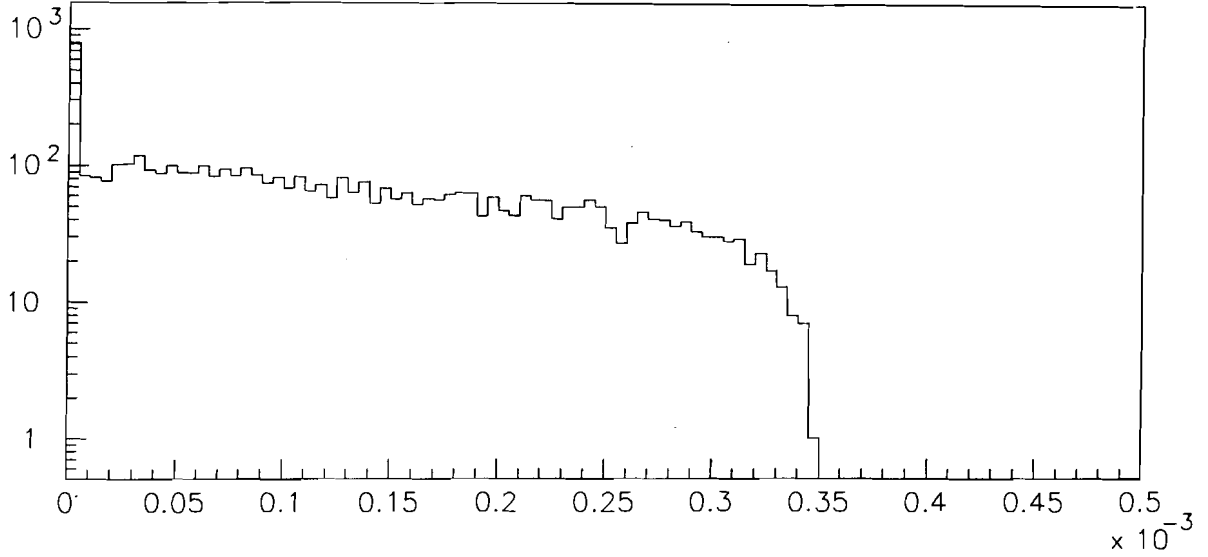


Figure II. 8 : Histogramme de la vitesse des ions Ar^+ créés par un faisceau rond de diamètre $1 \mu\text{m}$ ($\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$)

La variation du nombre d'ions près du seuil τ_{min} doit être rapide car pour E_{max} la dérivée dE/dr s'annule, correspondant donc à un maximum du nombre d'ions créés. Cette variation rapide doit faciliter la détermination de τ_{min} .

II.3.1 L'effet de σ_x à R constant

Pour un faisceau rond de section σ , la vitesse maximale β_{max} d'un ion de masse M et de charge Z est obtenue en intégrant le champ électrique maximum sur toute la longueur du paquet :

$$\beta_{max} = 2 N_e r_e m_e \frac{Z}{M} \frac{0.638}{\sigma \sqrt{2}} \quad (\text{II} - 30)$$

où * N_e est la charge du faisceau

* r_e est le rayon classique de l'électron

* m_e est la masse de l'électron

Avec les paramètres du FFTB ($N_e = 10^{10}$ et $\sigma = 1 \mu\text{m}$), la vitesse maximum des ions Ar^+ vaut alors $\beta_{max} \simeq 3.5 \cdot 10^{-4}$ (en unités de c). Selon ce modèle, le temps de vol

minimum τ_{min} des ions Ar^+ sur une distance quelconque est directement proportionnel à la dimension transverse σ d'un faisceau rond et est donné par :

$$\tau_{min} \simeq 0.1 \mu s/cm * \sigma \quad (II - 31)$$

où σ est exprimé en microns.

La figure II. 9 représente l'histogramme de temps de vol donné par la simulation numérique pour un faisceau rond, pour deux valeurs de la dimension transverse σ . Plus la dimension transverse du faisceau est importante, plus la pente du front de montée de l'histogramme du temps de vol est faible.

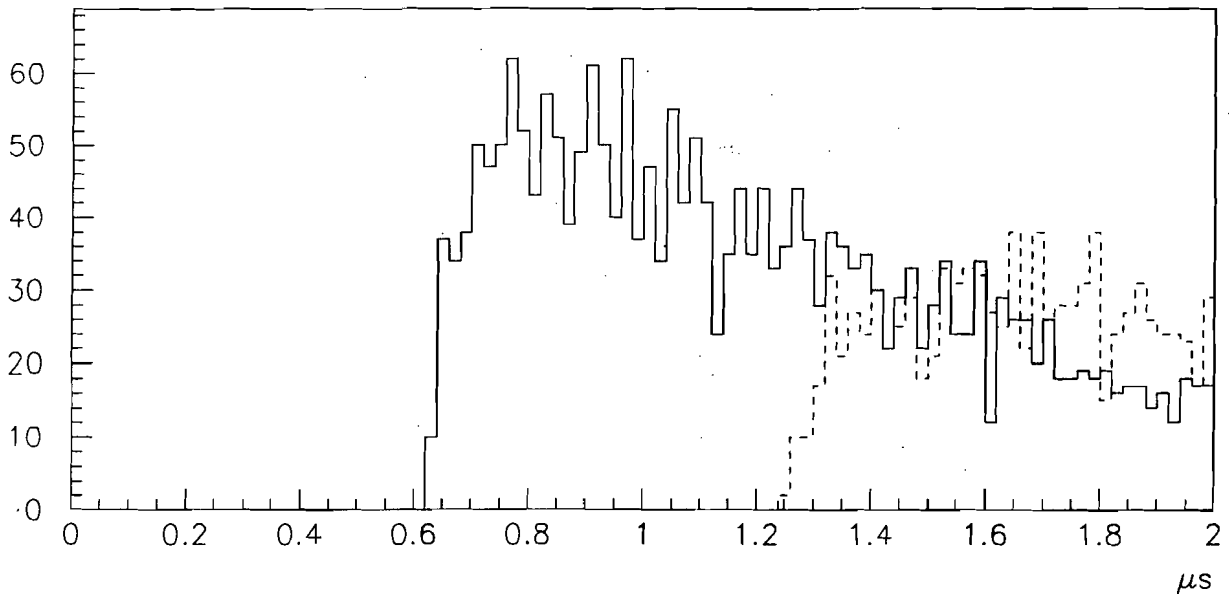


Figure II. 9 : Histogramme de temps de vol simulé de 5000 ions Ar^+ pour un faisceau rond de diamètre $1 \mu m$ (trait plein) et $2 \mu m$ (pointillé) ($\sigma_z = 0.5 mm$ et $N_e = 10^{10}$)

Dans le cas d'un faisceau aplati, la relation ci-dessus n'est plus exacte. A la limite des faisceaux extra-plats, le champ électrique maximum E_m est proportionnel à $1/\sigma_x$ et est indépendant de R . Une simulation numérique (cf Annexe B) a été mise au point pour étudier le mouvement des ions dans le faisceau d'électrons. Elle montre que pour toutes les valeurs de R , le temps de vol minimum des ions τ_{min} est plus sensible à σ_x qu'à R . La même variation de temps de vol minimum τ_{min} est obtenue en augmentant le rapport d'aspect R d'un facteur 16 ou la dimension horizontale σ_x d'un facteur 2 (cf figure II. 10). La mesure du temps de vol minimum des ions Ar^+ pour un faisceau quelconque

fournit donc dans le cas du FFTB la dimension horizontale du paquet d'électrons, avec une correction due à la dimension verticale.

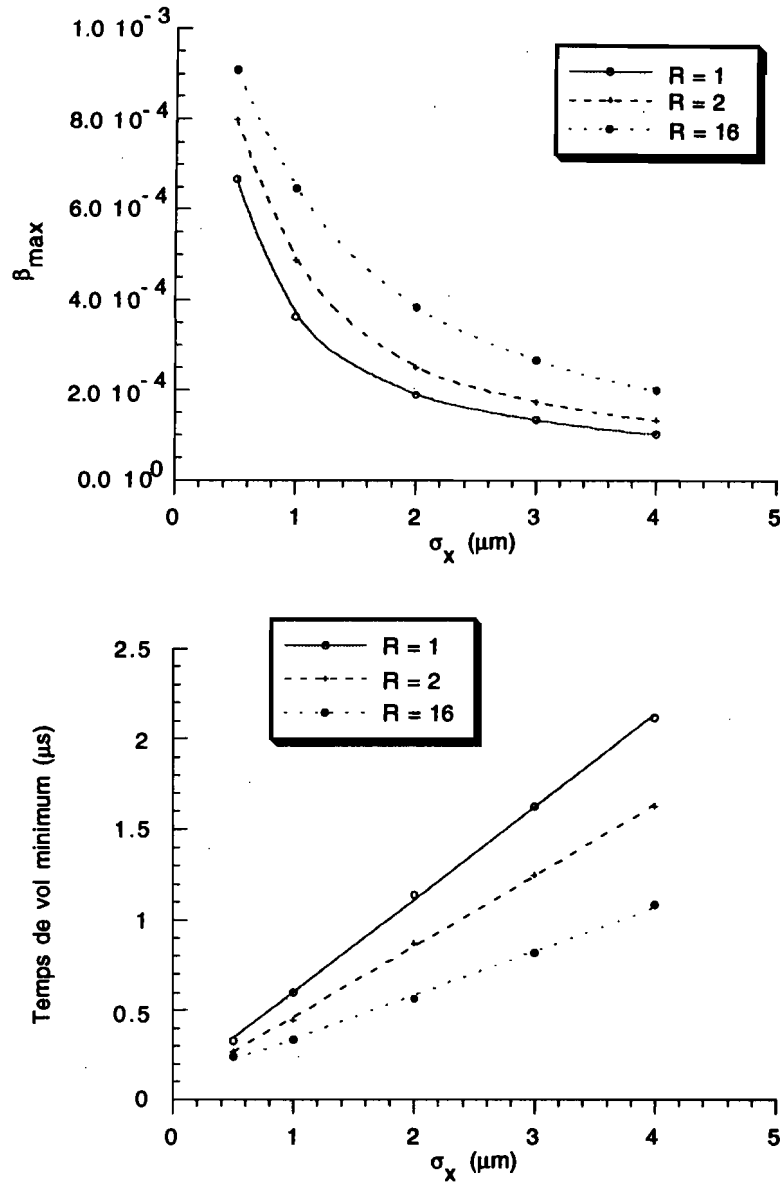


Figure II. 10 : Variation :

- de la vitesse maximale β_{max} des ions Ar^+
- du temps de vol minimum τ_{min} des ions Ar^+ sur une distance de 6.5 cm en fonction de la dimension horizontale σ_x pour différents rapports d'aspect ($\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ électrons)

II.3.2 Le mouvement des ions Ar^+ pendant le passage du faisceau

On a considéré jusqu'à présent que les ions Ar^+ restaient immobiles durant le passage du faisceau. Ceci est effectivement vrai pour un faisceau rond de l'ordre du micron, mais dans le cas d'un faisceau plat, le champ électrique local devenant suffisamment fort pour les mettre en mouvement, ils peuvent commencer à se déplacer. La figure II. 11 montre néanmoins que leur déplacement est en moyenne environ $1/10^{\text{ème}}$ de leur distance au centre dans le cas ultime pour le FFTB d'un faisceau de 10^{10} électrons mesurant au point focal $1 \mu\text{m} \times 60 \text{nm}$, ce qui confirme l'hypothèse initiale.

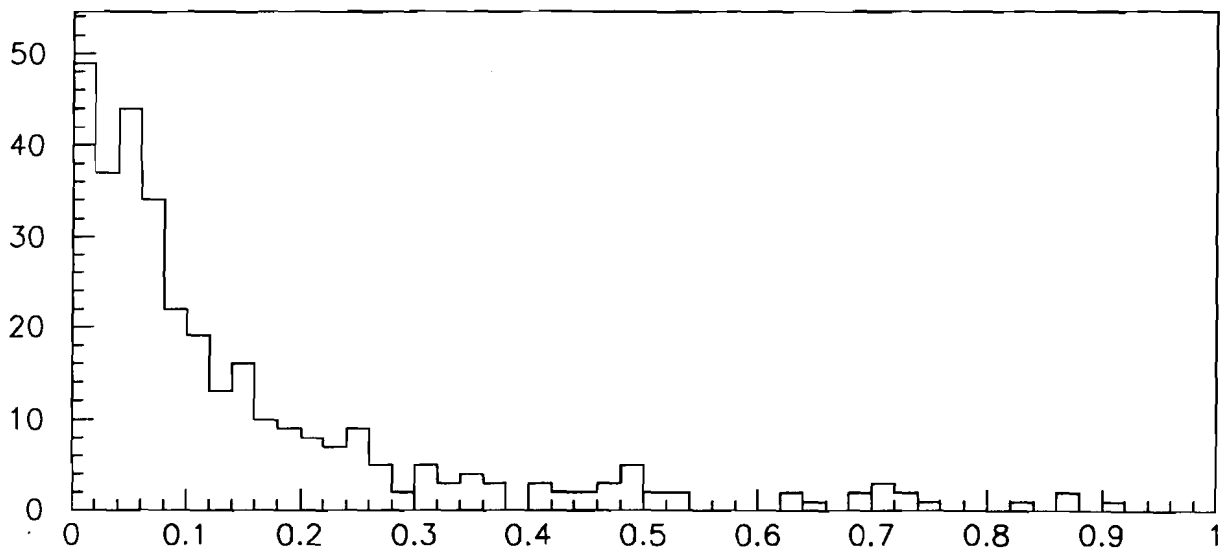


Figure II. 11 : Déplacement des ions Ar^+ pendant le temps de passage du faisceau ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 60 \text{nm}$, $\sigma_z = 0.5 \text{mm}$ et $N_e = 10^{10}$)

II.3.3 Le taux d'ionisation multiple

L'ionisation multiple peut être importante dans le cas de l'Argon : la forte section efficace d'ionisation de l'ion Ar^+ fait que ces derniers peuvent être à nouveau ionisés au cours du passage du paquet d'électrons. La figure II. 12 présente l'évolution du nombre d'ions multiples chargés en fonction de la dimension verticale σ_y . La proportion d'ions Ar^{2+} peut atteindre 15 % dans le cas d'un rapport d'aspect élevé, tandis que celle des ions Ar^{3+} ne dépasse pas 4 % et peut donc être négligée.

La vitesse maximum des ions Ar^{2+} est supérieure à celle des ions Ar^+ . Le modèle décrit ci-dessus donne un simple rapport 2 dans le cas d'un faisceau rond de dimension

supérieure au micron, mais ceci n'est plus vrai pour un faisceau plat de dimensions plus petites : la figure II. 13 montre que le rapport entre les vitesses maximum des ions Ar^{2+} et Ar^+ est au maximum de 1.6. On peut expliquer qualitativement cet effet par le fait que les ions doublement chargés se déplacent plus pendant le passage du faisceau que les ions simplement chargés, et donc en moyenne ils subissent un champ électrique plus faible, puisqu'ils se dirigent vers le centre du paquet où le champ diminue.

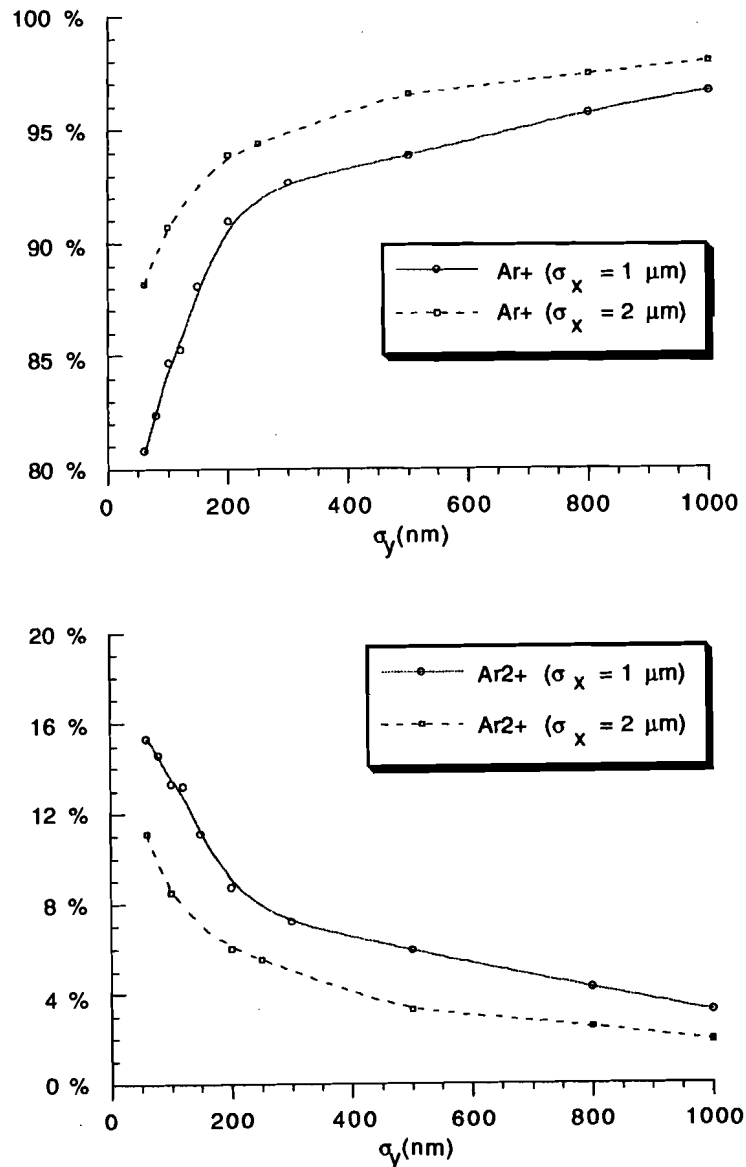


Figure II. 12 : Pourcentages des différents états de charge en fonction de la dimension verticale σ_y ($\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ électrons)

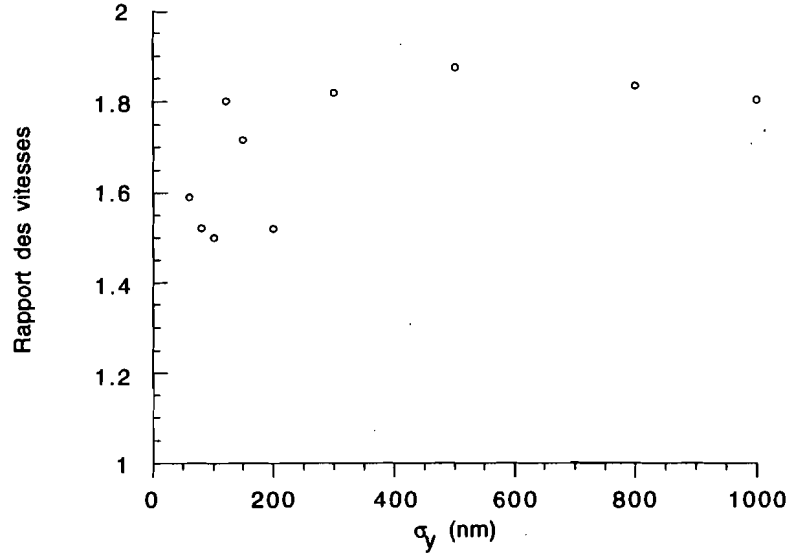


Figure II. 13 : Evolution du rapport des vitesses maximales des ions Ar^{2+} aux ions Ar^+ en fonction de la dimension verticale σ_y ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ électrons)

Leur spectre de temps de vol jusqu'au détecteur débute donc plus tôt, et il s'étend au delà du front de montée τ_{min} de l'histogramme de temps de vol des ions simplement chargés (cf figure II. 14). Les ions Ar^{3+} sont encore plus violemment attirés vers le centre du faisceau : leur temps de vol minimum n'est pas très différent de celui des ions Ar^{2+} . De toute façon, la mesure précise du temps de vol minimum des ions Ar^+ nécessite donc de séparer ces derniers des ions multiples chargés. Le paragraphe II. 5 montre comment l'action d'un champ électrique transverse à la direction de propagation des ions permet de faire cette séparation.

II.3.4 L'effet de la charge N_e du paquet d'électrons

Tant que le champ de charge d'espace est suffisamment faible pour que les ions Ar^+ restent immobiles, leur temps de vol minimum est inversement proportionnel à la charge du paquet d'électrons. Dans le cas d'un faisceau aplati, les ions sont attirés vers le centre du paquet où le champ est plus faible. Le temps de vol minimum doit donc être supérieur à celui calculé avec le simple rapport des charges.

Ceci est confirmé par la figure II. 15 qui représente en fonction de la charge du paquet d'électrons la variation du temps de vol minimum des ions Ar^+ . Dans le cas d'un faisceau rond de diamètre $\sigma = 1 \mu\text{m}$, on constate bien une variation du temps de vol proportionnelle à N_e^{-1} , qui confirme le fait que les ions Ar^+ restent immobiles pendant le passage du faisceau. Dans le cas contraire d'un faisceau de dimension verticale $\sigma_y = 60 \text{ nm}$, la densité des électrons dans le paquet est 16 fois supérieure au cas précédent. Ceci est suffisant pour que le temps de vol ne varie plus comme N_e^{-1} mais comme $N_e^{-0.75}$.

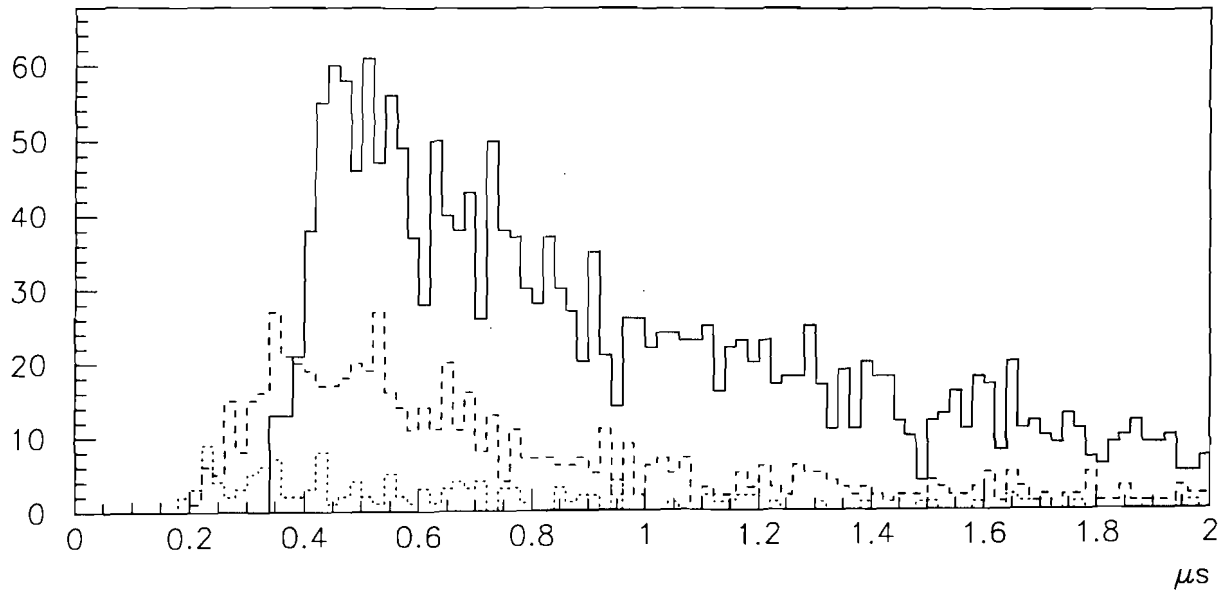


Figure II. 14 : Histogramme de temps de vol des ions Ar^+ , Ar^{2+} et Ar^{3+} ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 60 \text{ nm}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$)

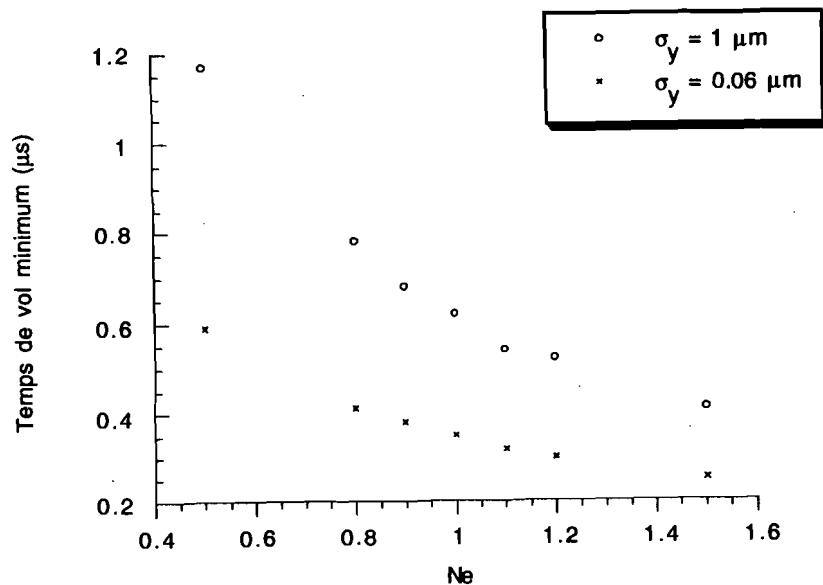


Figure II. 15 : Variation du temps de vol minimum τ_{\min} des ions Ar^+ en fonction de la charge N_e du paquet (en unités de 10^{10} électrons) pour deux valeurs de la dimension verticale σ_y ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$)

Il est donc nécessaire que le mesureur dispose d'une mesure de la charge N_e de chaque paquet d'électrons.

II.3.5 L'effet de la longueur σ_z du paquet d'électrons

Tant que les ions restent immobiles pendant le passage du faisceau, la longueur du paquet d'électrons n'a aucune influence car seule compte l'intégrale du champ électrique le long du faisceau. Une variation de la longueur du paquet n'a un effet que lorsque le champ est suffisamment intense pour mettre les ions en mouvement : ils se déplacent vers le centre du paquet où le champ est plus faible. Finalement, l'impulsion qu'ils reçoivent du faisceau est plus faible et un doublement de la dimension du paquet augmente leur temps de vol de 12 %, ce qui correspond à un biais de 10 % sur σ_x , à R fixé. Néanmoins, les variations de la longueur du faisceau peuvent être connues en temps réel à SLAC. Il est donc simple de tenir compte de cet effet.

II. 4 Le cas d'un ion léger

Par opposition au cas précédent, on considère ici le cas d'un ion assez léger pour que la force attractive du faisceau d'électrons puisse le mettre en mouvement durant le passage du faisceau. Dans le cas du FFTB, on a choisi des ions Hélium. Ces ions sont capturés par le puits de potentiel du paquet d'électron et se mettent à osciller dans le plan transverse pendant le passage du faisceau.

II.4.1 Le mouvement de l'ion dans le puits de potentiel du paquet d'électrons

On a représenté sur la figure II. 16 la trajectoire dans les trois plans (X,Y) , (S,X) et (S,Y) d'un ion créé par la tête du paquet d'électrons en $x_{init} = 0.5\sigma_x$ et $y_{init} = -\sigma_y$ par un faisceau de dimensions transverses $1 \mu m \times 60 nm$, avec $N_e = 10^{10}$ électrons. Cet ion a le temps, durant le passage du faisceau, d'effectuer une oscillation et demi dans le plan vertical. Dans le plan horizontal, il est simplement mis en mouvement par le champ électrique, sans avoir la possibilité d'effectuer une oscillation complète.

La figure II. 17 représente pour le même ion sa trajectoire dans l'espace des phases. L'ion est créé au repos. Selon la direction horizontale, il est d'abord accéléré jusqu'à sa vitesse maximale $\beta_{x_{max}} \simeq 10^{-3}$, puis décéléré jusqu'à sa vitesse finale $\beta_{x_{finale}} \simeq 0.5 \cdot 10^{-3}$. Selon la direction verticale, l'ion fait une oscillation et demi, c'est-à-dire un tour et demi sur une ellipse dans l'espace des phases, où l'on voit que sa vitesse devient constante lorsque l'influence du paquet d'électrons s'annule.

La vitesse finale de l'ion est proportionnelle à son amplitude d'oscillation. Pour un faisceau rond, les amplitudes d'oscillation sont les mêmes en moyenne dans toutes les directions. Les vitesses sont donc isotropes. La distribution azimutale des ions l'est également.

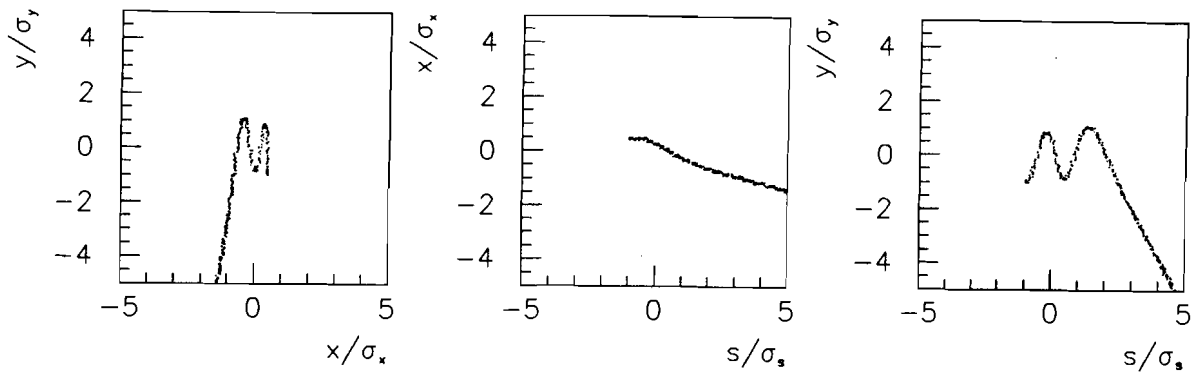


Figure II.16 : Trajectoire dans les trois plans transverses d'un ion créé par le faisceau en $x_{init} = 0.5\sigma_x$, $y_{init} = -\sigma_y$ et $s_{init} = -2\sigma_s$

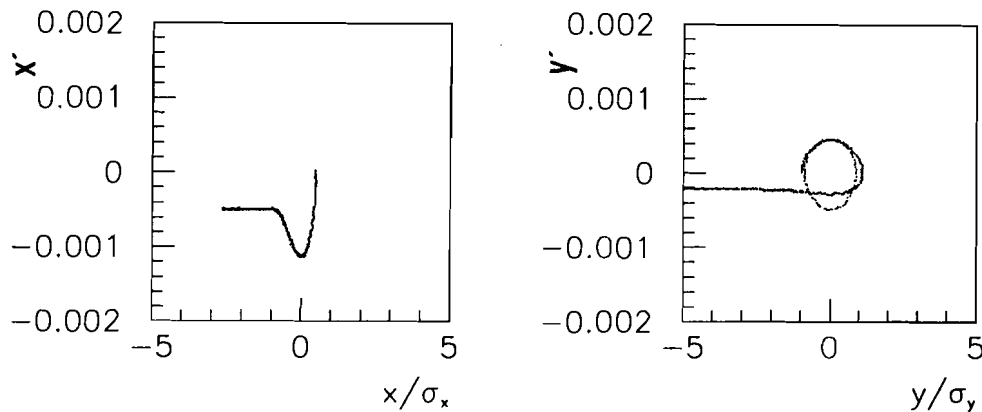


Figure II.17 : Trajectoire du même ion que la figure II.16 dans l'espace des phases

Par contre, dans le cas d'un faisceau aplati selon la direction horizontale, les amplitudes d'oscillations horizontales sont en moyenne supérieures aux amplitudes d'oscillation verticales. La composante horizontale de la vitesse des ions est donc en moyenne supérieure à la composante verticale. Cela se traduit par une anisotropie de la distribution azimutale, qui porte donc une information sur la platitude du faisceau.

Pour le comprendre plus quantitativement, on peut utiliser le modèle simplifié d'un faisceau plat de densité uniforme^[5], de hauteur h , de largeur l et de longueur L . La vitesse maximale des ions est proportionnelle à leur amplitude d'oscillation et à la racine carrée de la force de focalisation. L'amplitude est la distance initiale à l'axe. En moyenne sur tous les ions créés, l'amplitude dans une direction est proportionnelle à la dimension du faisceau dans cette direction.

Selon ce modèle, le champ électrique vertical E_y à une distance y du centre du paquet vaut :

$$eE_y = 4 \pi r_e m_e c^2 n y$$

où n représente la densité volumique des électrons dans le paquet. Cette densité peut être exprimée en fonction de la charge N_e du faisceau et de ses dimensions par :

$$n = \frac{N_e}{Llh}$$

Un ion de masse M et de charge Z a alors dans le plan vertical un mouvement harmonique dans le champ du faisceau décrit par l'équation différentielle :

$$\frac{d^2 y}{d^2 s} + K_y y = 0$$

où la force de focalisation K_y s'écrit :

$$K_y = 4 \pi r_e m_e \frac{Z}{M} n$$

Les ions He^+ oscillent dans ce puits de potentiel et atteignent leur vitesse maximale, proportionnelle à la hauteur à laquelle ils ont été créés, en franchissant le plan horizontal. La vitesse maximale correspond à des ions créés sur le bord du paquet de hauteur h :

$$\beta_{y_{max}} = \frac{h}{2} \sqrt{K_y}$$

soit

$$\beta_{y_{max}} = \sqrt{\pi r_e m_e \frac{Z N_e}{M L}} \frac{1}{\sqrt{R}} \quad (\text{II} - 32)$$

où l'on a posé $R = \frac{l}{h}$. La variable R représente le rapport d'aspect du faisceau. La vitesse maximale $\beta_{y_{max}}$ selon l'axe vertical est donc proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{R}}$ selon ce modèle.

Pour des faisceaux gaussiens, les champs électriques horizontaux et verticaux $E_x(x)$ et $E_y(y)$ sur les axes de symétrie sont donnés au voisinage du centre par :

$$\begin{cases} E_x(x) \simeq \frac{E_{x_m}}{x_m} x \propto \frac{0.586}{\sigma_x^2} x \\ E_y(y) \simeq \frac{E_{y_m}}{y_m} y \propto \frac{0.886}{\sigma_x \sigma_y \sqrt{Ln(R)}} y \end{cases}$$

d'après les formules II-26 et II-27.

Le rapport des forces de focalisation K_x et K_y s'écrit :

$$\frac{K_x}{K_y} \simeq \frac{E_x/x}{E_y/y} \simeq 0.661 \frac{\sqrt{\text{Ln}(R)}}{R}$$

Le rapport des vitesses maximales $\beta_{x_{max}}$ et $\beta_{y_{max}}$ devient :

$$\frac{\beta_{x_{max}}}{\beta_{y_{max}}} \simeq \frac{\sigma_x}{\sigma_y} \sqrt{\frac{K_x}{K_y}} \simeq \sqrt{0.661 R \sqrt{\text{Ln}(R)}} \quad (\text{II} - 33)$$

La vitesse maximale $\beta_{x_{max}}$ des ions sur l'axe horizontal est donc d'après les formules II-32 et II-33 :

$$\beta_{x_{max}} \propto \sqrt{0.661 \sqrt{\text{Ln}(R)}}$$

quasiment indépendante du rapport d'aspect R selon ce modèle.

Pour regarder l'évolution de la distribution azimutale avec le rapport d'aspect R , on considère un ion initialement créé en (x_0, y_0, s_0) . En supposant un mouvement harmonique, sa vitesse s'écrit :

$$\begin{cases} \dot{x} = x_0 \sqrt{K_x} \cos \sqrt{K_x} s \\ \dot{y} = y_0 \sqrt{K_y} \cos \sqrt{K_y} s \end{cases}$$

En supposant que $\sqrt{K_x} \simeq \sqrt{K_y}$, la direction finale de l'ion par rapport à l'axe horizontal (en supposant une transition abrupte à la sortie du paquet) est donnée par :

$$\frac{\dot{y}}{\dot{x}} \simeq \frac{y_0}{x_0} \sqrt{\frac{K_y}{K_x}}$$

La valeur moyenne de cette distribution est nulle par raison de symétrie. Après calculs, on trouve que son écart-type est proportionnel à :

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{R^3 \sqrt{\text{Ln}(R)}}} \quad (\text{II} - 34)$$

ce qui montre que la distribution azimutale des ions pour un faisceau plat doit être piquée selon l'axe horizontal. Elle est évidemment isotrope pour un faisceau rond donc la *distribution azimutale des ions He⁺ permet de remonter au rapport d'aspect du faisceau $R = \sigma_x / \sigma_y$.*

La transition à la sortie du paquet est très importante, car elle peut modifier l'anisotropie de la distribution azimutale. En effet, si l'on suppose une transition abrupte

(c'est-à-dire par exemple un modèle à densité longitudinale uniforme), la vitesse reste inchangée lors de cette transition. Par contre, dans le cas extrême d'une transition douce, donc adiabatique, la vitesse des ions s'annule.

Pour un faisceau faisant au point focal $1 \mu m \times 60 nm$, avec $N_e = 10^{10}$ électrons, une simulation montre que la vitesse maximale des ions He^+ oscillant au sein du paquet d'électrons est $\beta_{int,max} \simeq 3.74 \cdot 10^{-3}$. La vitesse maximale des ions qui atteignent le détecteur (c'est-à-dire après le ralentissement dû à la sortie du faisceau) est $\beta_{max} \simeq 3.55 \cdot 10^{-3}$, soit une perte de 5 % seulement. La transition est donc abrupte et les vitesses des ions gardent l'information sur les dimensions du faisceau qu'ils avaient dans son sein.

II.4.1.1 Quelques exemples

La figure II. 18 représente pour un ion créé par la tête du paquet ($s_{init} = -2\sigma_s$) sur l'axe horizontal, son mouvement dans la direction verticale en fonction du temps, pour différentes positions verticales y_{init} de création, indiquées sur chacune des figures. Lorsque l'ion est créé sur l'axe Y ($y_{init} = 0$), il n'y a aucun mouvement suivant cette direction. Plus sa position verticale de création y_{init} augmente, plus ses amplitudes d'oscillation sont importantes. Après le passage du paquet d'électrons ($s \gtrsim 3\sigma_s$), la trajectoire de l'ion est rectiligne.

La figure II. 19 représente la même série de trajectoires, mais pour un ion créé par le cœur du paquet ($s_{init} = 0$). La comparaison avec la figure II. 18 montre que l'amplitude de ses oscillations est plus forte lorsque l'ion est créé par la tête du paquet, mais qu'il peut quasiment faire une oscillation complète s'il est créé au centre de celui-ci.

Comme les ions sont majoritairement émis pour un faisceau plat dans le plan vertical, leur distribution azimutale doit présenter deux maxima* à $\phi=90^\circ$ et à $\phi=270^\circ$. Ceci est confirmé par la simulation numérique : la figure II. 20 représente la distribution azimutale des ions He^+ pour un faisceau rond ($R=1$) et pour les faisceaux plats du FFTB ($R=16$). On remarque bien la présence des deux pics dans la distribution azimutale pour un rapport d'aspect $R=16$.

II.4.2 L'effet de R à σ_x constant

On peut paramétriser de diverses façons l'anisotropie angulaire (cf paragraphe VII. 4), entre autre par la médiane de la distribution**, en rapportant la distribution azimutale sur l'intervalle $[0, \pi/2]$. Celle-ci vaut $\pi/4$ pour une distribution isotrope et diminue à mesure que le rapport d'aspect R augmente.

* Par convention, l'angle azimutal $\phi=0^\circ$ est pris selon l'axe vertical.

** La médiane est l'angle qui divise l'intervalle $[0, \pi/2]$ en deux secteurs angulaires de même population. Pour plus de commodité, on effectuera cette opération en prenant l'origine azimutale selon l'axe horizontal : ceci permet d'avoir dans le cas d'un faisceau plat une médiane inférieure à 45° .

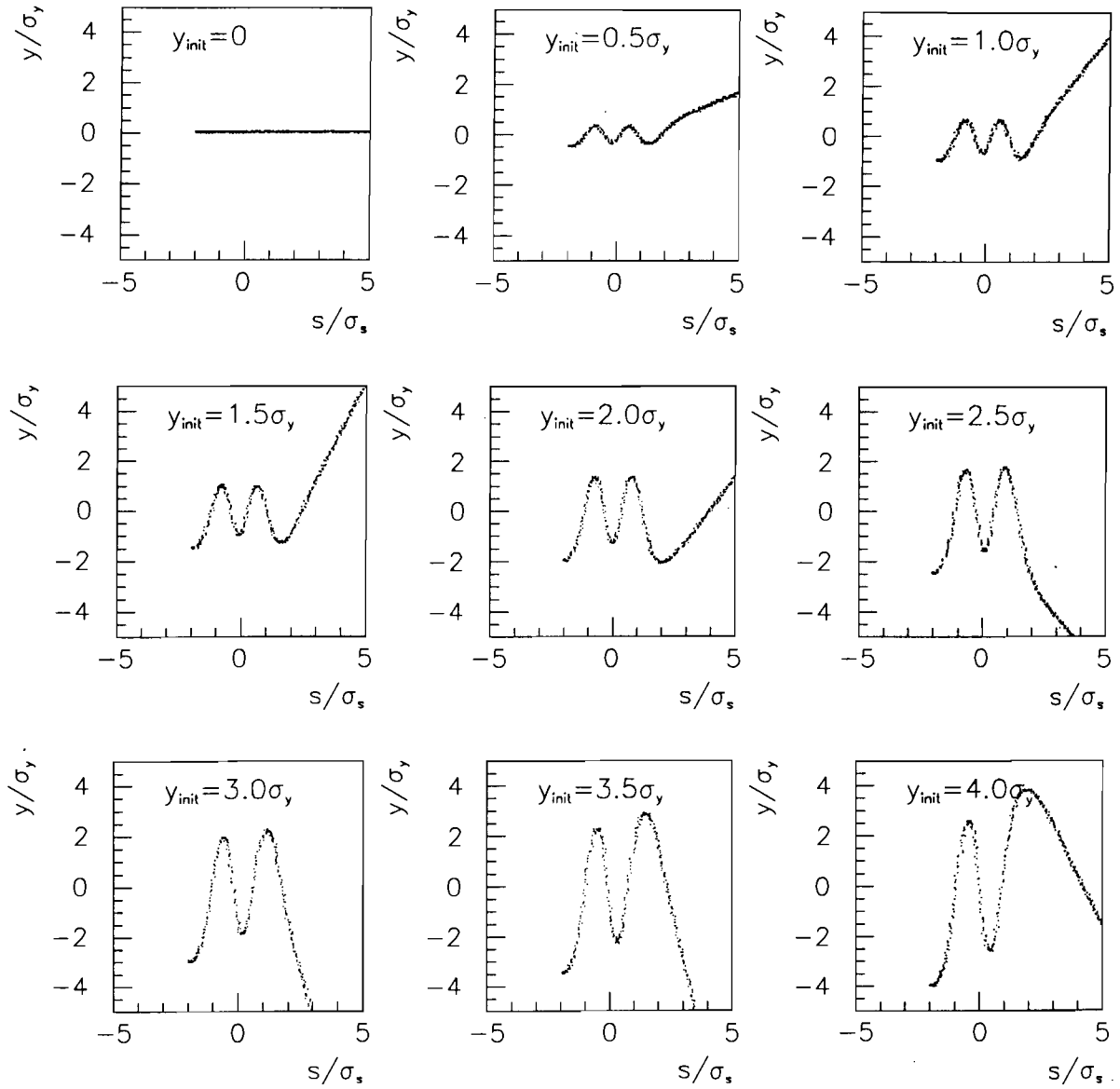


Figure II. 18 : Trajectoires dans le plan vertical d'un ion créé à $s_{init} = -2\sigma_s$, $x_{init} = 0$ et pour les valeurs de y_{init} indiquées sur les figures ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$)

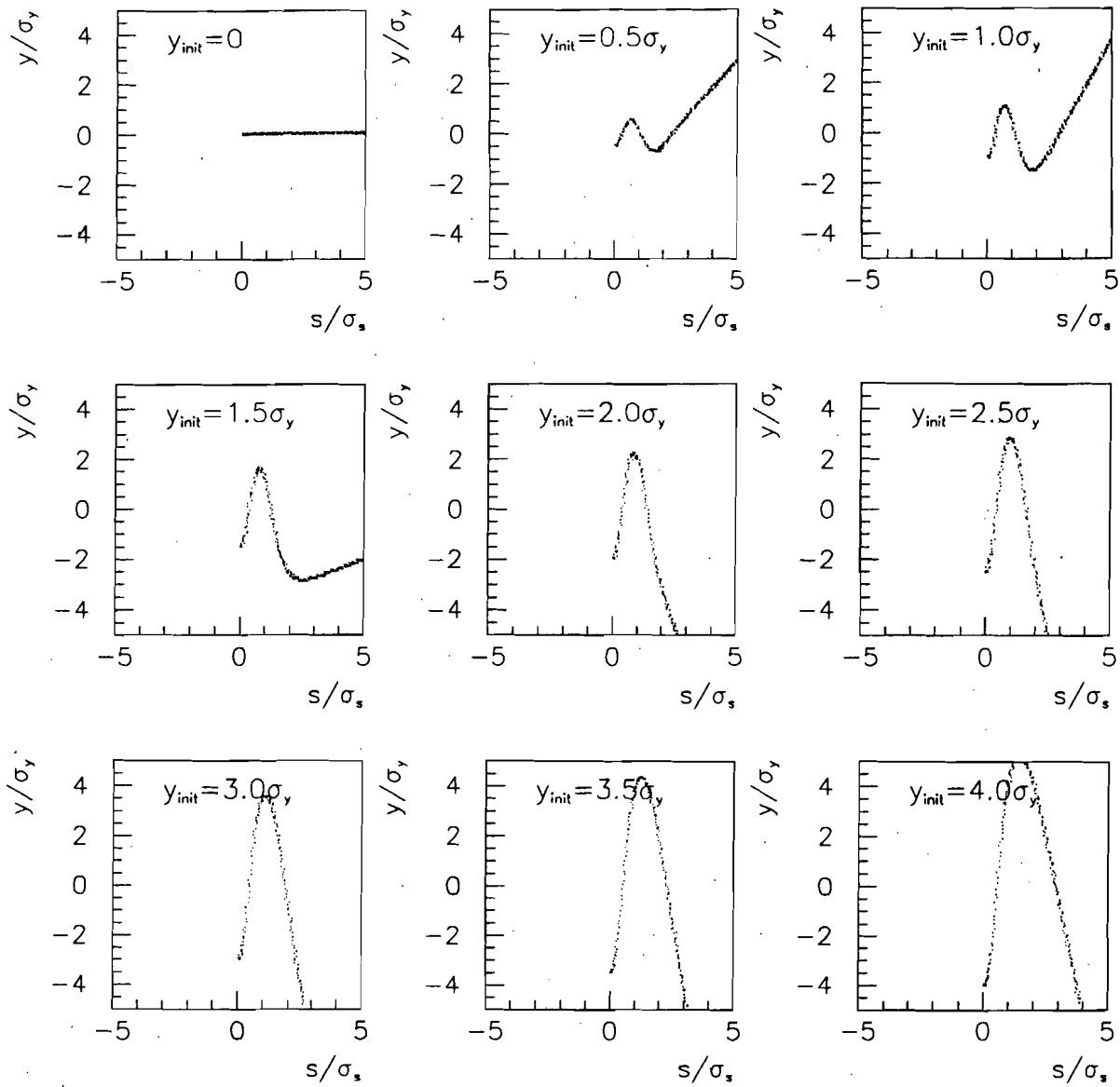


Figure II.19 : Trajectoires dans le plan vertical d'un ion créé à $s_{init} = 0$, $x_{init} = 0$ et pour les valeurs de y_{init} indiquées sur les figures ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$)

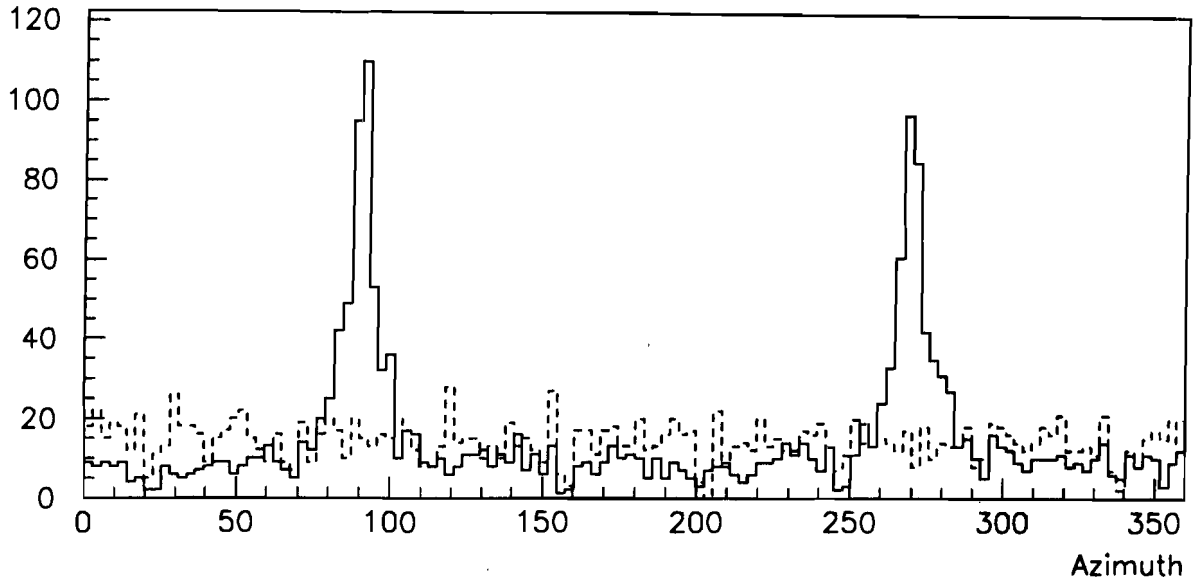


Figure II. 20 : Distribution azimuthale simulée de 2000 ions He^+ pour deux valeurs différentes du rapport d'aspect : $R=16$ (trait plein) et $R=1$ (pointillés) ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$)

La figure II. 21 représente la variation de la médiane de la distribution azimuthale en fonction du rapport d'aspect R , pour différentes valeurs de la dimension horizontale σ_x , en prenant en compte tous les ions arrivant après le passage du faisceau, sans aucune coupure en temps. Dans le cas d'un faisceau rond ($R=1$), la médiane vaut 45° .

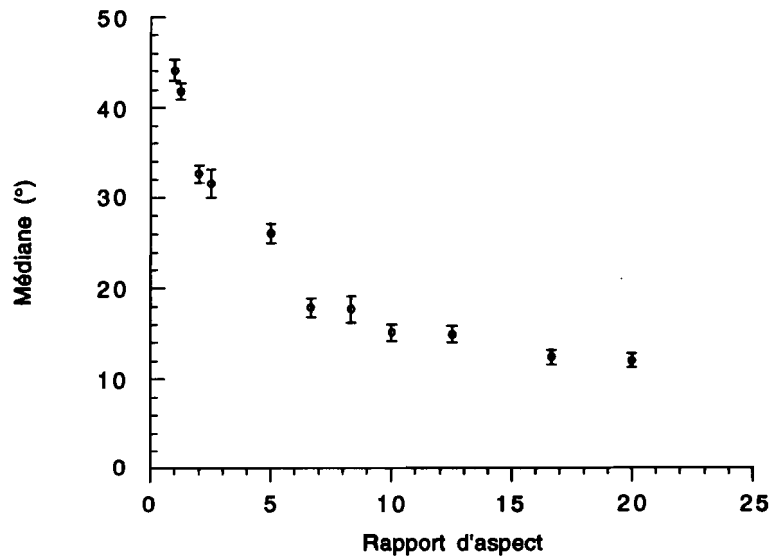


Figure II. 21 : Variation de la médiane de la distribution azimuthale des ions He^+ en fonction du rapport d'aspect ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ électrons)

L'anisotropie est d'autant plus marquée que la dimension horizontale est faible. La sensibilité de la mesure est d'autant meilleure que le rapport d'aspect R augmente.

II.4.3 La corrélation du rapport d'aspect et du temps de vol

La figure II. 22 montre comment varie la médiane de la distribution azimutale, lorsque qu'au lieu de considérer tous les ions comme c'était le cas précédemment, on étudie la variation de la médiane en fonction du temps. On s'aperçoit qu'en fait, l'information n'est pas forcément portée de manière équivalente par tous les ions. La connaissance de la variation de la médiane de la distribution azimutale (ou de tout autre estimateur) en fonction du temps peut permettre de remonter à la valeur du rapport d'aspect. Par exemple, dans le cas où $R = 2$, la sensibilité est accrue par rapport à la figure précédente, où l'on ne fait aucune coupure sur le temps de vol des ions.

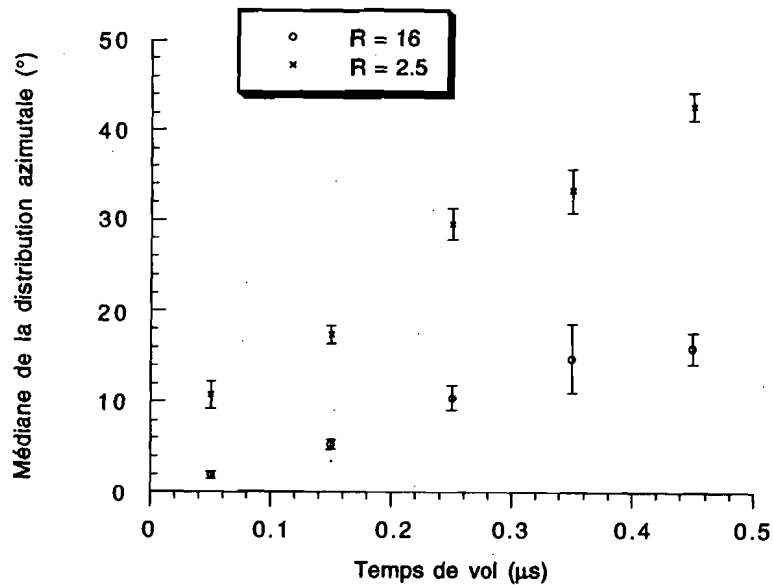


Figure II. 22 : Variation de la médiane de la distribution azimutale des ions He^+ sur des intervalles en temps de 100 ns ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ électrons)

II.4.4 L'effet de la charge N_e du paquet d'électrons

Une variation de la charge N_e du paquet d'électrons peut introduire un biais dans la mesure du rapport d'aspect car le champ instantané vu par les ions au sein du paquet est modifié. Cela n'a pas d'influence pour un faisceau au sein duquel les ions n'oscillent pas (par exemple un faisceau de $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$), mais pour un faisceau plat ($1 \mu\text{m} \times 60 \text{ nm}$), une diminution de la charge du faisceau de 10^{10} à 5.0^9 électrons introduit un biais de 10 %. Le mesureur disposant d'une valeur de la charge N_e pour chaque paquet, il est simple de tenir compte de cet effet.

II.4.5 L'effet de la longueur σ_z du paquet d'électrons

Si la longueur du paquet d'électrons augmente, les ions verront un champ instantané plus faible, ce qui réduit leurs oscillations. L'effet pour un doublement de la longueur du paquet est de 20 % sur la médiane de la distribution azimuthale, ce qui pourrait introduire une erreur de 5 à 10 % sur la détermination du rapport d'aspect, mais comme on l'a déjà vu précédemment, la connaissance des fluctuations éventuelles de la longueur σ_z des paquets permet de corriger cet effet.

II.4.6 Le cas des ions Ar^+ et Ar^{2+}

Les ions Ar^+ sont trop peu mobiles pendant le passage du faisceau pour qu'ils se mettent à osciller. Par contre, les ions Ar^{2+} sont plus sensibles et peuvent se mettre à osciller. Ceci est indiqué sur la figure II. 23 qui représente la variation en fonction de la dimension verticale σ_y de la médiane de la distribution azimuthale des ions Ar^+ et Ar^{2+} , et la compare à celle des ions He^+ . Pour des faisceaux relativement plats ($R \gtrsim 5$), on peut imaginer mesurer le rapport d'aspect grâce aux ions Ar^{2+} , ce qui permettrait de se passer totalement de l'Hélium. Néanmoins, ceci repose sur le nombre d'ions Ar^{2+} effectivement détectés, et les calculs de leurs sections efficaces de production sont trop peu précis pour qu'on puisse d'ores et déjà prévoir se passer de l'Hélium. Ceci devra être vérifié sur le plan expérimental.

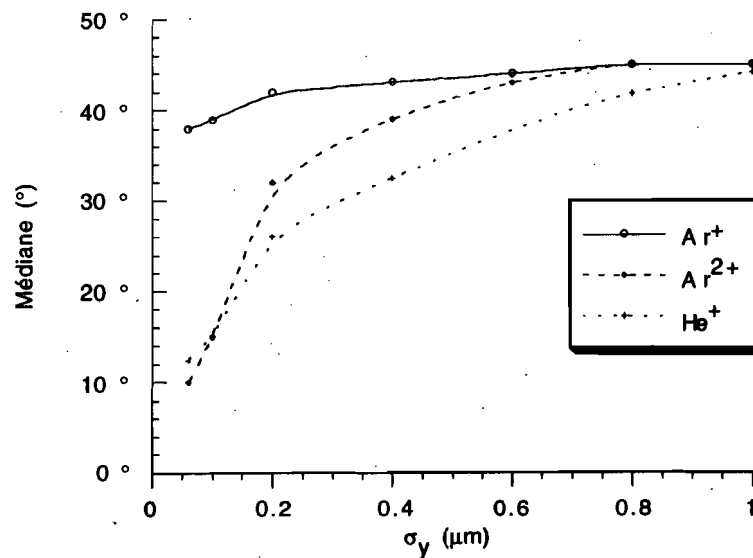


Figure II. 23 : Variation de la médiane de la distribution azimuthale des ions Ar^+ , Ar^{2+} et He^+ en fonction de la dimension verticale ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ électrons)

II. 5 La séparation des ions multichargés

On a vu au paragraphe II. 3 qu'il fallait séparer les états multiples chargés de l'Argon pour permettre une bonne détermination du temps de vol minimum τ_{min} des ions Ar^+ . On effectue cette séparation en appliquant un champ électrique longitudinal transverse au mouvement des ions. La géométrie du détecteur sera présentée au chapitre suivant. On ne regarde ici que l'effet d'un champ déflecteur sur le mouvement des ions.

Le déplacement longitudinal ζ induit par ce champ déflecteur par rapport au plan d'émission est proportionnel à la charge Z de l'ion et au carré de son temps de vol τ^2 . La figure II. 24 représente la variation de ζ en fonction du temps de vol des ions. On voit bien apparaître trois paraboles distinctes correspondant aux trois premiers états de charge de l'Argon. On verra au paragraphe VII. 5 que la résolution expérimentale du détecteur (supposé idéal ici) est suffisante pour permettre cette séparation.

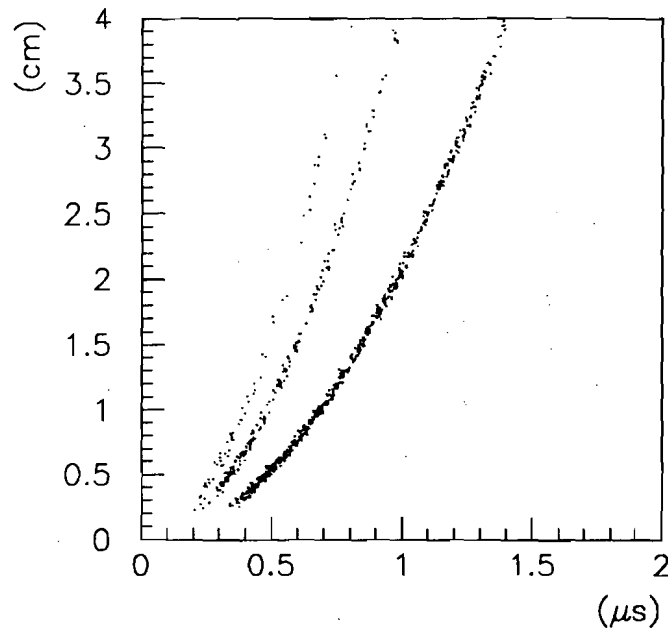


Figure II. 24 : Variation de la déflexion longitudinale ζ en fonction du temps de vol pour les ions créés par le faisceau sur une cible d'Argon ($\sigma_x = 1 \mu m$, $\sigma_y = 60 nm$, $\sigma_z = 0.5 mm$ et $Ne = 10^{10}$). Le temps de vol est calculé sur une distance de 6.5 cm

II. 6 Le cas des faisceaux de plusieurs microns

Les ions Ar^+ sont bien adaptés au cas des dimensions horizontales de l'ordre du micron. Pour des faisceaux plus "gros", on peut remplacer l'Argon par un gaz plus léger et faire jouer à ces ions le rôle d'ions "lourds". Dans notre cas, on peut utiliser les ions

He^+ (cf figure II. 25) pour mesurer des dimensions horizontales allant jusqu'à environ $40 \mu\text{m}$. Ceci peut permettre, connaissant le rapport d'aspect du faisceau de calibrer le mesureur avec un mesureur à fil, car on a vu que ces derniers étaient limités à des dimensions supérieures à $2 \mu\text{m}$ (à 10^{10} électrons par paquet).

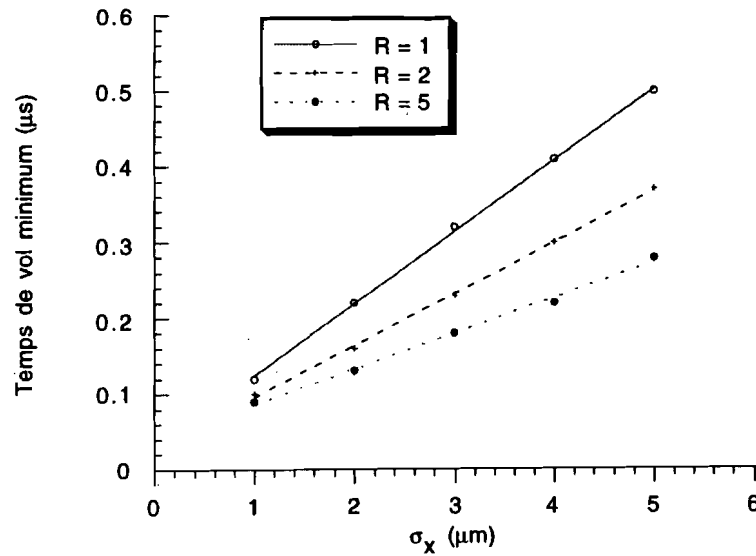


Figure II. 25 : Variation du temps de vol minimum des ions He^+ en fonction de la dimension horizontale σ_x pour différentes valeurs du rapport d'aspect ($\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 5.0 \cdot 10^9$ électrons)

CHAPITRE III

LA DESCRIPTION DU MESUREUR

CHAPITRE III

III. LA DESCRIPTION DU MESUREUR

III. 1 Les différents éléments du mesureur	59
III. 2 La cible de gaz	63
<i>III.2.1 Les injecteurs</i>	<i>63</i>
<i>III.2.2 La mesure des impulsions de gaz</i>	<i>64</i>
III. 3 Le détecteur d'ions	67
III. 4 L'électronique	69
III. 5 Les contrôles	70
III. 6 L'acquisition et le traitement des données	72

III. LA DESCRIPTION DU MESUREUR

Ce chapitre décrit qualitativement les principaux composants du mesureur : le système d'injection de gaz, l'enceinte contenant les galettes de microcanaux qui servent à détecter les ions et le système de contrôle et d'acquisition.

III. 1 Les différents éléments du mesureur

Le mesureur comporte une enceinte à vide (cf figure III. 1) de 25 *cm* de diamètre et de 24 *cm* de long, qui contient le détecteur d'ions formé par une couronne de galettes de microcanaux. Cette enceinte est traversée par un tube en cuivre de 3 *cm* de diamètre dans lequel passe le faisceau et au milieu duquel est injecté le gaz devant être ionisé par ce dernier. De chaque côté de l'enceinte, le tube se prolonge jusqu'à un pot de connection à une pompe turbomoléculaire. Autour de ce tube, un blindage constitué majoritairement de tungstène* permet d'atténuer le flux de particules de bruit de fond accompagnant le faisceau et pouvant donner des signaux dans le détecteur. L'épaisseur radiale du blindage (2.3 *cm*) représente 6.5 longueurs de radiation. Enfin une fente de 1 *mm* de largeur à l'aplomb du point de mesure, est pratiquée dans le tube et le blindage qui l'entoure pour permettre le passage des ions jusqu'au détecteur d'ions. Une vue éclatée de l'enceinte est présentée sur la figure III. 2. Une pièce mobile en forme de cloche, entraînée par un moteur pas à pas permet de faire varier la largeur de cette fente jusqu'à son ouverture maximale de 1.2 *mm* par pas de 10 μm . Ceci permet d'ajuster le taux de comptage des ions détectés et aussi d'adapter la profondeur de champ de la mesure à la valeur de la fonction enveloppe β^* au point focal.

De plus, pour pouvoir calibrer le mesureur, on utilise quatre sources de particules α , disposées sur la pièce mobile en forme de cloche. Comme cette pièce peut tourner de 90° , on peut faire en sorte qu'une source puisse être face à une galette ou à ses deux voisines immédiates. Ceci permet (cf Annexe D) de faire une calibration relative des gains des diverses galettes, et donc de réduire les biais dans la distribution azimutale.

On a vu au paragraphe II.5 que la discrimination des ions Ar^{2+} et des ions Ar^+ s'effectuait à l'aide d'un champ électrique parallèle à la direction de propagation des électrons. Pour appliquer ce champ, deux électrodes circulaires sont placées dans l'enceinte à vide (cf figure III. 3), de part et d'autre de la fente. L'électrode mise à la masse est fixée sur le blindage en tungstène, celle portée au potentiel négatif étant solidaire de la cloche mobile décrite précédemment.

Le tube de l'accélérateur est un tube en cuivre afin d'assurer une bonne conductivité pour permettre le passage du courant compensant celui du faisceau. La continuité électrique du tube au niveau de la fente est assurée par huit broches établissant un pont entre les deux parties du tube.

* Le blindage est en fait en Inermet C, soit 93 % de tungstène, 5 % de cuivre et 2 % de Nickel.

FFTB

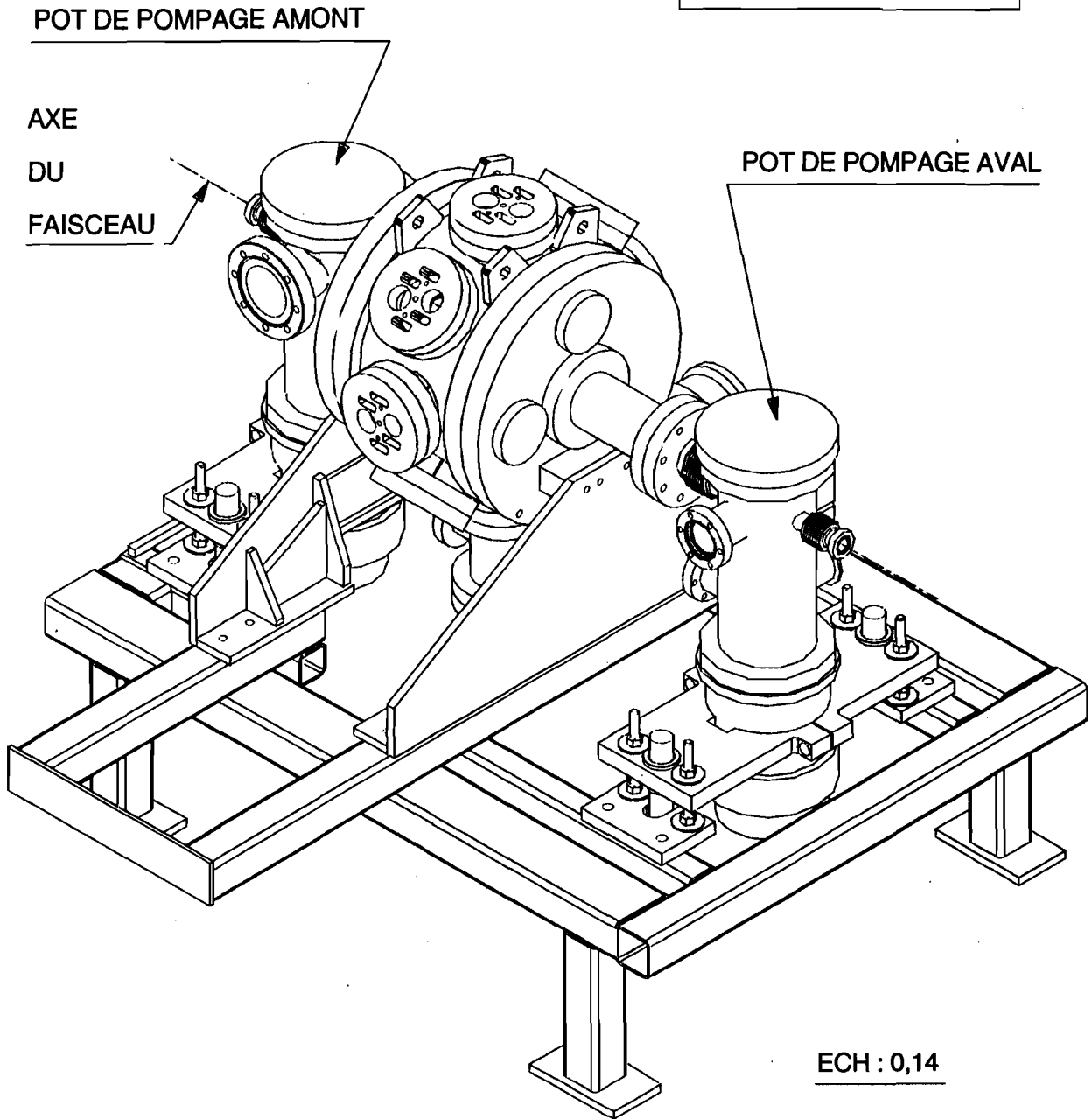


Figure III. 1 : Plan d'installation du mesureur

FFTB

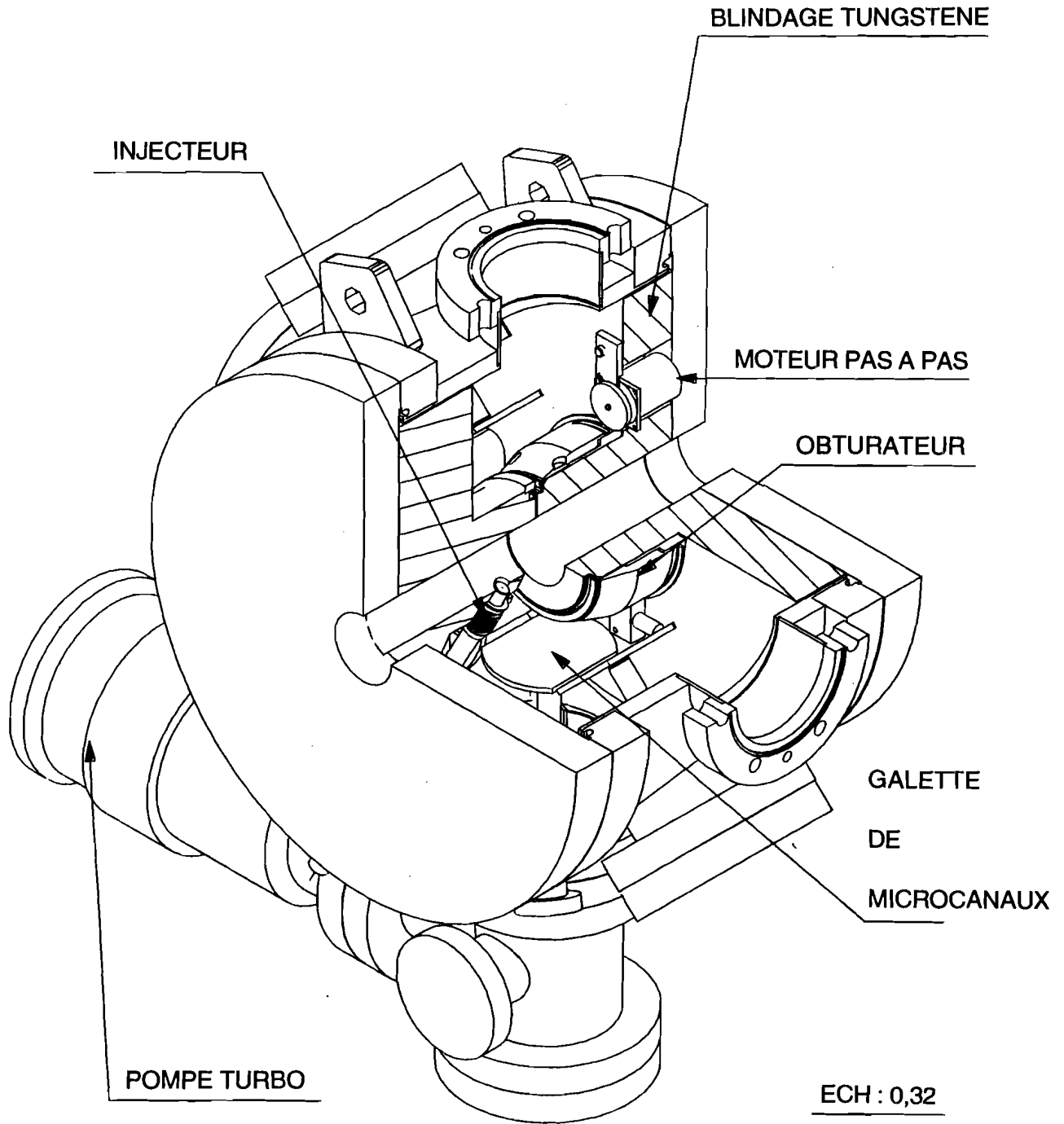


Figure III. 2 : Vue éclatée du mesureur

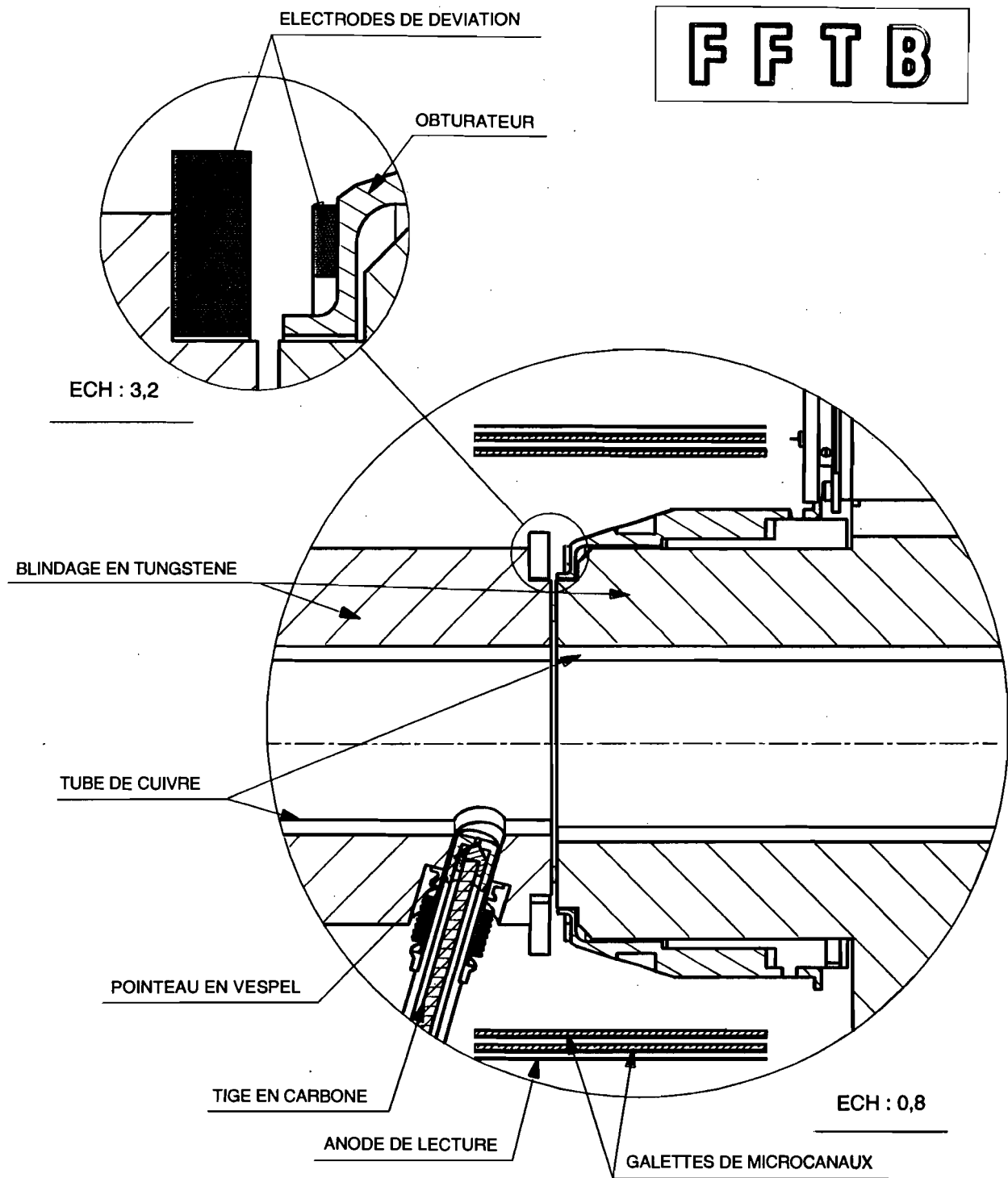


Figure III. 3 : Vue longitudinale du mesureur au point focal

L'enceinte et les pompes turbomoléculaires sont fixées à un bâti métallique reposant sur le sol. Des soufflets permettent d'aligner indépendamment les différents éléments et aussi de minimiser la transmission des vibrations vers les éléments voisins (quadrupôles du doublet final, mesureur Laser-Compton).

III. 2 La cible de gaz

Le système d'injection du gaz, entièrement conçu et réalisé au LAL, a pour but de créer au point focal au moment du passage du faisceau une cible de gaz de densité ajustable (de 10^{-6} à 10^{-3} Torr). A proximité du point focal, deux électrovannes rapides (l'une pour l'Argon, l'autre pour l'Hélium) permettent d'injecter le gaz (cf figure III. 3). Deux pompes turbomoléculaires de 150 l/s, situées de part et d'autre du détecteur, permettent de pomper ce gaz entre deux passages du faisceau.

III.2.1 Les injecteurs

Afin de minimiser la quantité totale de gaz introduite dans le tube du faisceau, on a utilisé une cible de gaz à impulsions, de préférence à un jet continu demandant une puissance de pompage beaucoup plus importante, laquelle aurait été très coûteuse et une source importante de vibrations néfastes à la mesure des dimensions du faisceau.

Les injecteurs pulsés (cf figure III. 4) ont été réalisés à partir de vannes électromagnétiques^[27] modifiées de façon à situer l'élément magnétique hors de l'enceinte et l'obturateur le plus près possible du point focal. Ce type d'injection a permis de minimiser le temps de montée de l'impulsion de gaz et ainsi de réduire la quantité de gaz injectée à chaque impulsion.

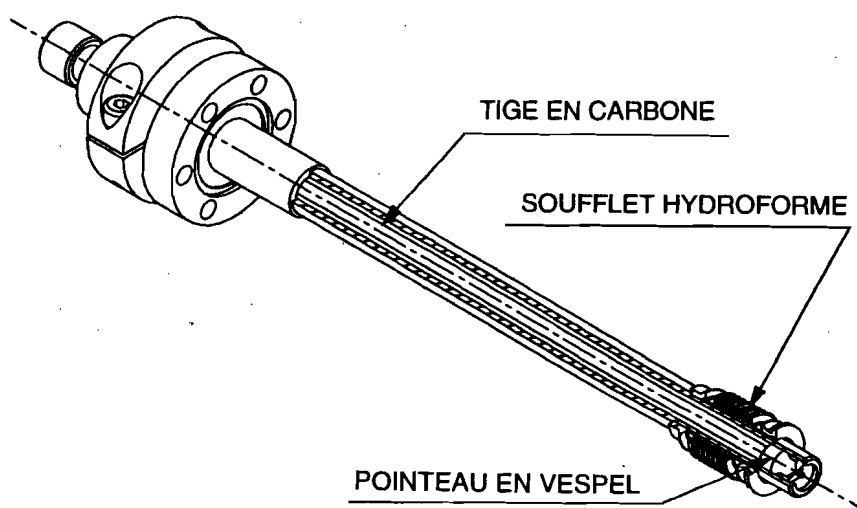


Figure III. 4 : Schéma d'un injecteur

Schématiquement, les injecteurs sont constitués d'un simple pointeau maintenu contre l'orifice du tube par la tension d'un ressort. Pour laisser passer le gaz depuis le réservoir en légère surpression par rapport à la pression atmosphérique, on applique un échelon de tension sur la bobine, ce qui retire le pointeau et ouvre la vanne. La pression dans le tube à l'aplomb de la fente augmente et atteint un maximum au moment de la fermeture de la vanne. La valeur de ce maximum augmente quand le temps d'ouverture est augmenté ou quand la pression du gaz en amont de la vanne est augmentée.

Le temps d'ouverture, de l'ordre de 100 à 300 μs , est réglé par la longueur de l'impulsion de commande. Après la fermeture de la vanne, la pression diminue par suite de l'écoulement du gaz dans le tube vers les pompes. La décroissance est exponentielle avec une constante de temps de quelques millisecondes. La quasi-totalité du gaz introduit est éliminée lorsque le paquet suivant arrive.

Les pointeaux ont été réalisés en Vespel pour obtenir à la fois une bonne étanchéité et une bonne tenue aux radiations, compte tenu de la proximité du faisceau. Pour s'assurer de la stabilité du comportement des injecteurs, des échantillons de Vespel ont été exposés à proximité du convertisseur à positrons de l'accélérateur linéaire d'Orsay. Pour un flux intégré de $5 \cdot 10^7 \text{ rad}$, la dureté des pastilles a augmenté de 30 %. Cette variation a été considérée acceptable pour l'exploitation prévue, et des obturateurs réalisés avec ces échantillons "durcis" se sont révélés parfaitement étanches après optimisation du réglage des équipages mobiles.

De plus, un test d'endurance a été effectué : les injecteurs ont été soumis à 2 millions d'ouvertures successives, représentant environ 200000 mesures. Aucune différence de comportement n'a pu être notée.

III.2.2 La mesure des impulsions de gaz

On a utilisé pour ces mesures une jauge à ionisation rapide^[28] dont le temps de réponse (3 μs) est très inférieur à la largeur de l'impulsion de gaz.

Toutefois, seuls la grille et le filament de la jauge originelle ont été utilisés pour des raisons d'implantation sur le détecteur. La jauge a ainsi été reconstituée avec un nouveau support d'électrodes et un transfert de l'électronique hors de l'enceinte à vide. En effet, la proximité du filament et du préamplificateur entraînait des dérives thermiques inacceptables.

Par la suite, les mesures dynamiques ont permis de mettre au point les obturateurs. Cette mise au point a consisté à optimiser les trois paramètres suivants :

* L'étanchéité des injecteurs au repos. La valeur de la pression ($\simeq 10^{-8} \text{ Torr}$) dans le tube de l'accélérateur au niveau du mesureur au bout de plusieurs mois de pompage et la vitesse de pompage au niveau des injecteurs ($\simeq 200 \text{ l/s}$) indiquent que la somme des effets combinés du taux de fuite des injecteurs et du dégazage de l'ensemble est inférieure à $10^{-6} \text{ Torr l s}^{-1}$.

* La stabilité de l'amplitude de l'impulsion de gaz. Elle est de l'ordre de 15 % (cf figure III. 5), ce qui est suffisant pour nos besoins.

* La rapidité du temps de montée de l'impulsion de gaz pour minimiser la quantité totale de gaz injectée dans le tube du faisceau.

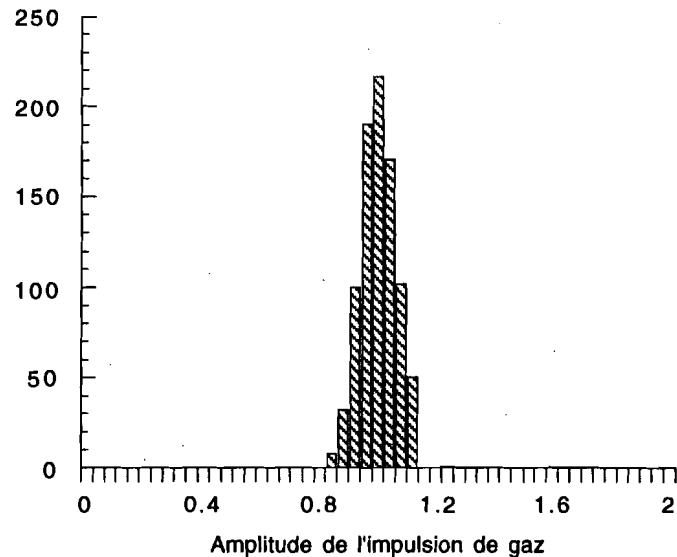


Figure III. 5 : Histogramme de la pression lue pour 860 impulsions de commande des électrovannes identiques. La pression est normalisée à sa valeur moyenne

La réponse typique d'un injecteur à une impulsion de commande est présentée sur la figure III. 6. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion de gaz est de l'ordre de 500 à 600 μs . A l'échelle de temps du faisceau, la pression reste inchangée pendant le passage du paquet d'électrons. Cette mesure a été faite en introduisant la jauge à ionisation rapide au centre du détecteur. Afin de pouvoir contrôler en permanence la pression au moment du passage du faisceau, la jauge à ionisation rapide a ensuite été installée à 20 cm du point d'injection et à 1.5 cm de l'axe du faisceau. Dans cette position, le temps de montée de l'impulsion et sa longueur sont dégradés, mais son amplitude a été calibrée par rapport à la pression au centre du mesureur, ce qui permet de contrôler la pression au centre en permanence.

La courbe de calibration des injecteurs est présentée sur la figure III. 7. On y voit l'évolution de la pression maximale au moment du passage du faisceau P_{max} en fonction de la largeur de l'impulsion de commande, c'est-à-dire en fonction du temps pendant lequel le pointeau est décollé de son siège et laisse passer le gaz. La variation de la largeur de cette impulsion de commande permet d'ajuster la pression au moment du passage du faisceau dans une gamme d'un facteur 50 pour l'Argon et 100 pour l'Hélium.

Les caractéristiques des deux injecteurs sont résumées sur la table III. 1. La mesure du rapport P_{max}/P_{moy} est importante pour valider la qualité finale du système d'injection pulsé : la haute valeur de ce rapport montre que la quasi totalité du gaz est pompée lorsque l'impulsion de commande suivante est envoyée, ou encore que *la quantité totale de gaz injectée est si faible qu'elle est invisible du reste de la ligne.*

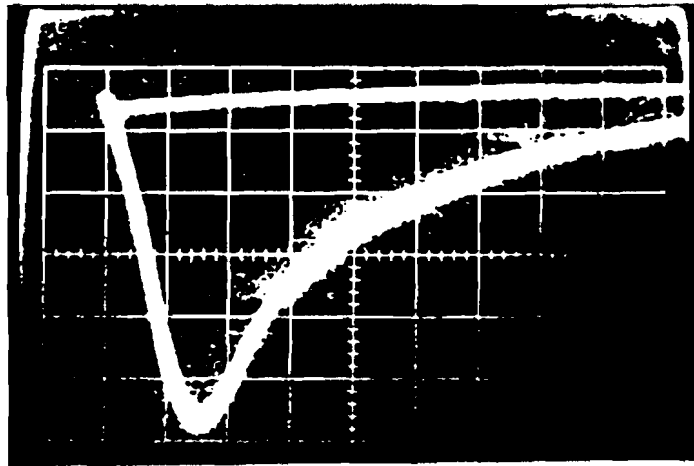


Figure III. 6 : Impulsion d'Hélium au centre du mesureur enregistrée par la jauge à ionisation rapide. L'échelle temporelle est $200 \mu s$ par carreau

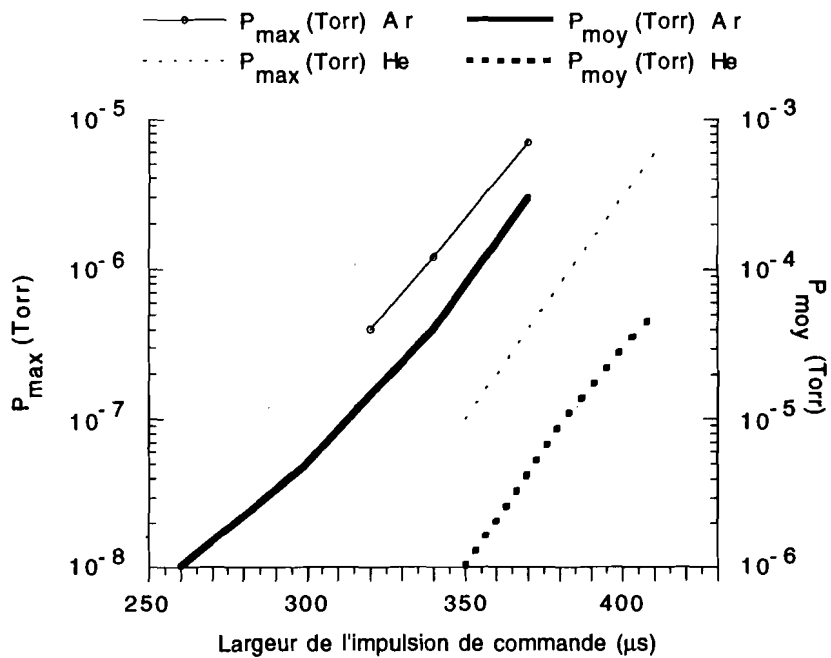


Figure III. 7 : Variation de la pression maximum P_{max} et de la pression moyenne P_{moy} en fonction de la largeur de l'impulsion de commande

	Argon	Hélium
Gamme dynamique	50	100
P_{max}/P_{moy}	300	200

Table III. 1 : Caractéristiques des deux injecteurs

III. 3 Le détecteur d'ions

La détection des ions se fait à l'aide de galettes de microcanaux. Celles-ci sont de minces plaques constituées d'une multitude de canaux, chacun d'eux se comportant comme un photomultiplicateur à dynode continue. Le grand nombre de canaux (5300 par mm^2) et leur petit diamètre ($12.5 \mu m$) font qu'on obtient de très bonnes résolutions spatiales. Il faut appliquer sur la face d'entrée de la galette une tension négative (de l'ordre de $-1 kV$ par rapport à la face de sortie). Chaque galette peut avoir un gain de $2 \text{ à } 3 \cdot 10^3$. L'association de deux galettes l'une derrière l'autre (cf figure III. 8) permet d'atteindre un gain total d'environ 10^7 . Ainsi, une particule incidente peut donner en sortie une charge de $1 pC$, suffisante pour résoudre les ions de façon individuelle. Ces galettes de microcanaux et leur fonctionnement sont décrits plus en détail au chapitre IV.

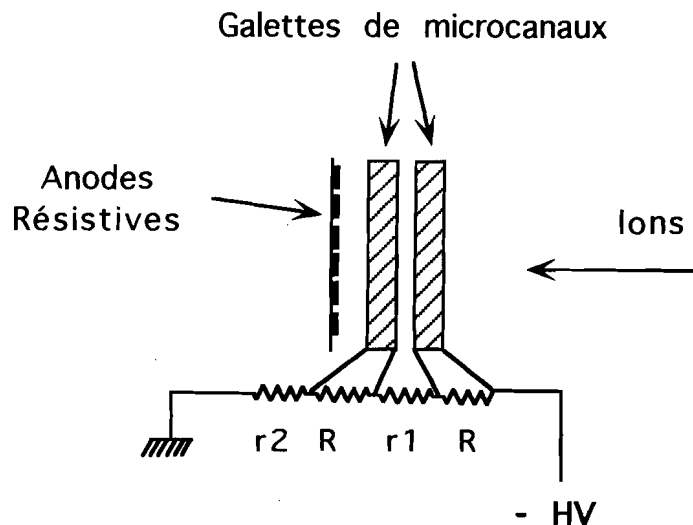


Figure III. 8 : Une paire de galettes de microcanaux et son pont diviseur, vue par la tranche

On utilise un ensemble de huit paires de galettes Hamamatsu rectangulaires ($40 \times 50 \text{ mm}$) formant une couronne octogonale qui entoure le faisceau. Celui-ci passe sur l'axe de la couronne, à 6.5 cm du centre de chaque galette. Cette géométrie (cf figure III. 9) permet de couvrir toute la distribution azimutale dans le plan transverse au faisceau. Les broches citées précédemment qui assurent la connection électrique entre les deux parties du tube en cuivre sont situées dans les angles morts (l'angle mort géométrique est de l'ordre de 19 %).

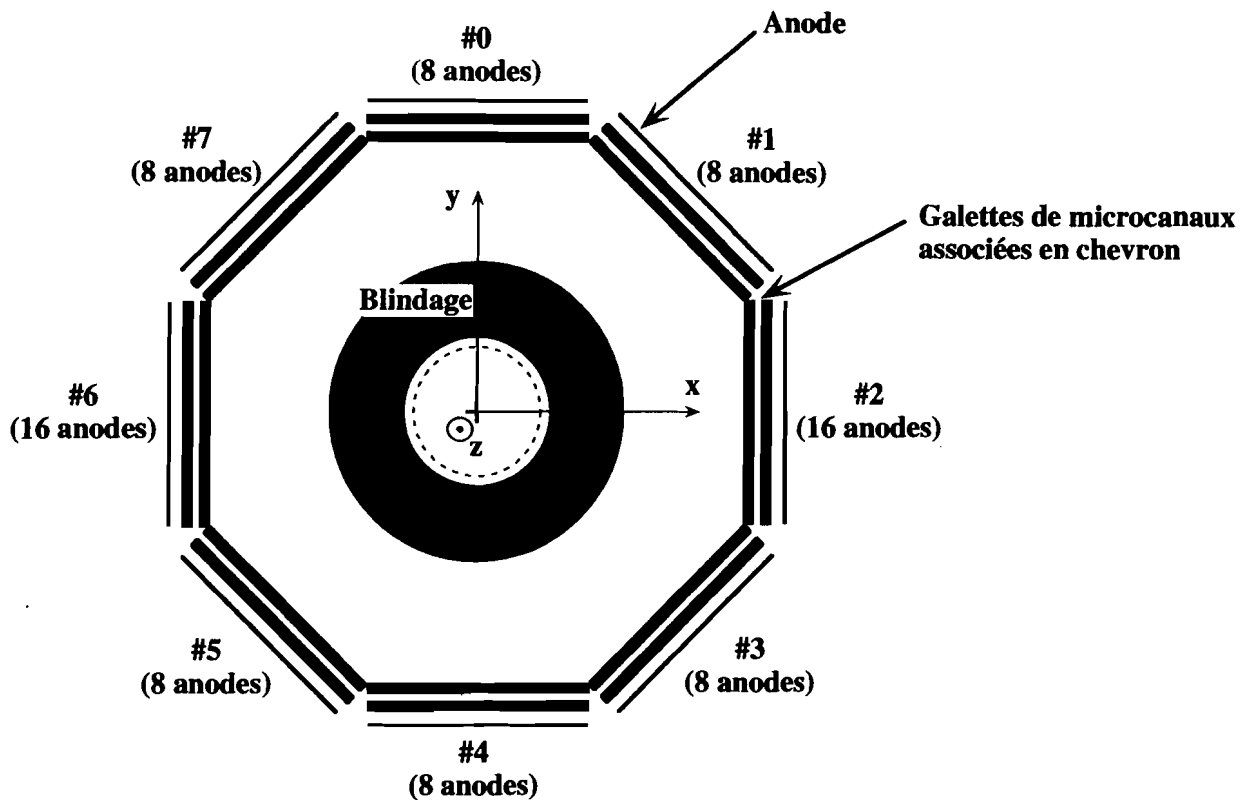


Figure III. 9 : La couronne octogonale des huit paires de galettes de microcanaux

Les tensions sur chacune des galettes d'une paire sont distribuées par un pont de résistances, alimenté par la tension négative d'une alimentation CAEN. Les tensions sont équilibrées sur chaque galette, tandis que la tension entre les deux galettes de la paire et la tension entre la face de sortie de la seconde galette et l'anode sont respectivement fixées à 1% et 20 % de la tension appliquée sur une seule galette.

La charge issue des galettes de microcanaux est collectée sur des anodes en forme de bandes résistives de 35 mm de long, parallèles à la direction du faisceau et situées à l'arrière des galettes. Chaque paire de galettes fait face à huit bandes résistives, sauf les deux paires détectant les ions dans le plan vertical qui elles font face à seize bandes

résistives. Ces quatre vingts anodes sont en graphite de haute résistance ($\simeq 5 \text{ k}\Omega$) ayant une non-linéarité inférieure à 2 %, ce qui permet par la simple division de charge des signaux lus à chaque extrémité d'une bande, d'obtenir la position de l'impact sur l'anode.

Chaque paire de galettes, ses bandes résistives et son pont diviseur sont fixés sur un même support, lui-même solidaire d'une bride fermant un port d'accès de l'enceinte. Ceci permet d'introduire ou d'extraire séparément chaque paire de galettes de l'enceinte.

III. 4 L'électronique

La chaîne d'électronique (cf figure III. 10) comporte donc deux fois quatre vingts voies. Les signaux collectés à chaque extrémité d'une anode sont transmis par un câble coaxial. La sortie de l'enceinte à vide s'effectue au travers d'un passage verre-métal. Chaque voie

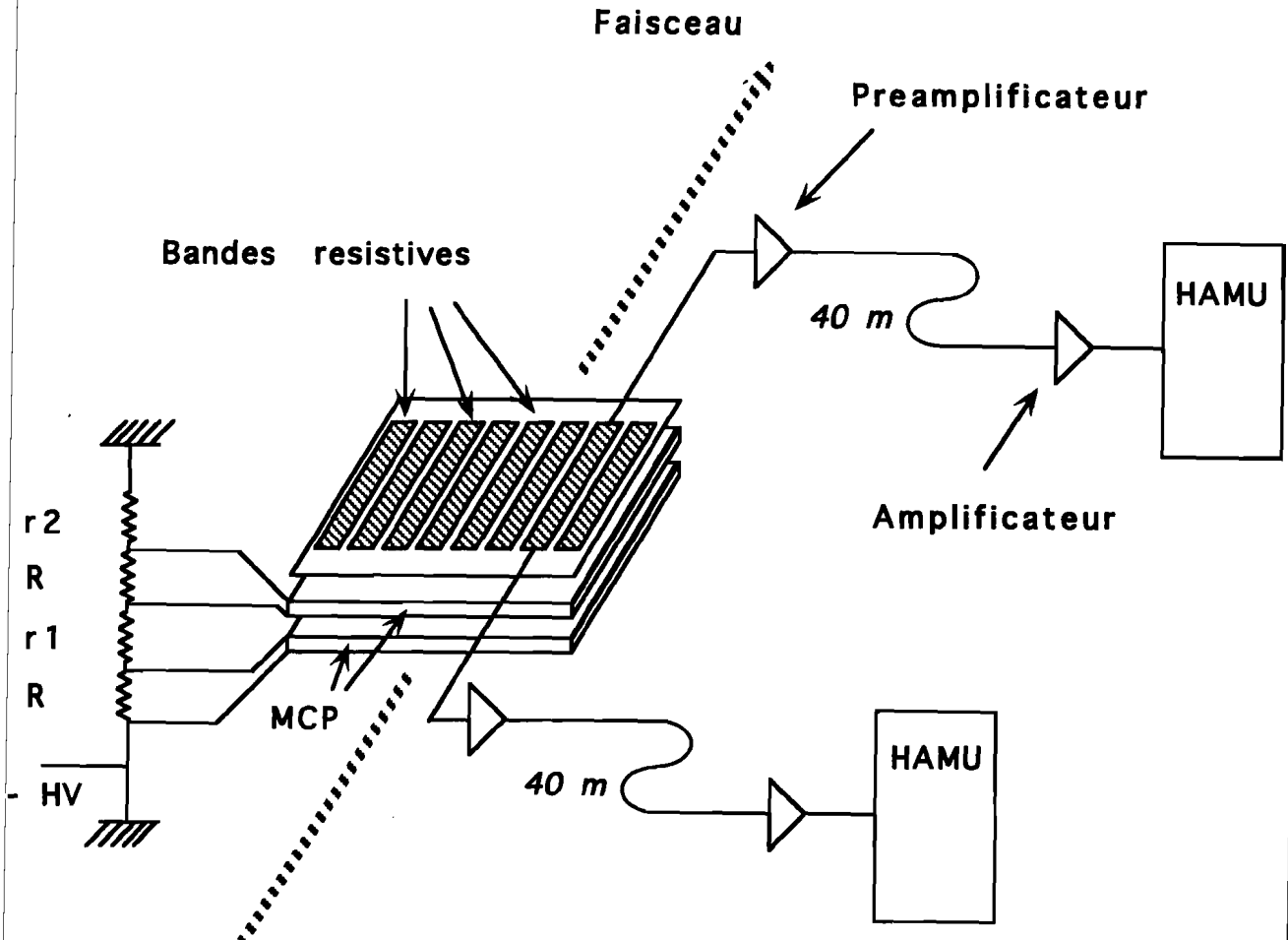


Figure III. 10 : Schéma de l'ensemble électronique associé à une paire de galettes à huit bandes résistives (seules les deux voies correspondant à une même bande sont représentées)

est ainsi connectée à un préamplificateur de charge situé près du mesureur, à l'extérieur de l'enceinte. Les signaux différentiels fournis par ces préamplificateurs sont ensuite envoyés par un câble plat à paires torsadées de 40 m vers un deuxième étage d'amplification et un formeur. On dispose de deux gains différents sur les amplificateurs, qui peuvent ainsi permettre de s'adapter à des charges de sortie des galettes plus ou moins fortes. En sortie, le signal est d'une largeur fixée (30 ns) avec une amplitude proportionnelle à la charge d'entrée du préamplificateur.

Ces derniers amplificateurs sont situés sur une carte contenue dans un châssis VME (*Versa Modul Eurocard*). En sortie de ces amplificateurs, le signal est dirigé vers une mémoire analogique (HAMU ou Hybrid Analog Memory Unit)^[29] développée à SLAC pour les besoins de l'expérience SLD. Ces composants, d'une profondeur de 512 mots, échantillonnent le signal à une fréquence fixée par une horloge externe, et le conservent pendant quelques microsecondes. Chaque échantillon est ensuite dirigé vers un ADC. Ceci permet, en utilisant une horloge oscillant à 200 MHz fabriquée pour la circonstance, de mémoriser les signaux arrivant dans un intervalle de 2.5 μ s par pas de 5 ns, ou bien 5 μ s par pas de 10 ns pour une fréquence d'horloge de 100 MHz. L'origine de cet intervalle de temps est réglable par pas de 2.5 μ s par rapport à un signal de synchronisation. On peut donc observer les ions arrivant après le passage du faisceau dans des fenêtres en temps de largeur constante, mais plus ou moins proches du passage du faisceau.

Afin de minimiser la quantité totale de mots transmis par l'ADC au système d'acquisition, un premier niveau de traitement a été installé sur les cartes VME : en sortie des modules HAMU, le signal converti est comparé à un niveau de référence ajustable dynamiquement, et seules les valeurs supérieures à ce seuil sont transmises au système d'acquisition.

III. 5 Les contrôles

Un système global (cf figure III. 11) a été développé au LAL pour contrôler les différents éléments du mesureur qui n'étaient pas directement liés à l'acquisition des signaux du détecteur. Ce système a pour but de contrôler :

- * le système de pompage
- * le système d'injection de gaz
- * les hautes tensions
- * la position de la cloche mobile

A chacune de ces tâches est affecté un petit sous-programme C, qui dialogue avec la carte interface CAMAC (*Computer Automated Measurement And Control*) correspondante.

Les sécurités logiques sont elles situées dans un autre châssis, sur une carte spécialement développée pour la circonstance. Ces sécurités permettent par exemple de protéger les galettes en cas de remontée de la pression, ou d'interdire toute injection de gaz si le vide est trop mauvais, ou bien si une pompe est arrêtée.

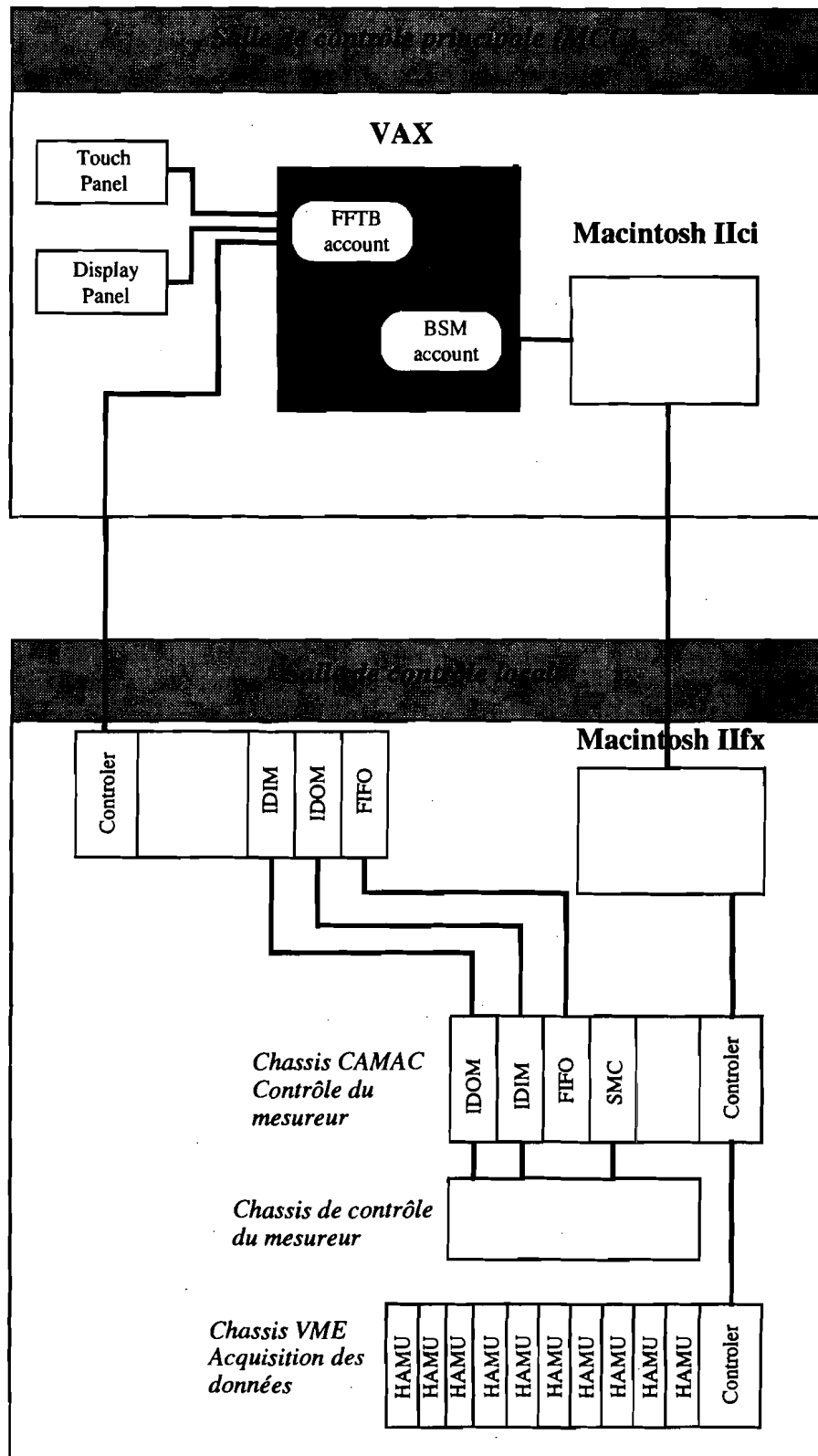


Figure III. 11 : Architecture du système de contrôle et d'acquisition

Ces divers outils ont été ensuite assemblés en une procédure globale de contrôle du mesureur, qui dans une phase ultérieure devra permettre un fonctionnement de celui-ci en mode automatique, sous le contrôle du VAX qui pilote l'accélérateur et la ligne du FFTB. Cette interface se fait à l'aide de modules IDIM (*Isolated Digital Input Module*) et IDOM (*Isolated Digital Output Module*) pour les transferts de bits individuels et de modules FIFO (*First In First Out*) pour les transferts de mots.

Tout le contrôle de l'expérience est en standard CAMAC, pour permettre l'utilisation de modules standards à SLAC.

III. 6 L'acquisition et le traitement des données

L'acquisition est faite par un Macintosh IIfx. Le logiciel d'acquisition a été conçu avec le système de développement d'Apple MPW (*Macintosh Programmer Workshop*), en se basant sur TMacLib^[30], une bibliothèque d'interface pour le Macintosh avec le VME développée à Orsay par A. Ducorps. Le cœur du programme est divisé en trois parties (cf Annexe E) : l'acquisition proprement dite, la reconnaissance des signaux et enfin le calcul des dimensions du faisceau.

Pendant les $2.5 \mu s$ qui suivent le passage du faisceau, les signaux analogiques sont stockés dans les mémoires HAMU. Ensuite, les 80 voies sont lues et l'ensemble des données de niveau supérieur au seuil est conservé dans la mémoire du Macintosh. Ce processus se répète à la fréquence de répétition du faisceau jusqu'à atteindre le nombre de paquets voulu.

La reconnaissance des signaux débute alors en comparant pour chaque cellule des modules HAMU les amplitudes lues à un niveau de référence. Le nuage d'électrons issu de la galette de microcanaux pouvant frapper deux bandes résistives adjacentes, l'amplitude de l'ion est calculée en tenant compte des charges déposées sur les bandes résistives voisines. Par division de charge, on obtient la position longitudinale sur l'anode.

La troisième partie, pour le calcul des dimensions du faisceau, ne pouvait pas se faire sans avoir une première expérience sur les données réellement obtenues, en particulier sur le niveau de bruit de fond. Elle n'était donc pas encore mise en place pour les tirs d'Août 1993.

CHAPITRE IV

LES GALETTES DE MICROCANAU

CHAPITRE IV

IV. LES GALETTES DE MICROCANAU

IV. 1 Le principe de fonctionnement	75
<i>IV.1.1 Le gain</i>	<i>79</i>
<i>IV.1.2 Les réactions ioniques</i>	<i>80</i>
<i>IV.1.3 Les fluctuations statistiques et la saturation</i>	<i>82</i>
<i>IV.1.3.1 La saturation par la charge d'espace</i>	<i>82</i>
<i>IV.1.3.2 La saturation par la charge des parois</i>	<i>83</i>
<i>IV.1.4 Les autres caractéristiques</i>	<i>83</i>
<i>IV.1.4.1 Le temps de réponse</i>	<i>83</i>
<i>IV.1.4.2 L'ouverture géométrique</i>	<i>83</i>
<i>IV.1.4.3 Le temps mort</i>	<i>83</i>
<i>IV.1.4.4 L'efficacité de détection des ions produits par le faisceau du FFTB</i>	<i>84</i>
<i>IV.1.4.5 L'amplitude des signaux dus aux ions</i>	<i>84</i>
<i>IV.1.4.6 La durée de vie</i>	<i>84</i>
IV. 2 Le bruit de fond propre d'une galette	85
IV. 3 La résolution en amplitude	85
IV. 4 La résolution spatiale	86

IV. LES GALETTES DE MICROCANAU

IV. 1 Le principe de fonctionnement

Les galettes de microcanaux que l'on utilise se présentent sous la forme d'une plaque de verre à forte teneur en plomb, constituée par la juxtaposition de 5300 *microcanaux/mm*², parallèles les uns aux autres, chacun d'entre eux jouant le rôle d'un multiplicateur d'électrons (cf figure IV. 1). Les canaux d'une galette mesurent chacun 0.5 mm de long pour un diamètre de 12.5 μm . Schématiquement, les galettes de microcanaux sont fabriquées de la façon suivante : un premier type de verre est étiré pour donner des fils de 12.5 μm de diamètre. Ces fils de verre sont ensuite accolés les uns aux autres et l'ensemble est alors solidifié dans un autre type de verre, qui sert de liant. Le bloc ainsi formé est alors découpé en lamelles de 0.5 mm d'épaisseur, précurseurs des galettes définitives. Le verre qui constitue l'intérieur des microcanaux de 12.5 μm est alors retiré de la galette par un traitement physico-chimique, qui laisse intact le liant. Une autre série de bains transforme alors les parois des microcanaux maintenant évidés pour faire en sorte que leur coefficient d'émission secondaire devienne supérieur à l'unité. Ces parois sont semiconductrices, ce qui permet de maintenir l'équilibre électrostatique par une tension externe qui y fait circuler un courant permanent.

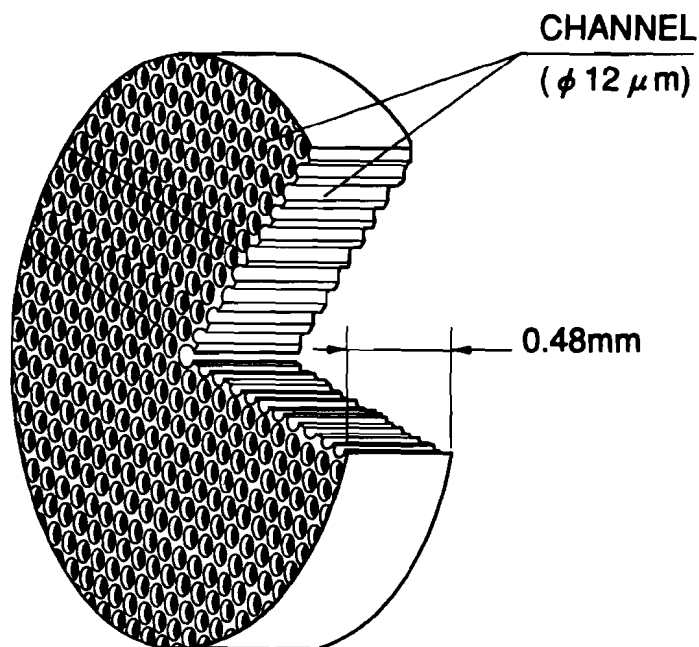


Figure IV. 1 : Galette de microcanaux à canaux droits

Lorsqu'une différence de potentiel V_g est appliquée entre les deux faces de la galette, la paroi interne de chaque canal se comporte comme une dynode continue, analogue électriquement à la structure de dynodes discrètes d'un photomultiplicateur conventionnel, et qui remplit également la fonction de diviseur résistif de tension. Une métallisation des deux faces de la galette assure la mise en parallèle électrique des microcanaux. La technique utilisée est le dépôt d'une couche métallique, généralement du Nickel - Chrome ou Inconel sur les faces avant et arrière de la galette qui servent alors respectivement d'électrodes d'entrée et de sortie. Les tensions appliquées V_g aux bornes des galettes de microcanaux sont de l'ordre du kiloVolt mais, compte tenu des très faibles distances, les champs électriques qui en résultent sont assez élevés (de l'ordre de 20 kV cm^{-1}).

Les canaux sont inclinés de quelques degrés par rapport à la surface de la galette pour que les ions incidents viennent frapper la paroi à l'entrée même des canaux et assurer ainsi un gain maximum. Une deuxième raison pour incliner les canaux réside dans l'utilisation de deux galettes dans un montage dit *montage en chevron* décrit au paragraphe suivant, qui réduit les retours d'ions. L'angle optimal d'inclinaison est compris entre 5 et 13 degrés.

A quelques dizaines de microns des faces d'entrée et de sortie de la galette, le champ électrique dans les microcanaux est parallèle à l'axe du canal à cause de la répartition des charges sur les parois qui est maintenue par un courant permanent. Un ion qui pénètre dans un canal par l'extrémité portée au potentiel le plus négatif heurte la paroi de la galette et provoque l'émission d'un ou de plusieurs électrons secondaires. Ils sont accélérés longitudinalement par le champ électrique, tandis que la composante transverse de leur impulsion va leur faire heurter la paroi un peu plus loin, en aval de leur point d'émission (cf figure IV. 2). Ceci va à nouveau provoquer l'émission d'électrons secondaires qui vont déclencher le même processus un peu plus loin dans le microcanal. Ainsi, chaque ion incident initie un phénomène d'avalanche qui produit en sortie une charge électrique contenant jusqu'à 10^4 électrons avec une distribution dépendant des paramètres de la galette.

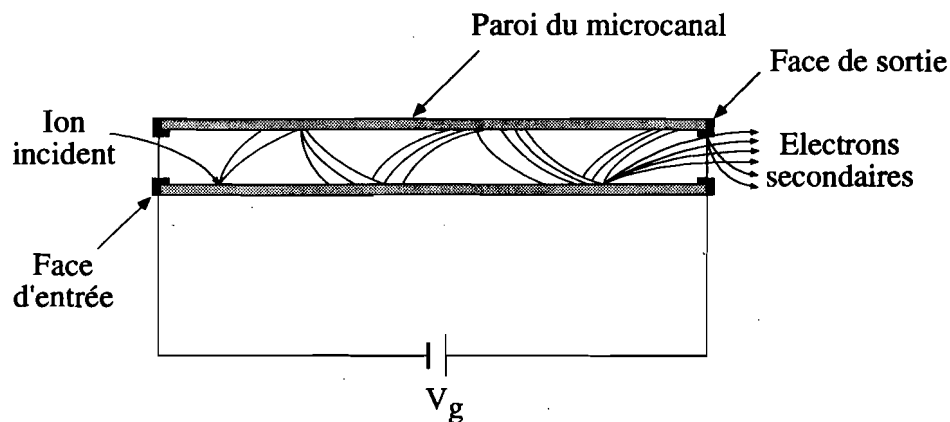


Figure IV. 2 : Principe de la multiplication des électrons secondaires dans un microcanal

On peut représenter une galette de microcanaux par son schéma électrique équivalent (cf figure IV. 3) : la face d'entrée peut être assimilée à la cathode, la face de sortie à l'anode et l'intérieur de la galette à une source de courant qui passe de la cathode à l'anode et qui se referme à travers la résistance en parallèle du pont diviseur ou à travers l'alimentation haute-tension si sa résistance interne est faible.

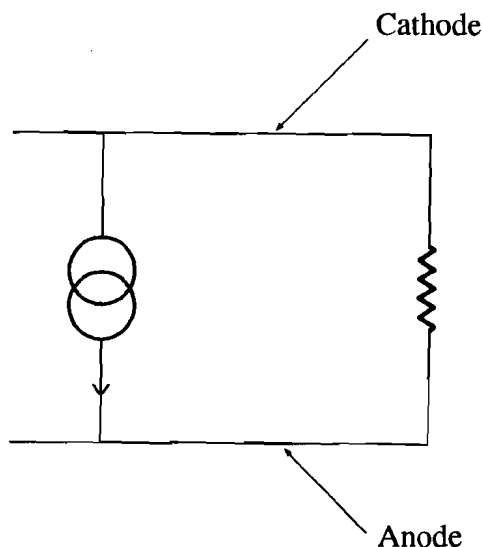


Figure IV. 3 : Schéma électrique équivalent d'une galette de microcanaux

Les galettes de microcanaux actuelles sont le résultat de travaux qui ont débuté avec un multiplicateur à électrons à dynode continue, suggéré par Farnsworth en 1930^[31]. Sa réalisation finale a été reculée jusqu'aux années 1960, quand les travaux expérimentaux de Dschpkov et al^[31] en URSS, de Goodrich et Whiley^[31] aux Bendix Research Laboratories aux USA et de Adams et Manley^[31] aux Mullard Research Laboratories en Grande Bretagne ont été diffusés. Ces travaux reposaient également sur des progrès récents^[31] dans la connaissance du phénomène de l'émission secondaire, et de travaux plus anciens sur la production de surfaces résistives dans des verres au plomb par réduction dans de l'hydrogène à très haute température.

Une étude beaucoup plus détaillée des galettes de microcanaux montre que les performances électriques caractéristiques des microcanaux sont une fonction complexe de la tension appliquée, du diamètre d des canaux et de leur rapport $\alpha = l/d$ (où l représente la longueur d'un microcanal). C'est ainsi que pour des rapports suffisamment grands, il est possible, tout au moins théoriquement, d'atteindre des gains supérieurs à 10^5 pour des canaux de diamètre $12.5 \mu m$ et supérieur à 10^6 pour des canaux de diamètre $40 \mu m$. Ceci apparaît sur la figure IV. 4, représentant un réseau de courbes universelles^[32] où le gain est exprimé en fonction de la tension appliquée et du rapport $\alpha = l/d$.

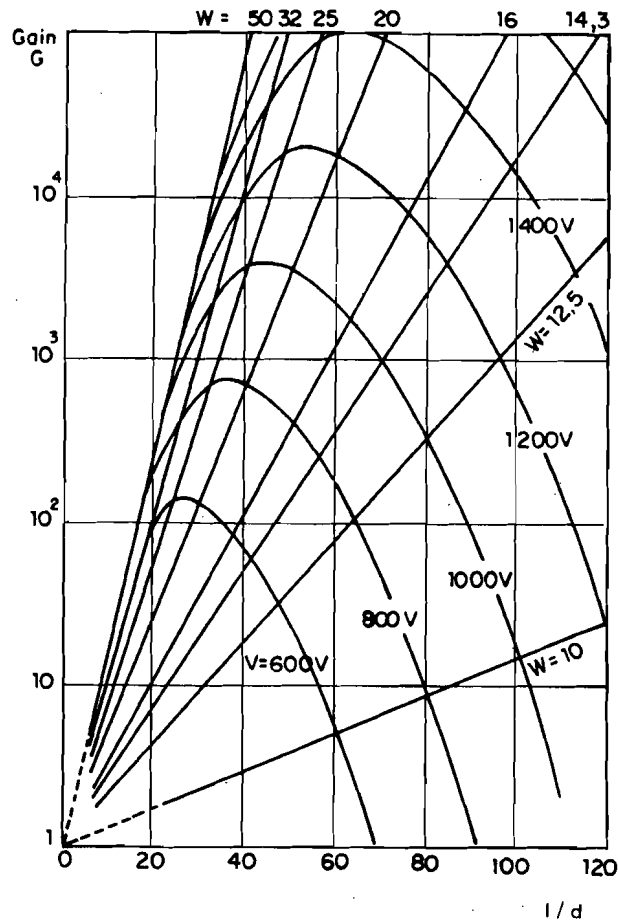


Figure IV. 4 : Courbes universelles de gain pour une galette de microcanaux (énergie de l'électron incident : 2 keV). $W = V/\alpha$ représente la tension normée

Ce réseau de courbes universelles fait la synthèse de diverses informations :

- * La variation du gain en électrons en fonction de la tension appliquée à la galette, pour différentes valeurs du rapport $\alpha = l/d$ allant de 10 à 120

- * La variation du gain en électrons en fonction du rapport l/d pour différentes valeurs de la tension appliquée

- * Les variations du gain en électrons en fonction du rapport l/d pour différentes valeurs de la tension normée W . Cette tension est obtenue en divisant la tension totale V_g appliquée aux bornes des canaux par le rapport l/d : c'est en fait la différence de potentiel qui existe entre deux points séparés par une distance axiale égale au diamètre du canal :

$$W = \frac{V_g d}{l} = E d \quad (\text{IV} - 1)$$

où E représente le champ électrique longitudinal établi dans les microcanaux.

Depuis les premières études faites sur les galettes de microcanaux, on sait que le processus de multiplication dans un canal est limité par trois phénomènes : l'ionisation du gaz résiduel et les saturations en charge et en courant.

IV.1.1 Le gain

La nature continue de la couche résistive de chaque canal et la distribution en angle et en énergie de l'émission secondaire permettent de nombreuses trajectoires électroniques (cf figure IV. 2), ce qui introduit une fluctuation sur le nombre d'étages multiplicateurs. En outre, pour une tension donnée, les trajectoires varient en fonction de la géométrie du canal, c'est-à-dire du diamètre d des microcanaux et du rapport $\alpha = l/d$.

Si l'on fixe le rapport l/d , on peut distinguer trois régimes correspondant à trois modes de fonctionnement différents dans la caractéristique de gain en fonction de la tension (cf figure IV. 5) :

* La région **(1)** de faible gain dans laquelle chaque canal fonctionne linéairement : chaque microcanal peut multiplier, sans perte de gain, plusieurs particules incidentes primaires. Dans ce domaine, chaque microcanal fonctionne de façon indépendante et leur gain croît quasi exponentiellement avec la tension appliquée et dépend peu du diamètre des canaux.

* La région **(2)** de gain intermédiaire marque le passage du régime de fonctionnement linéaire à un régime de fonctionnement de gain saturé. Ainsi que nous le montrerons un peu plus loin, cette saturation résulte, selon les caractéristiques géométriques des canaux, soit d'un phénomène de charge d'espace, soit d'une perturbation des équipotentielles par l'accumulation de charges positives sur les parois du canal multiplicateur. Chacun de ces processus tend à diminuer l'énergie acquise par les électrons entre deux paliers de multiplication. Quand cette énergie devient inférieure à celle correspondant au maximum des courbes d'émission secondaire du verre des microcanaux, il y a réduction de l'amplification par émission secondaire. Le gain du microcanal décroît donc progressivement jusqu'au blocage du processus d'amplification. Ces phénomènes de saturation qui perturbent la multiplication des électrons dans les canaux, restent circonscrits au canal considéré. Chaque canal fonctionne encore de façon indépendante, mais la charge délivrée n'est plus proportionnelle à la charge d'entrée : la courbe de gain commence à s'incurver.

* La région **(3)** de gain fort ou gain saturé dans laquelle les perturbations électrostatiques dues à la saturation d'un microcanal s'étendent également aux canaux voisins. Le gain varie alors linéairement avec la tension et la linéarité de la galette est limitée à la détection d'un électron par groupe de N canaux, N dépendant du gain de la galette. En d'autres termes, bien que chaque canal soit saturé, il est possible d'obtenir une caractéristique de transfert linéaire entre l'entrée et la sortie, pour autant que le nombre d'électrons frappant simultanément l'entrée de la galette soit petit devant le nombre de canaux.

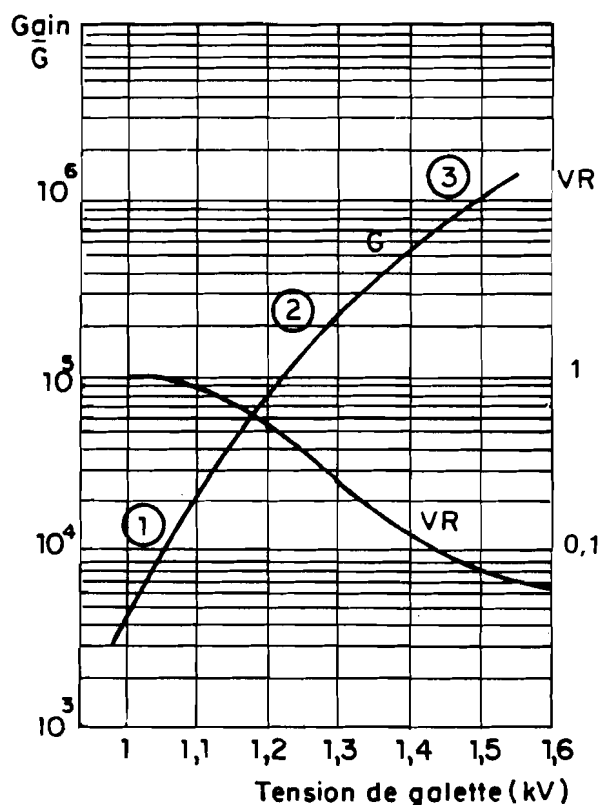


Figure IV. 5 : Courbe typique de l'évolution du gain et de la variance en fonction de la tension appliquée sur une galette de microcanaux à canaux courbes

IV.1.2 Les réactions ioniques

Au niveau de la sortie de la galette, des atomes sont désorbés par les parois sous l'influence du bombardement électronique. Certains de ces atomes peuvent être ionisés par les électrons de l'avalanche. Ces ions, chargés positivement, remontent le champ électrique vers la face d'entrée de la galette. Ils peuvent frapper les parois et déclencher ainsi une nouvelle avalanche d'électrons secondaires. L'amplitude résultante sera plus faible que l'amplitude de l'impulsion initiale, mais elle pourra cependant créer d'autres ions et d'autres avalanches d'électrons secondaires. Il apparaît ainsi un train d'impulsions qui va modifier le potentiel de la paroi des microcanaux et réduire le gain. Cet effet limite la tension qui peut être appliquée sur une galette et donc en pratique le gain qui ne peut guère dépasser 10^4 .

Les ions secondaires peuvent aussi sortir de la face d'entrée si la configuration des lignes de potentiel à l'extérieur de la galette le permet et revenir sur la galette en un autre point où ils vont induire un autre signal. Dans ce cas, l'amplitude du signal est indépendante de l'amplitude du premier signal, et peut même être plus élevée.

Comme on veut détecter des ions uniques, il faut au minimum un gain de $10^6 - 10^7$ pour obtenir une charge de l'ordre de 1 pC par ion primaire. Il existe a priori deux méthodes pour augmenter le gain disponible tout en supprimant le problème des retours d'ions. Elles consistent toutes les deux à faire en sorte que les ions de retour frappent la paroi avant qu'ils n'aient acquis l'énergie cinétique suffisante pour éjecter des électrons secondaires et initier une nouvelle avalanche :

* Une première idée consiste à utiliser des canaux courbes comme dans les multiplicateurs tubulaires. Dans ces conditions, le gain peut être accru jusqu'au niveau correspondant à la saturation quasi complète de l'impulsion de charge en sortie du canal, sans perturbation du mécanisme de multiplication par les réactions ioniques, et dépasser 10^6 . Cette méthode a été utilisée avec d'excellents résultats^[33], mais de telles galettes ne sont plus disponibles actuellement sur le marché à cause de leur trop faible diffusion.

* L'autre méthode consiste à utiliser un montage dit *montage en chevron*^[34] : deux galettes à canaux rectilignes sont utilisées en cascade et placées de manière telle (cf figure IV. 6) que l'angle entre les canaux placés en regard bloque toute remontée, dans la première galette, des ions en provenance de la seconde. On arrête ainsi au niveau de l'interface entre les deux galettes les ions formés dans le second étage, qui représentent la très grosse majorité d'entre eux car la désorption des parois reste négligeable tant que le nuage d'électrons secondaires est peu intense. Il est alors possible d'atteindre un gain d'environ 10^7 . C'est cette méthode que nous avons utilisée.

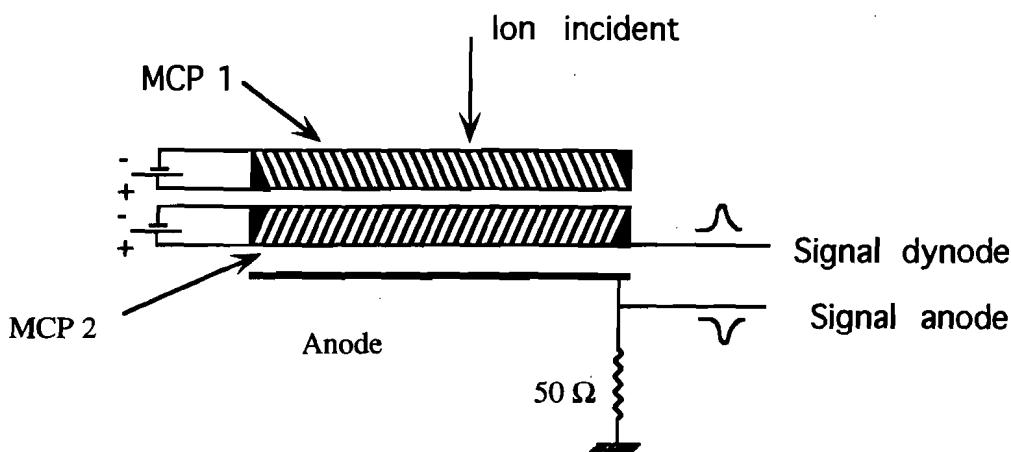


Figure IV. 6 : Montage "en chevron". L'angle entre les canaux des deux galettes permet de s'affranchir des retours d'ions issus de la deuxième galette

Des ions secondaires peuvent aussi être produit par l'ionisation du gaz résiduel dans les canaux. Pour limiter ce processus à un niveau acceptable, les galettes de microcanaux doivent être utilisées dans un vide meilleur que 10^{-4} à 10^{-5} Torr.

IV.1.3 Les fluctuations statistiques et la saturation

En régime de fonctionnement linéaire, tant que la charge débitée par un canal reste inférieure à sa limite de saturation, la nature statistique de l'émission secondaire entraîne une dispersion importante de la charge en sortie du microcanal. Le spectre d'amplitude est alors exponentiel. Lorsque le gain augmente et qu'apparaît le régime de saturation, la forme de la distribution change graduellement et prend un profil gaussien (cf figure IV. 7) : la distribution en amplitude présente alors un pic de largeur à mi-hauteur ΔG qui permet de définir la résolution sur l'amplitude (ou résolution en gain) :

$$R_{(G)} = \frac{\Delta G}{G} \quad (\text{IV} - 2)$$

Le phénomène de saturation limitant la charge disponible en sortie de chaque canal peut avoir suivant les cas, deux origines : la charge d'espace contenue dans les microcanaux ou la charge des parois.

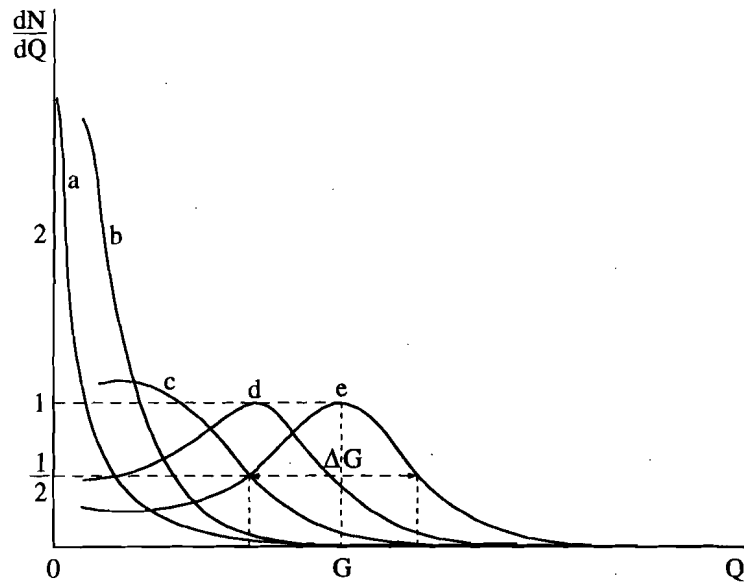


Figure IV. 7 : Distribution en amplitude des signaux issus d'une galette de microcanaux en fonction du gain

IV.1.3.1 La saturation par la charge d'espace

Lorsque la charge contenue dans l'avalanche électronique devient très importante, elle crée un champ de charge d'espace dirigé vers l'anode collectrice qui s'oppose au champ de dérive des électrons vers l'anode. Ceci diminue leur énergie et empêche leur multiplication au cours des chocs sur la paroi du canal. On atteint alors un régime de gain saturé qui se traduit par une plus faible dispersion de l'amplitude des impulsions dont la distribution présente alors un pic.

IV.1.3.2 La saturation par la charge des parois

Les électrons secondaires émis par la paroi dans le phénomène de multiplication laissent sur celle-ci des charges positives. Ces charges créent également un champ électrique qui tend à freiner les électrons et donc à arrêter la multiplication par émission secondaire. Il en résulte une diminution du gain et une non linéarité de la caractéristique de transfert en courant de la galette. Ce phénomène apparaît lorsque le courant de sortie moyen n'est plus négligeable devant le courant de conduction qui circule dans les parois.

IV.1.4 Les autres caractéristiques

IV.1.4.1 Le temps de réponse

Le temps de transit de l'impulsion de courant dans la galette peut être évalué à l'aide de la relation :

$$t_t \simeq 500 l V_g^{-1/2} \quad (\text{IV} - 3)$$

avec * t_t : temps de transit en ps

* l : longueur des canaux en mm

* V_g : tension appliquée en kV

La majorité des galettes que nous avons utilisées avaient $l = 500 \mu m$ et $V_g \simeq 1 kV$, ce qui donne un temps de transit de l'ordre de $t_t \simeq 250 ps$, soit très nettement moins que la résolution temporelle de notre électronique.

Il faut noter que cette relation ne prend pas en compte la charge d'espace qui a tendance à allonger l'impulsion en retardant les électrons les plus lents. Néanmoins, cet effet est faible et nous n'avons jamais été sensible au temps de réponse des galettes.

IV.1.4.2 L'ouverture géométrique

Comme les galettes de microcanaux ne sont en fait que des tubulaires creux accolés les uns aux autres, la majorité de la surface de la galette est constituée ... de trous. La surface ouverte représente 63 % de la surface totale de la galette, ce qui en principe limite de façon intrinsèque l'efficacité de détection absolue à 63 % sauf si le champ électrique qui se développe à la sortie des canaux permet de collecter d'avantage de particules incidentes. Il faut noter que nous n'avons jamais eu la possibilité de mesurer l'efficacité absolue de nos galettes, mais nous n'avons besoin que des seules efficacités relatives entre les diverses galettes.

IV.1.4.3 Le temps mort

La résistance d'une galette de microcanaux rectangulaire ($40 \times 50 mm$) est typiquement comprise entre 100 et 300 $M\Omega$. Cette galette comprend environ $14 \cdot 10^6$ canaux, donc la

résistance associée à chaque microtube est d'environ $R_c \simeq 2.8 \cdot 10^{15} \Omega$.

En considérant la galette comme un condensateur plan, rempli à 40 % de verre ($\epsilon_r \simeq 8$), la capacité totale est de $C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{e}$ soit $C \simeq 90 \text{ pF}$ ou encore $C_c \simeq 6.4 \cdot 10^{-18} \text{ F}$ par microcanal.

Après qu'un canal ait délivré une impulsion, les charges contenues dans la paroi doivent s'écouler. De plus, à cause de la nature "en cascade" du phénomène de multiplication, la plus grande partie de la charge provient des derniers 20 % du tube. Cela signifie qu'une capacité effective de $C_c \simeq 1.3 \cdot 10^{-18} \text{ F}$ doit se recharger à travers une résistance $R_c \simeq 2.8 \cdot 10^{15} \Omega$. Le temps mort d'un canal, ou temps nécessaire à ce que l'équilibre des charges se rétablisse, est donc $T_c \simeq C_c R_c \simeq 3.5 \text{ ms}$.

Dans le cas où la fréquence f des impulsions est suffisamment faible pour qu'un canal ne puisse recevoir aucun ion pendant son temps mort, soit $f \ll 1/T_c$, la linéarité de la galette est maintenue. Ceci est notre cas car la fréquence du faisceau n'est que de 10 Hz et on verra au chapitre VII que le nombre maximum d'ions détectés à chaque passage du faisceau est inférieur à 100.

IV.1.4.4 L'efficacité de détection des ions produits par le faisceau du FFTB

Des études ont montré qu'au delà de 2 keV ^[35], on atteint un plateau d'efficacité qui sature vers 60 %, c'est-à-dire à la valeur correspondant à l'ouverture géométrique des galettes. Comme la face d'entrée des galettes de microcanaux est portée à un potentiel de l'ordre de -2 kV , on peut considérer que l'efficacité de nos galettes reste constante et ne dépend pas de la vitesse des ions.

IV.1.4.5 L'amplitude des signaux dus aux ions

L'amplitude est fonction du nombre d'électrons n_p créés lors de l'impact de l'ion sur la paroi du microcanal. Plus ce nombre est élevé, plus la saturation produite dans l'avalanche sera atteinte rapidement. Ce nombre dépend de la vitesse de l'ion : plus celle-ci est élevée, plus n_p sera grand. Des études ont montré^[36] que n_p était, à vitesse égale, quatre fois plus important pour l'Argon que pour l'Hélium.

IV.1.4.6 La durée de vie

La durée de vie d'une galette de microcanaux est principalement liée à la charge intégrée que ces canaux ont délivré*. A partir d'une certaine valeur de la charge intégrée, le gain des galettes va chuter, ainsi que leur efficacité. Néanmoins, une charge intégrée de $10^{-3} \text{ C/cm}^{-2}$ donne une perte de gain inférieure à 2 %. En supposant des signaux donnant

* Le niveau du vide dans lequel les galettes fonctionnent est également important. Le nôtre est en période de fonctionnement du mesureur de l'ordre de 10^{-6} Torr .

une charge d'environ 1 pC , et avec nos taux de comptage voisins de $100 \text{ ions/paquet/galette}$ (cf chapitre VI et VII), ceci représente dix millions d'acquisitions successives.

IV. 2 Le bruit de fond propre d'une galette

Le taux de bruit de fond d'une galette de microcanaux est principalement dû à l'émission de champ sur les parois des microcanaux, ainsi qu'aux désintégrations des composants radioactifs du verre, principalement par les désintégrations β^- des atomes de ^{40}K , tandis que les rayons cosmiques n'interviennent que pour environ 4% ^[37]. Ce taux, qui dépend de la nature de la galette, est généralement très faible ($< 0.5 \text{ coup/s/cm}^2$)^[37].

Dans notre cas, on a mesuré après plusieurs mois de pompage dans l'enceinte du mesureur, un taux de bruit de fond inférieur à 2 coups par seconde pour une surface de 20 cm^2 dans la plupart des cas, ce qui est en accord avec des études antérieures^[38].

IV. 3 La résolution en amplitude

Une étude systématique de la résolution en amplitude des signaux fournis par les galettes de microcanaux est développée en Annexe F. On n'en présente ici que le résultat final.

Après les divers tests effectués à Orsay sur plusieurs montages différents, et avec plusieurs types de galettes, on a obtenu de manière reproductible une résolution R_G de l'ordre de 120% (cf figure IV. 8) sur l'amplitude des signaux des ions Ar^+ .

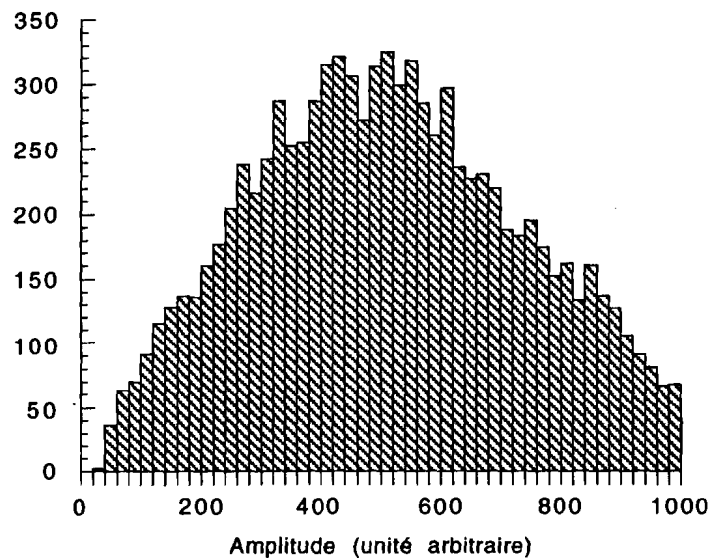


Figure IV. 8 : Histogramme d'amplitude des signaux dus aux ions Ar^+

IV. 4 La résolution spatiale

On a vérifié systématiquement la résolution spatiale sur toutes les brides utilisées. Les bandes de graphite étaient données pour avoir une linéarité meilleure que 2 %. Dans l'exemple présenté sur la figure figure IV. 9, on a utilisé une source d'ions Ar^+ et une série de fentes espacées de 1 mm placées face à la galette, ce qui permettait de connaître la position d'impact des ions.

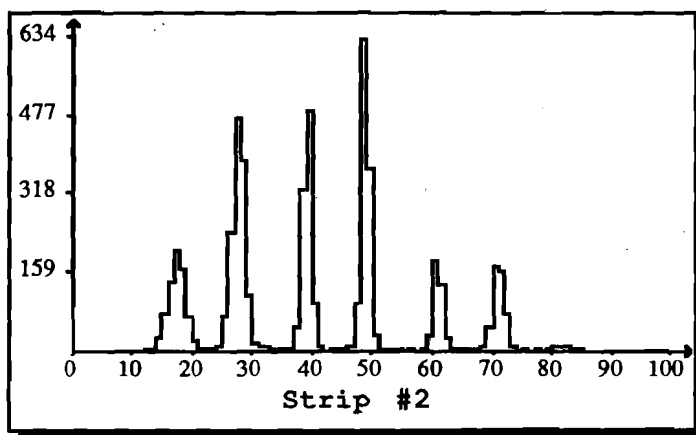


Figure IV. 9 : Histogramme de la position longitudinale des impacts des ions en plaçant face à la galette une série de fentes espacées de 1 mm. La position longitudinale est représentée de 0 à 100

La résolution obtenue dépend de la position de l'impact et varie de 110 à 250 μm , ce qui est suffisant pour nos besoins.

CHAPITRE V

LE TEST PRELIMINAIRE SUR L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ORSAY

CHAPITRE V

V. LE TEST PRELIMINAIRE SUR L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ORSAY	
V.1 Le dispositif expérimental	89
V.2 Le faisceau	90
V.3 La création des ions	92
V.4 La dérive et la détection des ions	92
V.5 Les résultats	94
<i>V.5.1 Le faisceau</i>	94
<i>V.5.2 Le bruit de fond</i>	95
<i>V.5.3 La détection des ions</i>	101
V.6 Les conclusions	104

V. LE TEST PRELIMINAIRE SUR L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ORSAY

Ce chapitre décrit les deux séries de mesures qui ont été effectuées^[39] sur l'Accélérateur Linéaire, à Orsay, en Décembre 1991 et Avril 1992. Leur but était d'étudier la détection des ions dans des conditions voisines de celles du FFTB à petite distance d'un faisceau d'électrons de 1 GeV avec des galettes de microcanaux. Le bruit dû au faisceau du FFTB n'étant pas alors encore connu, il s'agissait de vérifier la possibilité de détecter des ions quelques dizaines de nanosecondes après le signal de bruit produit en coïncidence avec le faisceau, éventuellement beaucoup plus fort que celui d'un ion unique, et de mettre une limite sur le niveau acceptable.

Ce test a également permis d'apprendre à faire fonctionner les éléments principaux du mesureur, avec notamment les injecteurs de gaz et l'acquisition à distance.

V. 1 Le dispositif expérimental

La figure V. 1 présente l'appareillage expérimental utilisé lors de ces tests. La principale différence avec le mesureur définitif réside dans le mode d'extraction des ions : les dimensions transverses du faisceau disponible à Orsay (plusieurs millimètres) étaient telles que l'impulsion transmise aux ions par le champ de charge d'espace ne permettait pas de les expulser du faisceau. Pour les extraire, une série d'électrodes a permis d'appliquer un champ statique pour faire dériver les ions vers les galettes de microcanaux. La tension maximale applicable sur cette électrode de dérive était de l'ordre du kiloVolt.

Le reste du détecteur se composait d'une enceinte à vide dans laquelle on pouvait obtenir une pression de 10^{-6} Torr, suffisante pour obtenir un bon fonctionnement des galettes de microcanaux. Le faisceau d'électrons pénétrait dans cette enceinte et la quittait en traversant deux fenêtres de 100 μm en aluminium, en ionisant le gaz sur son passage.

La détection des ions s'est faite à l'aide de deux galettes de microcanaux rondes Hamamatsu ($\phi = 18$ mm, $l/d = 40$) associées en chevron et protégées du bruit de fond par un écran de 1 cm de plomb. Les signaux des galettes étaient collectés sur deux anodes pleines en cuivre (cf figure V. 2), de surface égales. L'anode centrale A1 est celle vers laquelle les ions étaient dirigés, l'anode annulaire A2, placée face au blindage en plomb, servant à apprécier le bruit de fond. Au niveau du blindage, une grille de 60 % de transparence permet d'éviter de focaliser les ions sur la galette.

En amont de la chambre à vide, un mur de briques de plomb de 10 cm d'épaisseur réduisait le flux de rayons X et γ accompagnant le faisceau. Ce mur de briques était percé d'un trou de diamètre $d = 3$ cm pour permettre le passage du faisceau. En aval, une chambre à ionisation à bandes anodiques parallèles permettait de déterminer la position du faisceau et ses dimensions transverses.

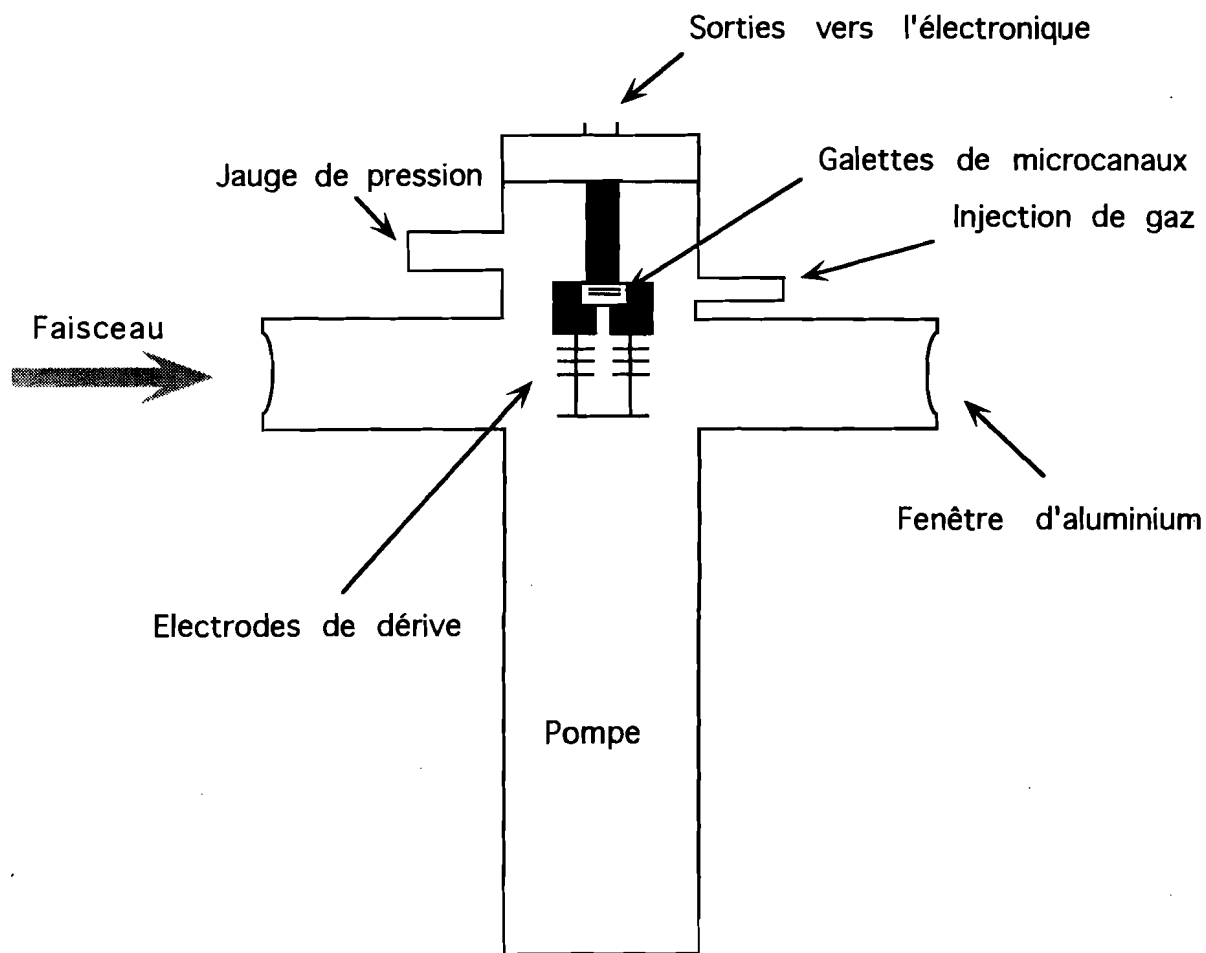


Figure V. 1 : Appareillage expérimental utilisé sur l'Accélérateur Linéaire à Orsay

V. 2 Le faisceau

On a utilisé un faisceau d'électrons de 1.1 GeV , d'intensité comprise entre 10^8 et 10^9 électrons par paquets, délivré dans une ancienne ligne de faisceau inutilisée depuis 1972. Afin de focaliser le faisceau sur le détecteur, il a fallu remettre en marche une série de quadrupôles à la fin de la ligne. La figure V. 3 représente la géométrie de la ligne de faisceau aux environs du détecteur. Un écran fluorescent, situé à 50 cm de l'entrée de l'enceinte, nous permettait d'observer le faisceau grâce à une caméra et ainsi de le centrer sur le détecteur.

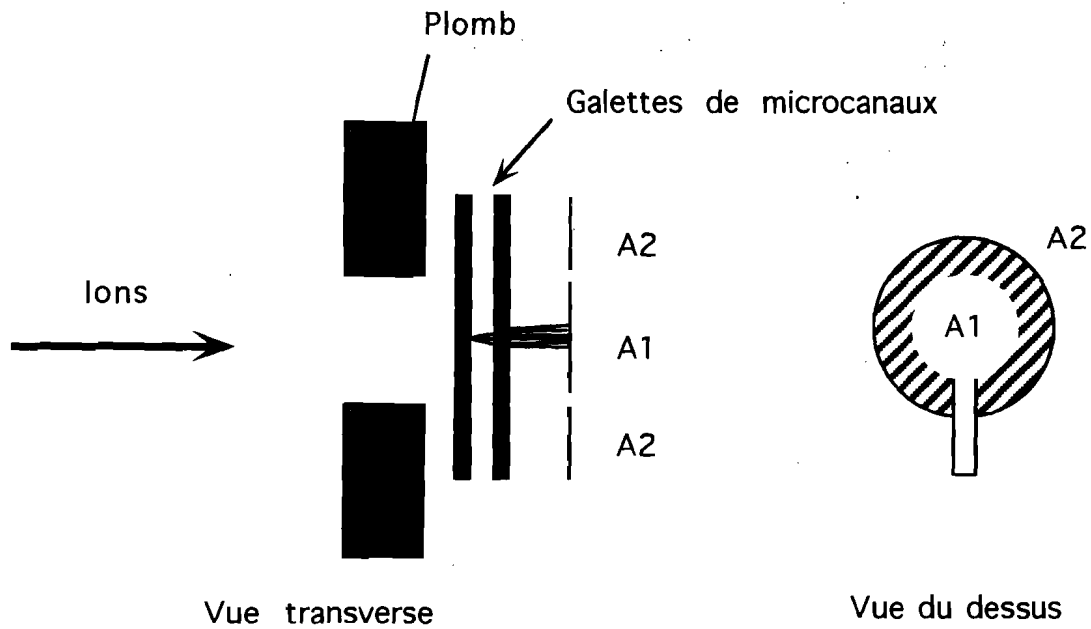


Figure V. 2 : Montage utilisé : les deux galettes de microcanaux sont protégées du faisceau par un écran de plomb et font face à deux anodes concentriques de surfaces égales

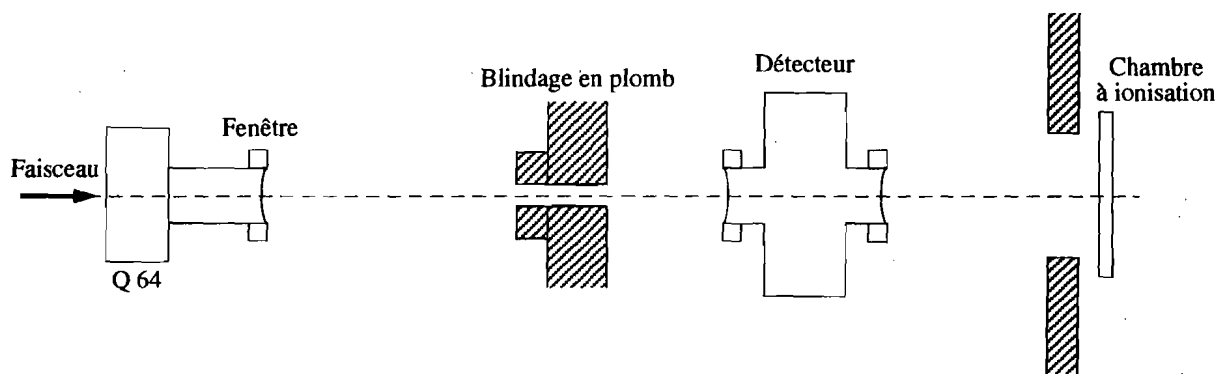


Figure V. 3 : Géométrie de la ligne de faisceau aux environs du détecteur

A l'aide des quadrupôles cités ci-dessus et de tous les correcteurs disponibles, le faisceau n'a jamais été focalisé mieux que $0.5 \text{ cm} \times 1.5 \text{ cm}$ au niveau de la chambre, surtout au cours de la première série de mesures. La diffusion du faisceau au travers d'une fenêtre, située à environ 20 m de la sortie de l'accélérateur dans la zone d'analyse en énergie du faisceau, empêchait d'obtenir une tache plus petite. En effet, les quadrupôles ne permettaient pas d'obtenir simultanément sur l'écran fluorescent l'image de la fenêtre et l'image de la sortie de l'accélérateur.

La fréquence utilisée (12.5 Hz) a été celle la plus proche possible de la fréquence nominale du FFTB (10 Hz), mais la différence est peu importante.

V. 3 La création des ions

Le nombre N_{ions} d'ions créés par cm par le faisceau est

$$N_{ions} = N_e \sigma N_{at}$$

où * N_e est le nombre d'électrons par paquet

* σ est la section efficace d'ionisation du gaz calculée au chapitre II : $\sigma_{Ar} = 2.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^2$ pour l'Argon et $\sigma_{He} = 2.67 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ pour l'Hélium.

* N_{at} est la densité du gaz

Pour l'Hélium, $N_{ions} \simeq 1 \text{ ions/cm}$ avec $N_e = 10^8$ électrons et $P = 10^{-6} \text{ Torr}$. Ce nombre est environ sept fois plus élevé pour l'Argon. La pression partielle de gaz introduit étant très basse, il ne peut pas y avoir d'ionisation multiple des ions créés par le faisceau. On n'a donc affaire qu'à des ions simplement chargés.

V. 4 La dérive et la détection des ions

La figure V. 4 représente le système d'électrodes utilisé pour faire dériver les ions jusque sur les galettes de microcanaux. En prenant les notations de la figure V. 4 et en supposant le champ électrique constant dans les régions I, II et III, le temps de dérive d'un ion de masse M et de charge q créé à une distance x de la grille est donné par :

$$t = \sqrt{\frac{M}{qV_d}} \left[\sqrt{6d_1x} + \sqrt{\frac{3d_2^2}{2d_1}(\sqrt{x+2d_1} - \sqrt{x})} + \sqrt{\frac{3d_3^2d_1}{2(x+2d_2)}} \right] \quad (\text{V} - 1)$$

en fonction de la tension de dérive V_d et des distances entre les électrodes d_1 , d_2 et d_3 précisées sur la figure V. 4. En considérant une distance moyenne de dérive entre le point de création et les galettes de 6 cm , le temps de dérive s'écrit simplement :

$$t_{[\mu s]} = 10.6 \sqrt{\frac{M}{V_d[V]}} \quad (\text{V} - 2)$$

où V_d est exprimé en volts et t en microsecondes.

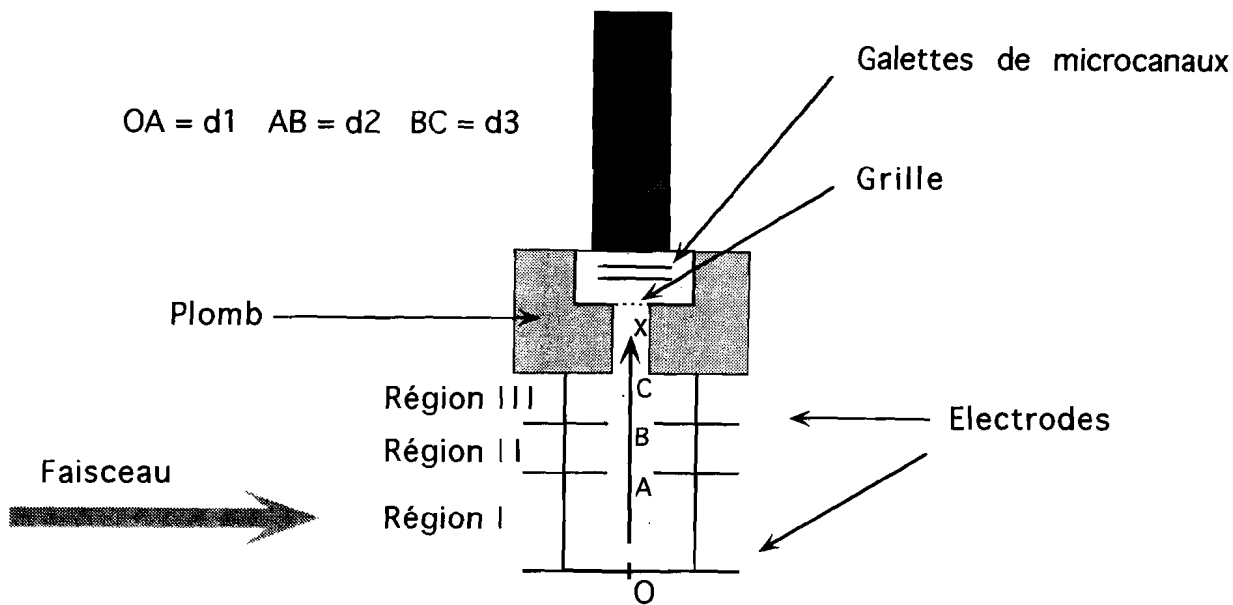


Figure V. 4 : Système d'électrodes utilisé pour extraire les ions du faisceau. L'axe X représente la direction d'extraction

La figure V. 5 représente les temps d'arrivée attendus en fonction de la masse des ions, pour différentes valeurs de la tension de dérive V_d .

Pour une tension de dérive donnée, les ions vont arriver sur la galette à différents instants fixés par leur masse et leur distance de création x^* . On crée donc un *spectromètre de masse* où la largeur des pics correspondant à chaque valeur du rapport e/M est due à la dimension transverse du faisceau.

Une étude plus détaillée du mouvement de l'ion dans le potentiel électrostatique dû au réseau d'électrodes faite à l'aide du logiciel MacSimionTM[40] confirme que l'ordre d'arrivée des ions sur la galette de microcanaux ne reflète pas leur position originelle. En effet, les ions créés proches de l'électrode portée au potentiel le plus positif acquièrent plus de vitesse et, dans la dernière zone où le champ E est quasiment nul, dépassent les ions créés plus près de la galette mais ayant acquis une vitesse plus faible.

Le problème de l'étalement en temps des signaux est important pour éviter l'empilement des signaux sur la seule anode de détection A1. On a vu précédemment que pour $N_e = 10^8$

* La dispersion supplémentaire due au temps de passage du faisceau $\Delta t = 25$ ns est négligeable.

électrons, on créait $N_{ions} \simeq 5 \text{ ions/cm}$. Comme le diamètre de l'anode A1 est de 1 cm et que l'acquisition ne pouvait tolérer plus de 100 ions/paquet, la charge du paquet d'électrons est limitée à $N_e = 10^9$.

L'électronique était donc constituée uniquement de deux canaux (les deux anodes A1 et A2). Chaque voie comprenait un préamplificateur de charge situé près de l'enceinte. Le signal était ensuite dirigé vers un deuxième amplificateur qui se trouvait dans la salle de contrôle. A la sortie de ce deuxième étage, le signal était lu sur une carte HAMU dans un châssis CAMAC, lui-même contrôlé par un Macintosh IIfx.

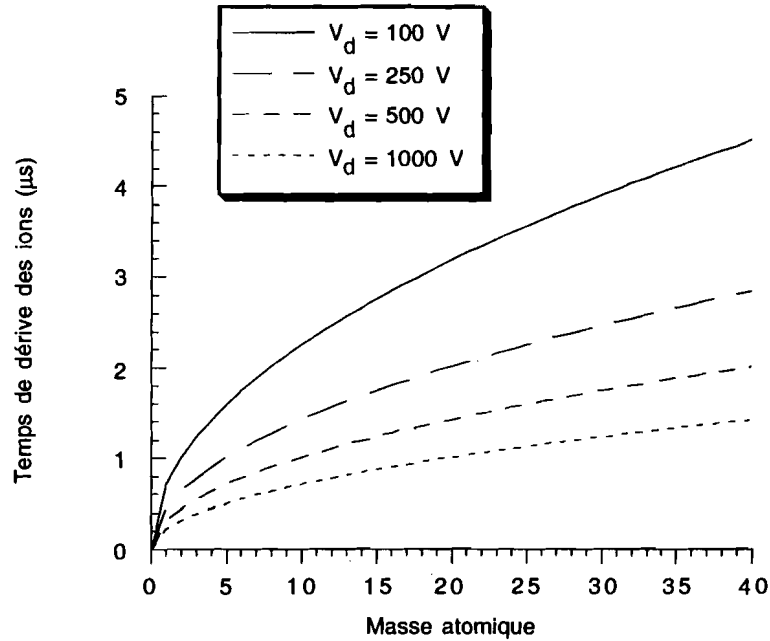


Figure V. 5 : Temps de vol calculés des ions en fonction de leur masse pour différentes valeurs de la tension de dérive V_d

V. 5 Les résultats

Après les premières mesures, il est rapidement apparu que les galettes de microcanaux fonctionnaient correctement. Le seul problème était le niveau important du bruit de fond. C'est pourquoi l'effort a été porté sur diverses possibilités envisagées pour réduire ce signal de bruit de fond.

V.5.1 Le faisceau

La figure V. 6 représente un enregistrement du signal donné par un photomultiplicateur au passage du faisceau, qui donne la forme de ce dernier*. La largeur de 70 ns ne posait pas

* La largeur apparente de 70 ns est due à la saturation du photomultiplicateur. La longueur des paquets est de 25 ns.

de problème pour notre détecteur. Par contre, la présence d'une queue jusqu'à $0.5 \mu s$ après le passage du cœur du faisceau s'est avérée gênante pour la détection des ions. On suppose qu'elle était générée dans le hacheur en tête de machine, car en modifiant les tensions des plaques déflectrices, on arrivait à modifier l'amplitude de cette queue, malheureusement sans jamais la supprimer totalement. Elle pouvait représenter jusqu'à 1 % de l'amplitude maximale, $0.5 \mu s$ après le passage du cœur.

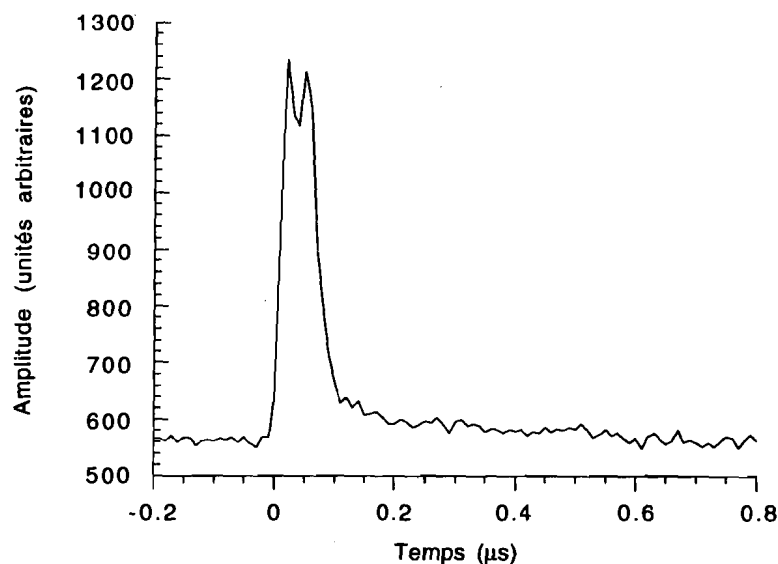


Figure V. 6 : Enregistrement en fonction du temps du signal d'un photomultiplicateur au passage du faisceau. On remarque la présence d'une queue du faisceau jusqu'à $0.5 \mu s$ après le passage du cœur

V.5.2 Le bruit de fond

On a observé dès le début un signal parasite en coïncidence avec le faisceau. Ce signal de particules rapides (photons, électrons et muons) peut avoir plusieurs sources, entre autre le halo du faisceau. Le blindage situé en amont du détecteur atténue une partie de ce bruit, mais peut également créer de nouvelles gerbes. L'amplitude de ce signal, après optimisation grâce aux correcteurs de la ligne, était plusieurs centaines de fois supérieure à celle des ions que l'on souhaitait détecter (cf figure V. 7). Cette charge de 1 à 2 nC saturait en fait l'électronique et plus précisément les préamplificateurs qui mettaient plusieurs centaines de nanosecondes pour se relaxer. Passé ce délai, les galettes de microcanaux fonctionnaient normalement en régime de détection impulsionnel.

On peut être sûr que seule l'électronique était en cause car si les galettes de microcanaux elles mêmes avaient été saturées, elles auraient été incapables de détecter des ions quelques microsecondes plus tard : le temps de relaxation des canaux (c'est à dire le temps nécessaire à ce que l'équilibre des charges se rétablisse) est de l'ordre de 3 ms (cf chapitre IV).

Comme dans le cas du FFTB on doit pouvoir détecter des ions à partir de 60 ns après le passage du faisceau, il est apparu que l'on devait modifier le schéma initial de détection des ions, dans l'hypothèse d'un bruit de fond aussi important.

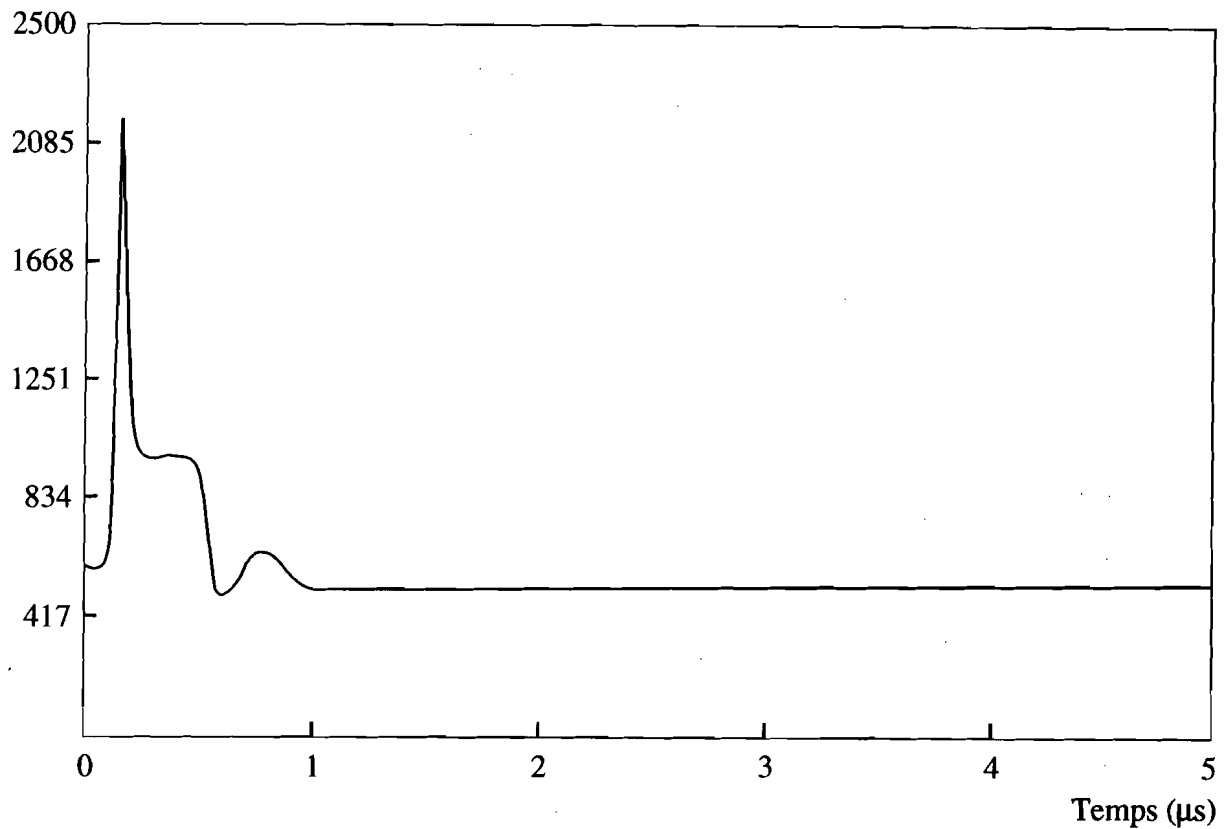


Figure V. 7 : Signal parasite dû au faisceau lors des premiers tests de Décembre 1991

Entre les deux séries de mesure, on a donc imaginé et mis en œuvre plusieurs solutions pour réduire ce bruit de fond :

* la première, évidente, consistait à réduire les dimensions du faisceau et à améliorer son optique, ce qui a été fait mais avec un succès limité à cause de la fenêtre évoquée précédemment. Ceci aurait dû nous rapprocher des conditions du faisceau sur le FFTB où l'ouverture des collimateurs est beaucoup plus grande par rapport aux dimensions du faisceau.

* une seconde méthode consistait à utiliser de nouveaux préamplificateurs avec un gain à croissance logarithmique au lieu d'une brusque saturation, afin de pouvoir accepter de très fortes amplitudes, sans générer de temps mort ensuite.

* la troisième méthode consistait à injecter en coïncidence avec le bruit un signal positif pour compenser en partie le signal négatif dû au bruit. Le problème principal est qu'il faut faire la somme des deux signaux avant le préamplificateur et qu'en aucun cas il ne faut injecter un signal positif dans les préamplificateurs, car le temps mort induit est alors bien pire que celui que l'on veut réduire. Cette solution, paraissant trop délicate, a donc été abandonnée au profit de la suivante*.

* la quatrième méthode, due à J.P. Coulon, consistait à interdire le passage des électrons secondaires entre les deux galettes pendant le passage du faisceau. On a déjà vu qu'il faut plusieurs millisecondes pour que le courant de conduction s'établisse dans les parois. Il n'est donc pas possible d'établir rapidement la tension sur les galettes entre le passage du faisceau et l'arrivée des premiers ions, tout en obtenant un gain correct. Néanmoins, on peut inverser temporairement la polarité entre les deux galettes pendant le passage du faisceau en injectant un signal V_b d'environ 50 V pendant 100 ns avec des temps de montée de 10 à 15 ns (cf figure V. 8). Ceci doit bloquer le passage des électrons les plus lents venant de la première galette, et ne laisser passer que les plus énergétiques. En contrepartie, ce signal induit par couplage capacitif un signal parasite sur l'anode, qui augmente avec la tension appliquée.

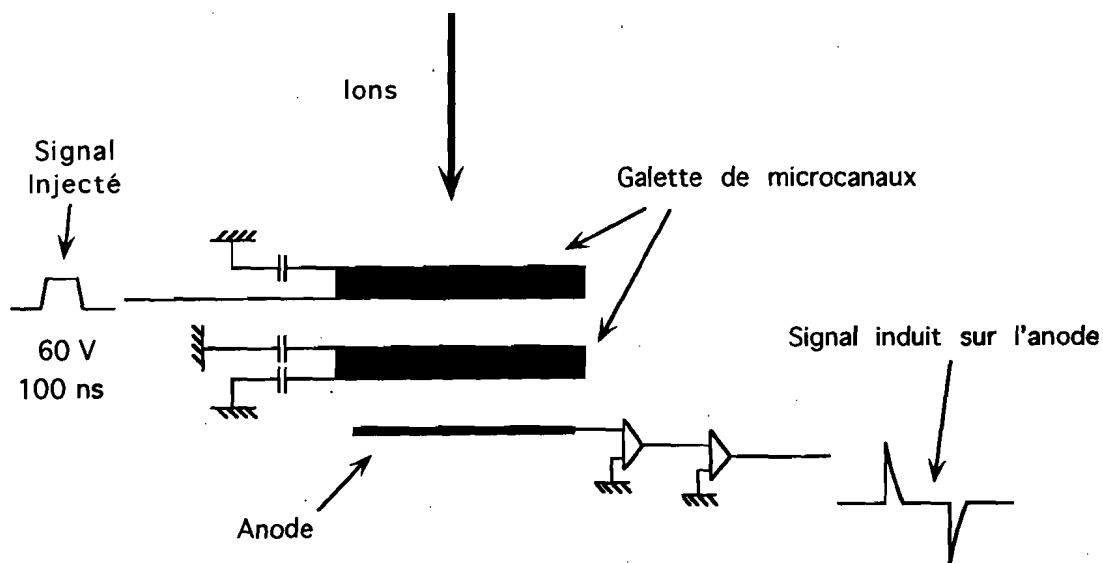


Figure V. 8 : Principe de l'impulsion de blocage

* En utilisant la capacité de couplage entre les deux anodes A1 et A2 pour injecter ce signal positif, on a néanmoins pu vérifier que le principe était valable.

La figure V. 9 montre le signal type dû au faisceau en unités arbitraires, avec et sans l'impulsion de blocage. Le petit signal différentiel qui le précède à la base du pic principal est le signal induit par l'impulsion de blocage qui précède alors le faisceau d'environ 100 ns. En ajustant le calage en temps de ce signal, on réduit le signal du faisceau comme indiqué sur la figure.

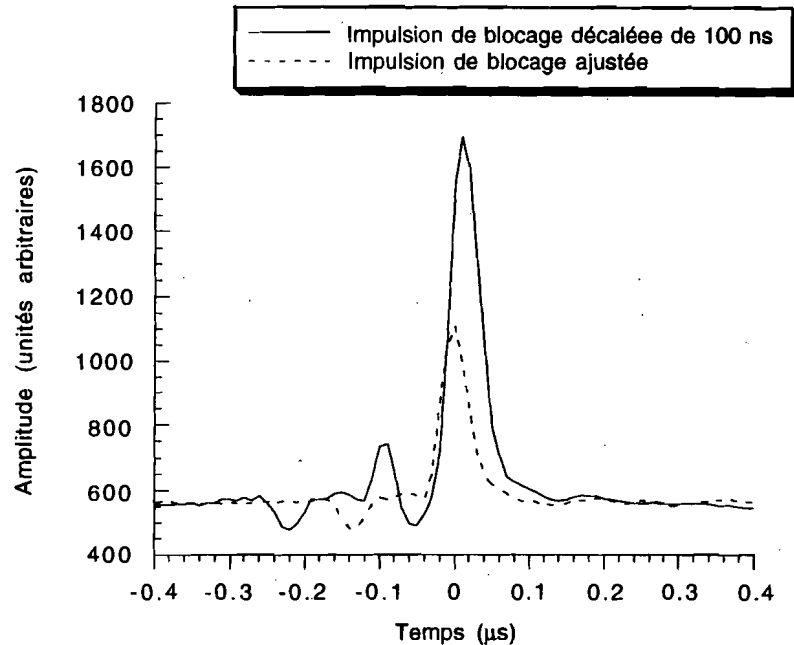


Figure V. 9 : Signal typique observé à Orsay dû au faisceau, avec l'impulsion de blocage centrée sur le faisceau (trait plein) et décalée de 100 ns (trait pointillé)

La figure V. 10 représente l'amplitude du signal correspondant au faisceau en fonction de la tension de blocage V_b . L'amplitude du signal parasite décroît rapidement en augmentant V_b de 0 à 30 V, et linéairement ensuite. On observe une réduction d'un facteur 3 en appliquant une tension de 60 V. Ceci est en accord avec une distribution en énergie des électrons sortant des galettes de microcanaux ayant un pic entre 5 et 30 eV et une très longue queue ensuite^[33] (jusqu'à la tension totale appliquée sur la galette). Il devient peu utile d'augmenter V_b au delà de 50 V, le gain obtenu étant contrebalancé par un signal induit plus élevé. En se limitant à $V_b = 50$ V, ce signal parasite est de l'ordre de 150 à 250 mV.

En utilisant cette impulsion de blocage, la charge correspondant au signal induit par le faisceau était de l'ordre de 5 à 30 pC par unité de 10^8 électrons par paquet pour une tension de 1800 à 1900 V sur l'ensemble des deux galettes.

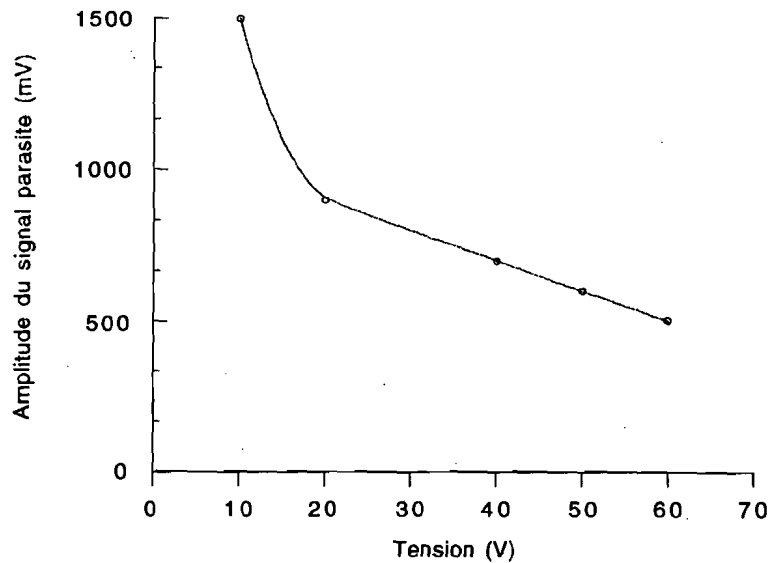


Figure V. 10 : Amplitude du signal dû au faisceau en fonction de la tension de blocage V_b

La figure V. 11 montre un enregistrement du signal de bruit de fond de 50 à 100 pC à 1900 V pour un faisceau de 3 à 4 10^8 électrons par paquet. Les deux creux de part et d'autre du pic principal sont dus au signal de blocage. Le petit signal, 250 ns après, correspond à une particule individuelle ayant laissé une charge d'environ 1 pC, montrant que dans ces conditions de bruit de fond important, une particule est clairement reconnue 250 ns après le passage du faisceau.

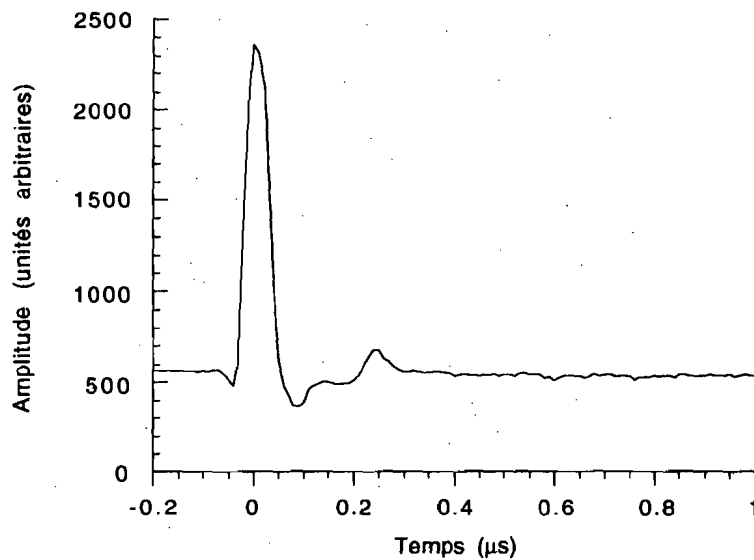


Figure V. 11 : Enregistrement du signal de bruit dû au faisceau. Le petit signal, arrivant 250 ns après le passage du faisceau, est dû à une particule isolée

La figure V. 12 représente en fonction du temps l'amplitude du signal recueilli, en l'absence de tension de dérive. L'ensemble des fortes amplitudes situé à $t = 0$ correspond au signal induit par le faisceau. Ce signal est très saturé et correspond à une charge collectée sur l'anode centrale de 50 à 100 pC (à 1950 V). L'ensemble des faibles amplitudes, arrivant de 150 à 450 ns après le passage du faisceau correspond à des particules individuelles. Ces particules ne sont pas des ions créés par le faisceau car il n'y avait alors aucune tension de dérive pour les collecter et on verra ultérieurement qu'ils correspondraient à des masses atomiques inférieures à l'unité ! Ces signaux peuvent être des neutrons lents créés au niveau du "dump", à 7.5 m en aval du détecteur. Ils peuvent également être dus à des particules individuelles associées à la queue temporelle du faisceau décrite précédemment. L'absence de signaux détectés entre le pic principal et ces signaux individuels est attribuée au temps mort dû à la saturation des préamplificateurs. L'hypothèse d'une queue temporelle du faisceau est renforcée par la présence sur la figure V. 12 de quelques coups avant le passage du faisceau : on a parfois remarqué qu'il y avait également une queue précédant le cœur du paquet. *Le point important est que ce sont des particules individuellement discernables, et qu'après 500 ns, les signaux de bruit de fond sont très rares.*

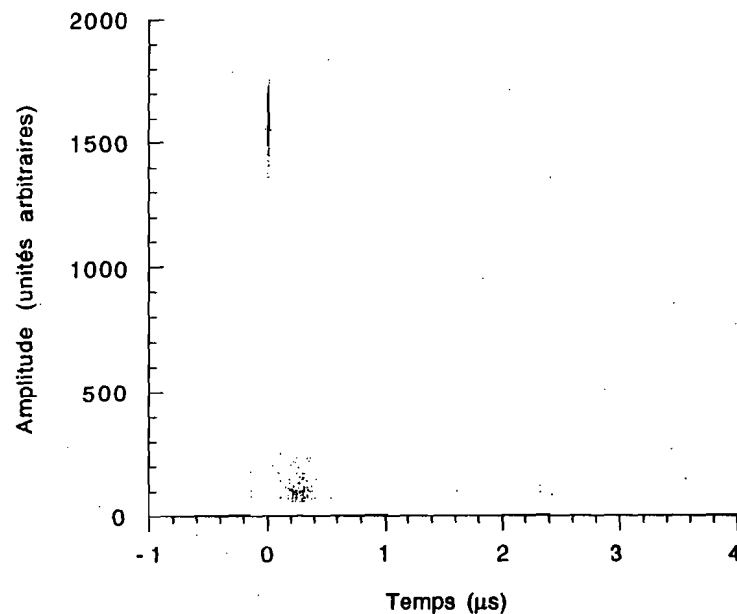


Figure V. 12 : Amplitude en fonction du temps des signaux détectés en 665 acquisitions. Le faisceau est situé à $t = 0$

Pour conclure, ce test a démontré que pour un bruit de fond limité à 100 pC, le temps mort de l'électronique était au plus de 100 à 200 ns.

V.5.3 La détection des ions

La figure V. 13A représente un spectre de temps de vol des signaux détectés sans tension de dérive, avec une coupure à $t = 250 \text{ ns}$ pour supprimer le signal parasite coïncidant avec le faisceau. Le pic observé correspond au groupe de signaux de faibles amplitudes observés sur la figure 12. La figure V. 13B représente la même distribution avec une tension de dérive V_d de 800 V : on voit clairement apparaître les ions, extraits par la tension de dérive et collectés sur les galettes de microcanaux. Ceci a été enregistré sans injection d'Hélium, la pression résiduelle ($P \approx 10^{-6} \text{ Torr}$) étant suffisante pour que le faisceau crée ces ions.

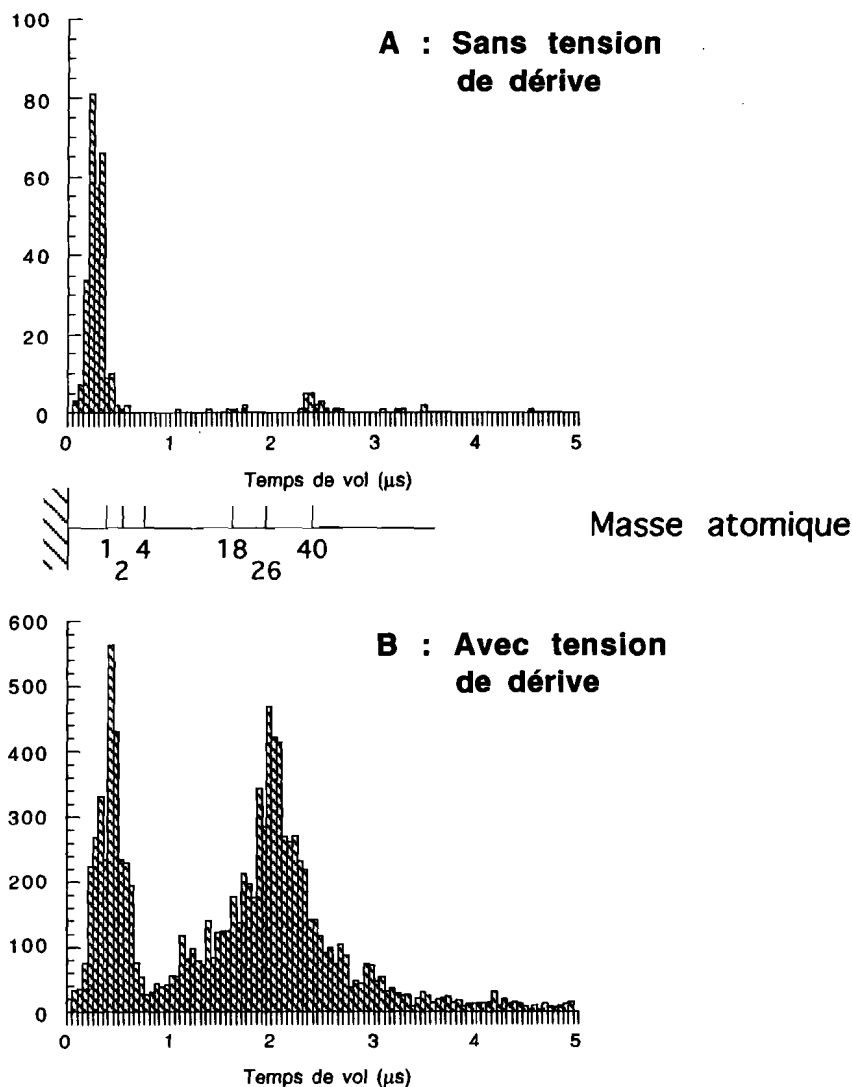


Figure V. 13 : Histogramme de temps de vol des signaux détectés. Le faisceau est situé à $t = 0$. Un canal représente 10 ns .

A : Sans tension de dérive ($V_d = 0$) ;

B : Avec tension de dérive ($V_d = 800 \text{ V}$)

L'échelle des masses, calculées à partir de la formule V-2, est également représentée en abscisse. Le premier pic de la figure V. 13B correspond à des masses atomiques très faibles (le signal présent sur la figure V. 13A correspondrait à des masses "inférieures" à l'unité). Le dernier pic, beaucoup plus large, peut être expliqué par la présence de vapeur d'eau et d'air dans le gaz résiduel (présences confirmées ultérieurement par une analyse au spectromètre de masse).

Le nombre d'ions dans ce deuxième pic correspond à environ 35 ions/s. Le nombre d'ions créé par le faisceau est lui proche de 150 ions/s. La différence peut s'expliquer par la présence de la grille évoquée précédemment (de transparence 60 %), de l'efficacité géométrique de détection des galettes de microcanaux (60 %) et de l'efficacité de détection due au faible gain des galettes : pour limiter la charge induite par le signal du faisceau, on a limité la tension sur les galettes, mais de ce fait, la résolution sur le spectre d'amplitude s'est trouvée dégradée. La figure V. 14 représente pour le même enregistrement que la figure V. 13 le spectre d'amplitude des ions. Pour retrouver la perte mesurée, il faudrait que l'efficacité de détection des galettes soit de 65 %, ce qui semble cohérent au vu de la figure V. 14.

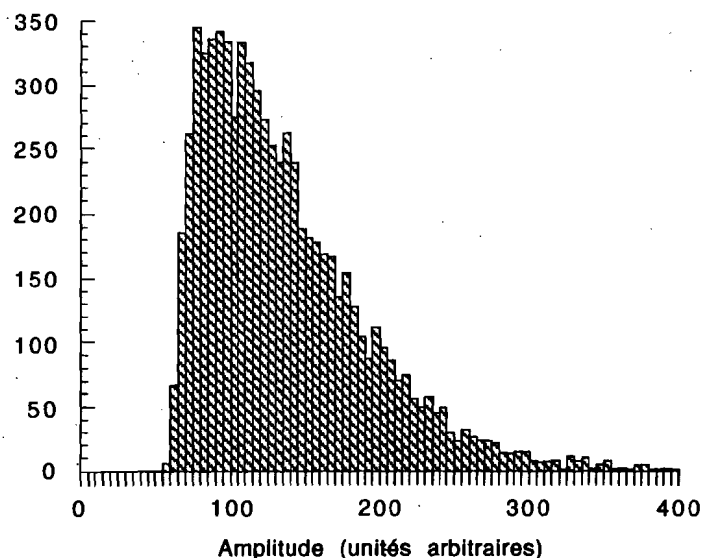


Figure V. 14 : Histogramme d'amplitude des signaux des ions, pour le même enregistrement que celui de la figure V. 13B

En conclusion, la réduction du taux de comptage mesuré par rapport au taux de comptage attendu peut s'expliquer par deux effets bien quantifiés (l'effet de la grille et l'ouverture géométrique des galettes) et par un troisième effet (la perte d'efficacité due au faible gain des galettes), dont l'amplitude est difficile à évaluer. Néanmoins, le chiffre de 65 % est tout à fait plausible.

La figure V. 15 représente le même spectre en temps, avec et sans injection d'Hélium, pour une tension de dérive plus faible (100 V). Un pic apparaît clairement dû à l'injection de gaz, permettant ainsi de calibrer d'une autre façon l'échelle des masses atomiques. Les deux méthodes utilisées pour calibrer l'échelle des masses (le temps de vol et la signature claire du pic de l'Hélium) sont cohérentes entre elles.

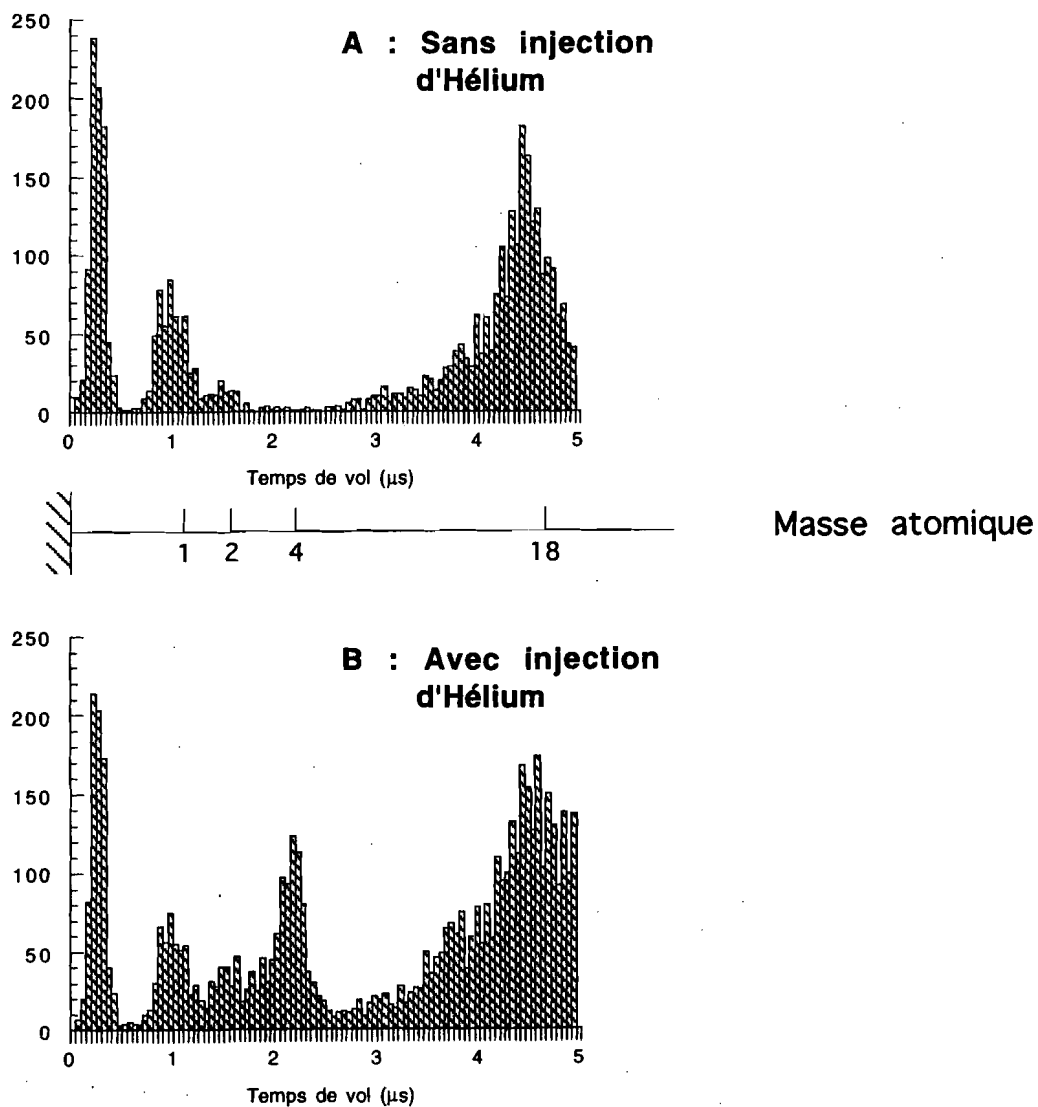


Figure V. 15 : Histogramme de temps de vol pour une tension de dérive $V_d = 100$ V. Le faisceau est situé à $t = 0$
A : Sur le gaz résiduel ;
B : Avec injection d'Hélium.

On remarque également un pic dû à de l'Hydrogène atomique, aussi bien sur le gaz résiduel qu'avec injection d'Hélium. De plus, l'analyse du gaz résiduel au spectromètre de masse n'a révélé qu'une négligeable fraction d'Hydrogène. Les ions H^+ détectés pourraient alors provenir de la dissociation des molécules d'eau contenues dans le gaz résiduel :



suivie de l'ionisation de l'Hydrogène. Le large pic à des masses atomiques supérieures à 12 peut être attribué à l'ionisation des molécules H_2O , N_2 et O_2 , présentes dans le gaz résiduel. On observe également sur la figure V. 15 une légère contribution à $M = 2$, absente sur le gaz résiduel, que l'on ne peut qu'attribuer à de l'Hydrogène moléculaire, d'origine inconnue.

V. 6 Les conclusions

Ce test sur l'Accélérateur Linéaire d'Orsay nous a incité à prendre plus en compte le signal parasite dû au faisceau. Le mesureur installé sur le FFTB a subi trois évolutions dues à ce test : les préamplificateurs ont été modifiés pour avoir un gain logarithmique dans la région de saturation, les amplificateurs ont été refaits pour réduire le rebond causé par une forte impulsion et le principe de l'impulsion de blocage a été mis en œuvre.

Il est assez difficile de comparer les conditions de bruit de fond de ces tests et ceux du FFTB pour plusieurs raisons. Sur le FFTB, l'énergie est quarante cinq fois plus élevée et surtout l'intensité est de dix à cinquante fois plus forte qu'à Orsay. D'un autre côté, la distance des galettes au faisceau, exprimée en unité du faisceau, est plus grande à SLAC qu'à Orsay. Enfin, le blindage interne est plus épais dans la version définitive (2.3 cm de Tungstène soit 6.5 longueurs de radiation) que dans le prototype installé à Orsay (1 cm de plomb, soit 1.8 longueurs de radiation). On peut seulement en conclure que dans des conditions de bruit de fond voisines de celles obtenues à Orsay, il serait encore possible de détecter sur le FFTB des ions arrivant environ 100 ns après le faisceau, grâce aux modifications apportées à l'électronique. Il est clairement apparu dès cet instant que le système de collimation du SLC allait être primordial pour le bon fonctionnement du mesureur sur le FFTB.

Enfin, ce test nous a surtout rendu très confiant envers les galettes de microcanaux qui ont montré une grande résistance et ont parfaitement fonctionné dans des conditions parfois sévères, avec des charges délivrées très largement supérieures à 100 pC.

CHAPITRE VI

LES PREMIERS RESULTATS DU MESUREUR

CHAPITRE VI

VI. LES PREMIERS RESULTATS DU MESUREUR

VI. 1 Le bruit de fond	107
<i>VI.1.1 Le signal d'induction électromagnétique</i>	107
<i>VI.1.2 Le bruit dû à des particules rapides</i>	108
VI. 2 La détection des ions	108
<i>VI.2.1 Les données brutes</i>	110
<i>VI.2.1.1 Taux de comptage bruts et empilement</i>	112
<i>VI.2.2 Les tests effectués sur les signaux</i>	113
<i>VI.2.2.1 Variation du taux de comptage brut avec la pression</i>	113
<i>VI.2.2.2 Variation du taux de comptage brut avec la largeur de la fente</i>	113
<i>VI.2.2.3 Première étude des temps de vol</i>	114
<i>VI.2.2.4 Variation du taux de comptage brut avec la tension entre les électrodes de déflexion</i>	115
<i>VI.2.2.5 Conclusion</i>	115
VI. 3 La localisation des impacts des ions	116
<i>VI.3.1 La localisation longitudinale des impacts des ions</i>	118
<i>VI.3.1.1 Le cas de la galette #3</i>	120
<i>VI.3.2 Les signaux anormaux</i>	120
<i>VI.3.2.1 Leur explication</i>	121
<i>VI.3.2.2 Les coupures pour les éliminer</i>	125
VI. 4 L'étude des signaux après coupure	125
<i>VI.4.1. Les taux de comptage</i>	125
<i>VI.4.1.1 L'efficacité de détection</i>	125
<i>VI.4.1.2 Le nombre total d'ions attendus</i>	126
<i>VI.4.1.3 Le nombre total d'ions détectés</i>	127
<i>VI.4.1.4 Stabilité</i>	128
<i>VI.4.2 Les histogrammes d'amplitudes</i>	128
<i>VI.4.3 L'étude des signaux précoces</i>	131
VI.5 L'anisotropie azimutale du nombre d'ions et de leur temps de vol	133
<i>VI.5.1 La corrélation attendue</i>	133
<i>VI.5.2 La corrélation observée</i>	135
<i>VI.5.2.1 Sur le nombre d'ions</i>	135
<i>VI.5.3 Ses différentes causes envisageables</i>	137
<i>VI.5.3.1 Le changement de configuration optique</i>	137
<i>VI.5.3.2 L'efficacité relative entre les diverses galettes</i>	139
<i>VI.5.3.3 L'effet de la fente</i>	139
<i>VI.5.4 Son explication par une asymétrie du faisceau</i>	140
VI.6 Les premières mesures de σ_x. Leurs comparaisons avec un mesureur à fil	141
<i>VI.6.1 Les histogrammes de temps de vol observés</i>	141
<i>VI.6.2 Le calcul de σ_x</i>	143
<i>VI.6.3 La comparaison avec un mesureur à fil</i>	145
VI.8 Les conclusions	146

VI. LES PREMIERS RESULTATS DU MESUREUR

Ce chapitre décrit les résultats obtenus au cours des premiers tests du mesureur sur faisceau, effectués fin Août 1993 à SLAC. Après les réglages d'alignement du faisceau et de réduction du bruit de fond, environ 24 heures de tir ont pu être utilisées pour commencer à étudier le fonctionnement du mesureur. Au début de ces tests, la fonction β^* était réglée à environ 1 m dans les deux directions transverses, donnant des dimensions de l'ordre de quelques dizaines de microns. Cette configuration permettait simplement de guider le faisceau dans la ligne sans trop faire intervenir les quadrupôles. Une fois que ces derniers ont été alignés, une deuxième configuration ($\beta^* = 10 \text{ cm}$) a permis de diminuer la dimension du faisceau au point focal jusqu'à environ quelques microns.

Ces premiers tests ont permis d'étudier le bruit de fond, la détection des ions, ainsi que de faire les premières mesures de temps de vol et les premières distributions angulaires. De plus, ils ont permis d'aborder un point très important : la comparaison des mesures avec celles d'un mesureur à fil. Cette comparaison est essentielle pour pouvoir valider notre mesureur, mais elle ne peut se faire que dans cette gamme de dimensions.

Pour des raisons de sécurité, afin de vérifier que l'épaisseur de béton entourant le tunnel du FFTB était bien suffisante, l'intensité du faisceau était limitée à $5 \cdot 10^9$ électrons par paquet (soit 50 % de sa valeur nominale). La configuration finale ($\beta_x^* = 3 \text{ mm}$ et $\beta_y^* = 100 \mu\text{m}$) ne pourra être installée que lorsque les hexapôles seront correctement alignés.

La première partie de ce chapitre traite du bruit de fond mesuré, la seconde présente les divers tests de cohérence effectués pour vérifier que les signaux détectés sont bien dus aux ions attendus. Enfin, le paragraphe VI. 3 apporte une réponse aux diverses anomalies constatées, tandis que les paragraphes suivants détaillent les premières mesures des distributions azimutales et des histogrammes de temps de vol, et les comparent à celles d'un mesureur à fil.

VI. 1 Le bruit de fond

Comme l'avait indiqué le test effectué sur l'accélérateur linéaire à Orsay décrit au chapitre V, le bruit de fond était a priori le point critique du mesureur susceptible d'entraver la détection des ions les plus rapides. En fait, après alignement du faisceau dans la ligne du FFTB, le bruit de fond est devenu pratiquement négligeable. On peut en distinguer deux composantes : un signal parasite d'induction électromagnétique et les signaux dus à des particules rapides.

VI.1.1 Le signal d'induction électromagnétique

En passant au centre du détecteur, le faisceau peut induire une onde HF dans les structures qui l'entourent (pot de connection aux pompes, soufflets, fente, enceinte). Celle-ci

peut produire dans notre détecteur un signal parasite, en coïncidence temporelle avec le passage du faisceau. Le niveau de ce signal bipolaire induit par le faisceau s'est révélé beaucoup plus petit que celui des ions : la hauteur de ce signal est au maximum équivalente à celle d'un signal donné par une charge de 0.2 pC .

VI.1.2 Le bruit dû à des particules rapides

Le bruit de fond des particules rapides (photons, électrons et muons) qui arrive en coïncidence avec le faisceau est en principe bien séparable des ions que l'on cherche à détecter car ces derniers mettent un certain temps pour dériver vers les galettes de microcanaux. Grâce au test effectué précédemment sur l'accélérateur linéaire à Orsay, on savait que ceci ne reste vrai que lorsque la charge totale qui sort d'une paire de galettes ne sature pas l'électronique. De plus, on pouvait s'attendre à la présence de neutrons qui eux peuvent avoir un spectre de temps de vol allant jusqu'à plusieurs centaines de nanosecondes après le passage du faisceau.

Après l'optimisation du centrage du faisceau dans le mesureur et surtout dans les éléments magnétiques qui le précèdent, ce type de bruit de fond est devenu très faible, au point que les particules de bruit de fond sont devenues discernables individuellement et que leur taux de comptage est apparu inférieur à $0.1 \text{ coup/anode/paquet}$. On peut d'ailleurs noter que les galettes de microcanaux se sont révélées être le détecteur le plus sensible pour diminuer le bruit de la ligne et que l'optimisation de la ligne entière s'est faite en diminuant le taux de comptage sur les galettes. Lorsqu'un signal de bruit est détecté, la charge résultante ($Q_{\text{Faisceau}} \simeq 0.5 \text{ pC}$) est comparable à la charge induite par un ion ($Q_{\text{Ion}} \simeq 0.5 - 1 \text{ pC}$) et n'a pas posé de problème particulier puisque les ions arrivent avec un retard bien plus grand que la largeur en temps de ce signal. Aucune différence dans le taux de bruit de fond n'est apparue entre les deux configurations d'optique ($\beta^* = 1 \text{ m}$ et $\beta^* = 10 \text{ cm}$).

La figure VI. 1 présente un histogramme de temps de vol des signaux détectés pendant le passage de 20 paquets, soit 2 s , sans injecter de gaz. On remarque en particulier l'absence presque totale de signaux après le passage du faisceau. Notre mesureur ne détecte pratiquement pas de neutrons produits le long de la ligne de faisceau, ni même de neutrons venant du "dump". Le bruit de fond est totalement négligeable.

VI. 2 La détection des ions

On a vu précédemment que les dimensions transverses du faisceau étaient supérieures à un micron, et que la charge était limitée à $N_e = 5.0 \cdot 10^9 \text{ électrons}$. En conséquence, l'impulsion transmise aux ions par le faisceau était relativement faible, au regard des dimensions nominales $1 \mu\text{m} \times 60 \text{ nm}$ avec $N_e = 1.0 \cdot 10^{10} \text{ électrons}$. La figure VI. 2 présente l'énergie des ions, en fonction de leur temps de vol théorique jusqu'aux galettes de microcanaux. Pour un faisceau de quelques microns, les temps de vol étaient de l'ordre de quelques microsecondes, et les ions avaient des énergies de l'ordre de 10 à 100 eV. Vu la

dispersion en temps de vol des ions et la largeur finie de $5.12 \mu s^*$ de la fenêtre d'acquisition, les ions He^+ , plus rapides et moins dispersés en temps, étaient plus faciles à étudier que les ions Ar^+ . Ces derniers, pour les plus lents, pouvaient arriver jusqu'à 10 ou 20 μs après les plus rapides. Pour couvrir l'ensemble du spectre des Ar^+ , nous avons dû faire plusieurs acquisitions successives en décalant à chaque fois la fenêtre d'acquisition et normaliser ensuite les différents taux de comptage. C'est la raison pour laquelle la majorité des tests ont été faits avec de l'Hélium.

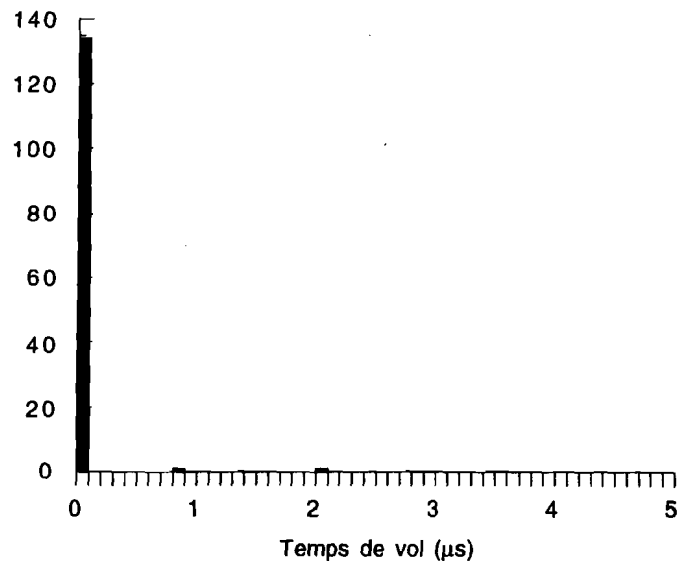


Figure VI. 1 : Histogramme du temps de vol du bruit dû au faisceau

Le potentiel négatif appliqué sur les galettes de microcanaux est attractif pour les ions positifs créés par le faisceau. L'influence de ce champ électrique ne se fait sentir que sur les derniers 2.5 cm du trajet des ions, entre la sortie de la fente et les galettes. La figure VI. 3 montre que pour des énergies de l'ordre de quelques électrons-Volts, la réduction du temps de vol peut atteindre 40 %. Cet effet, négligeable pour les faisceaux nominaux du FFTB de $1 \mu m \times 60 nm$ avec $N_e = 10^{10}$ électrons, est très important pour tout ce chapitre qui ne considère que le cas d'ions relativement lents.

* Pour augmenter au maximum la largeur de la fenêtre d'acquisition, tous les tests d'Août 1993 ont été faits avec l'horloge de l'acquisition réglée à 100 MHz et non pas 200 MHz.

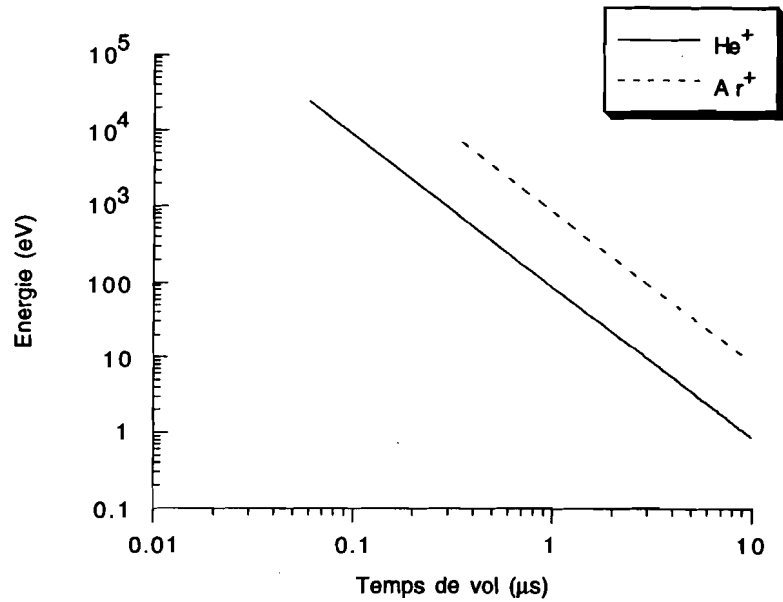


Figure VI. 2 : Energie des ions détectés en fonction de leur temps de vol théorique

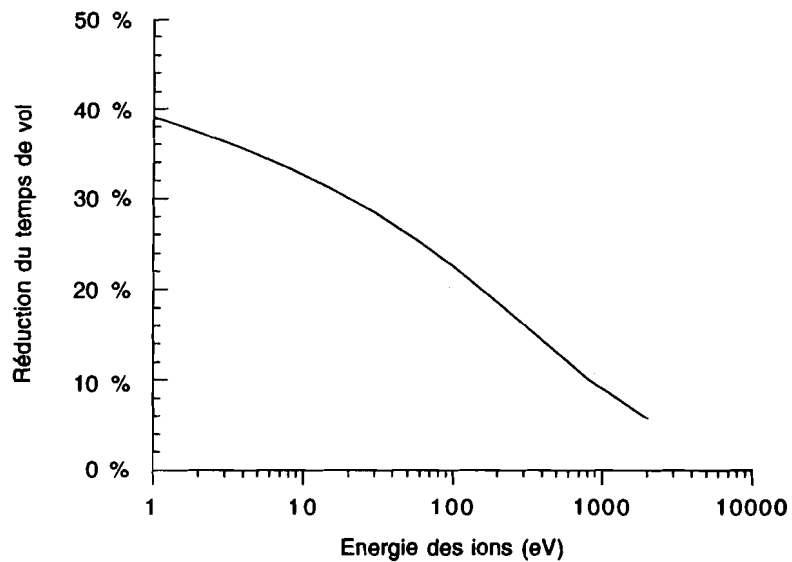


Figure VI. 3 : Réduction du temps de vol des ions He⁺ en fonction de leur énergie à cause du potentiel attractif sur la face d'entrée de la première galette de microcanaux ($V_{Galette} = 1800 V$)

VI.2.1 Les données brutes

Un exemple typique de données enregistrées par les modules HAMU est montré sur la figure VI. 4A. Le petit signal différentiel à $t = 0^*$ est le signal parasite d'induction

* Par convention et jusqu'à la fin du chapitre, le temps $t=0$ correspond au passage du faisceau.

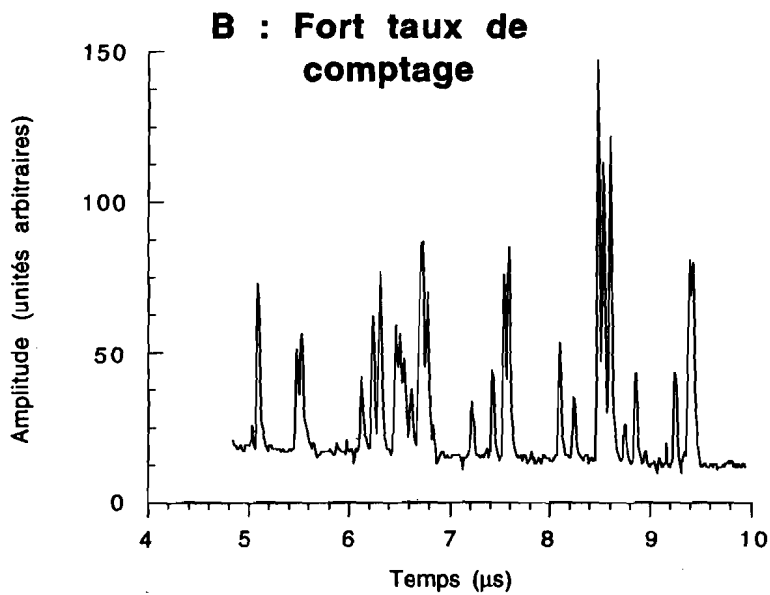
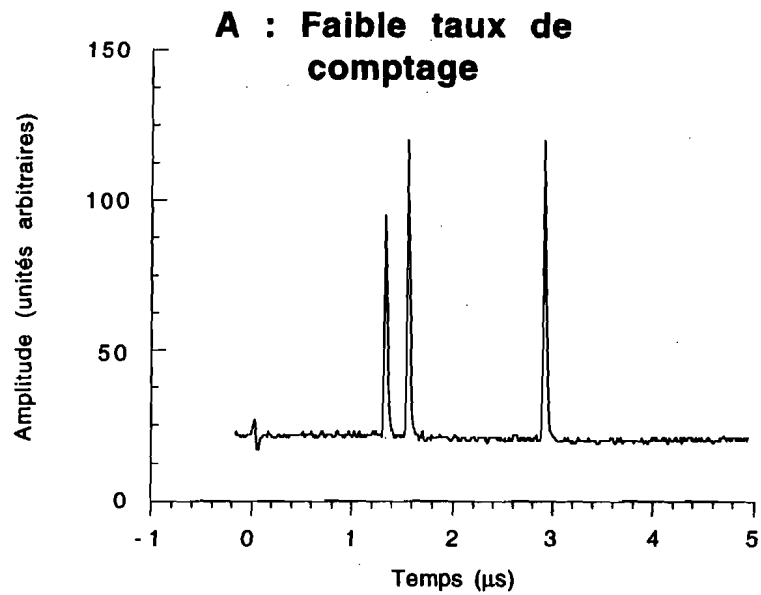


Figure VI. 4 : Signaux enregistrés par les modules HAMU

A : en cas de faible taux de comptage

B : en cas de taux de comptage élevé

Remarquer sur la figure A le signal différentiel induit par le faisceau

électromagnétique. Les trois signaux arrivant au delà d'une microseconde, et qui se détachent nettement du fond continu, correspondent à la charge déposée par trois particules individuelles. Cette figure correspond à un enregistrement où le taux de comptage est relativement faible ($< 5 \text{ coups/anode/paquet}$), tandis que la figure VI. 4B représente un enregistrement en Argon (ce qui explique le décalage de la fenêtre en temps) où le taux de comptage est beaucoup plus élevé ($> 8 \text{ coups/anode/paquet}$). Le logiciel de traitement identifie les différents signaux (cf Annexe E) à partir de ces enregistrements.

La baisse du niveau de la ligne de base des HAMU visible sur la figure VI. 4B est expliquée dans l'Annexe D.

VI.2.1.1 Taux de comptage bruts et empilement

Les taux de comptages bruts étaient au maximum de $400 \text{ signaux/paquets}$. Le taux d'empilement des signaux peut se déduire de la figure VI. 5, où est représenté pour un enregistrement donné, l'historgramme de l'intervalle de temps entre deux signaux consécutifs reconnus sur une même anode par le logiciel de traitement. La distribution de cet intervalle en temps est exponentiellement décroissante. Sa constante de temps donne le taux de comptage moyen λ . Pour cet enregistrement en Argon de la configuration $\beta^* = 10 \text{ cm}$, λ varie de $3.1 \mu\text{s}^{-1}$ sur la paire de galettes #1 à une valeur voisine de 0 sur la paire de galettes #4. Cette anisotropie sera détaillée plus loin.

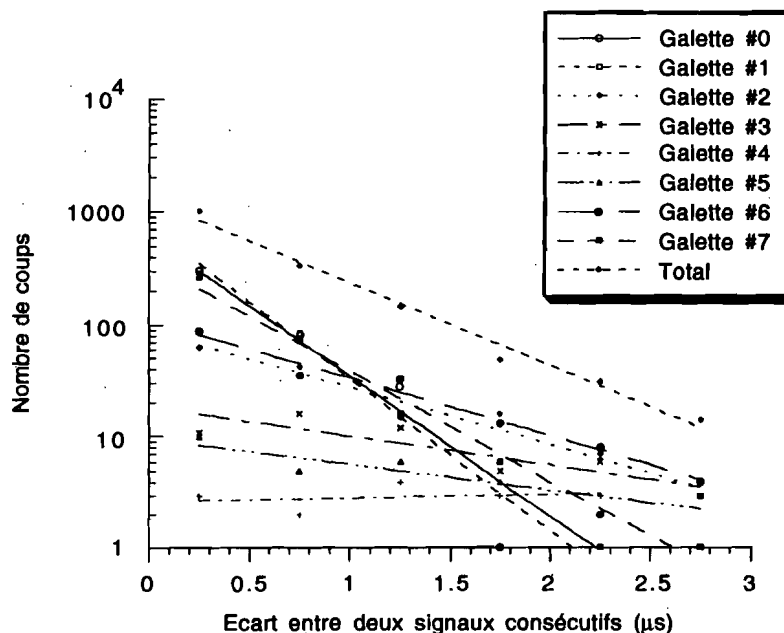


Figure VI. 5 : Histogramme de l'intervalle de temps séparant deux signaux sur une même anode

Le taux d'empilement est le pourcentage de signaux non reconnus et perdus car trop proches d'un signal précédent. L'intervalle en temps minimum Δt imposé par le programme de reconnaissance est 50 ns (cf Annexe E). Le pourcentage de perte maximum $\lambda \Delta t$ vaut environ 15 % sur la paire #1 pour l'enregistrement présenté sur la figure VI. 5. Sa valeur moyenne sur l'ensemble du détecteur ne dépasse pas 7 %.

VI.2.2 Les tests effectués sur les signaux

Le but des divers tests décrits ici était de s'assurer que les signaux recueillis étaient bien ceux des ions attendus.

VI.2.2.1 Variation du taux de comptage brut avec la pression

En décalant en temps l'impulsion de gaz par rapport au passage du faisceau, la pression du gaz au moment où le faisceau traverse la cible doit varier*. Le nombre d'ions détectés doit reproduire la forme de l'impulsion de gaz. La figure VI. 6 montre l'évolution du taux de comptage brut en Hélium en fonction du décalage en temps de l'impulsion de commande des électrovannes. Cette courbe est présentée pour deux valeurs différentes de la largeur ΔT de cette impulsion, c'est-à-dire d'après le paragraphe III. 3.2 pour deux valeurs de la pression de gaz injectée**.

D'après la courbe de calibration de la figure III. 7, cette augmentation de la largeur de l'impulsion de commande des électrovannes de $\Delta T = 360 \mu s$ à $\Delta T = 380 \mu s$ correspond à une augmentation de la pression maximale au centre du mesureur d'un facteur trois, qui se retrouve bien sur la figure VI. 6 dans le rapport des nombres d'ions.

Le nombre de signaux détectés varie de la même façon que la pression du gaz : les signaux résultent bien d'une interaction entre les électrons du faisceau et les atomes du gaz.

VI.2.2.2 Variation du taux de comptage brut avec la largeur de la fente

La table VI. 1 présente l'évolution du taux de comptage brut en Hélium en fonction de l'ouverture de la fente, pour une même valeur de la pression. La diminution linéaire du taux de comptage avec la fermeture de la fente permet de dire que les signaux détectés sont bien dus à des particules émises par la cible de gaz et passant par la fente.

* Le temps de passage du faisceau étant très inférieur à la largeur de l'impulsion de gaz, le faisceau d'électrons voit une pression constante.

** La charge N_e du faisceau au moment où ces enregistrements ont été effectués n'a pas été notée.

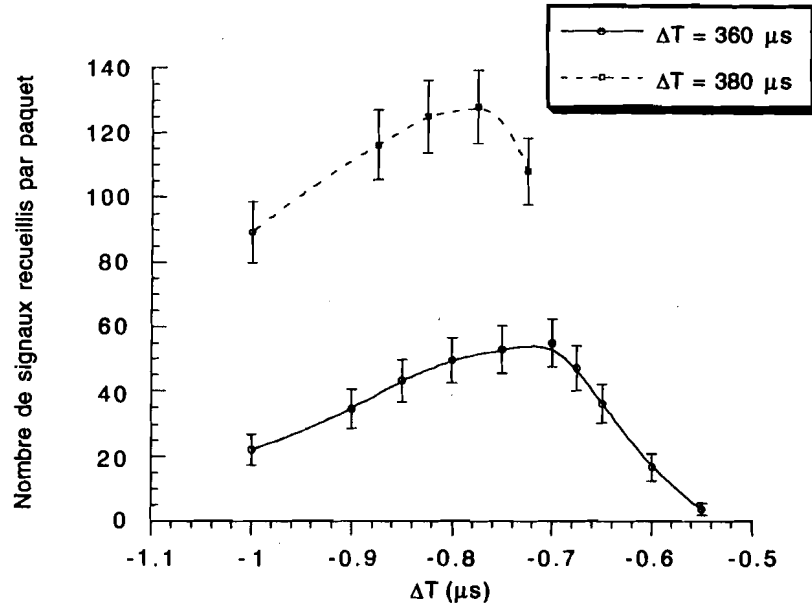


Figure VI. 6 : Variation du taux de comptage en fonction de l'avance de l'impulsion de commande des électrovannes (c'est-à-dire de la pression) par rapport au passage du faisceau, pour deux valeurs de la largeur ΔT de cette impulsion

Ouverture de la fente	Nombre moyen de signaux recueillis par paquet	Nombre moyen de signaux recueillis par cm
0.25 mm	80 ± 4	3200 ± 60
0.75 mm	230 ± 4	3100 ± 50
1.20 mm	380 ± 5	3200 ± 50

Table VI. 1 : Nombre moyen de signaux recueillis par paquet pour trois valeurs de l'ouverture de la fente avec $N_e = 5.0 \cdot 10^9$ électrons

VI.2.2.3 Première étude des temps de vol

De plus, un histogramme du temps d'arrivée des signaux bruts recueillis (cf figure VI. 7) montre que la majorité des signaux arrive avec des temps de vol supérieurs à une microseconde. Ce domaine de temps de vol est bien celui attendu pour des ions de masse atomique M_{at} supérieure à 1, éjectés par le champ de charge d'espace du faisceau d'électrons. Le

petit groupe d'événements (moins de 5 % du total) localisés avant $t = 1 \mu s$ sera discuté au paragraphe VI.4.3.

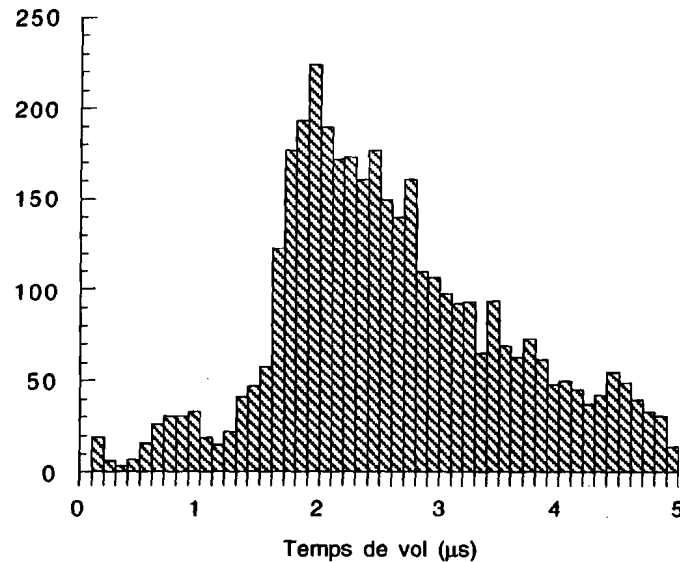


Figure VI. 7 : Histogramme du temps d'arrivée des signaux bruts recueillis

VI.2.2.4 Variation du taux de comptage brut avec la tension entre les électrodes de déflexion

Un dernier test consiste à regarder l'influence de la tension appliquée entre les électrodes de déflexion sur le nombre total de signaux détectés. Ceci est représenté sur la figure VI. 8 : la diminution du nombre de signaux provient du fait que les particules les plus lentes (donc les moins énergétiques), sont balayées par ce champ défecteur et n'atteignent plus les galettes de microcanaux. Ces signaux sont donc dus à des particules chargées. De plus, leur localisation montre que celles-ci ont été défléchies vers l'électrode de déflexion portée au potentiel négatif. Ceci permet de dire que leur charge est positive.

VI.2.2.5 Conclusion

Les signaux sont dus à des particules de charge positive produites dans une interaction entre les électrons du faisceau et les atomes de gaz de la cible. Vu leur temps de vol et leur nombre, ces particules correspondent bien aux ions He^+ et Ar^+ attendus. La seule réserve à formuler concerne les quelques coups observés à des temps de vol inférieurs au groupe principal ($t < 1 \mu s$). Ceci sera étudié en détail au paragraphe VI. 4.3.

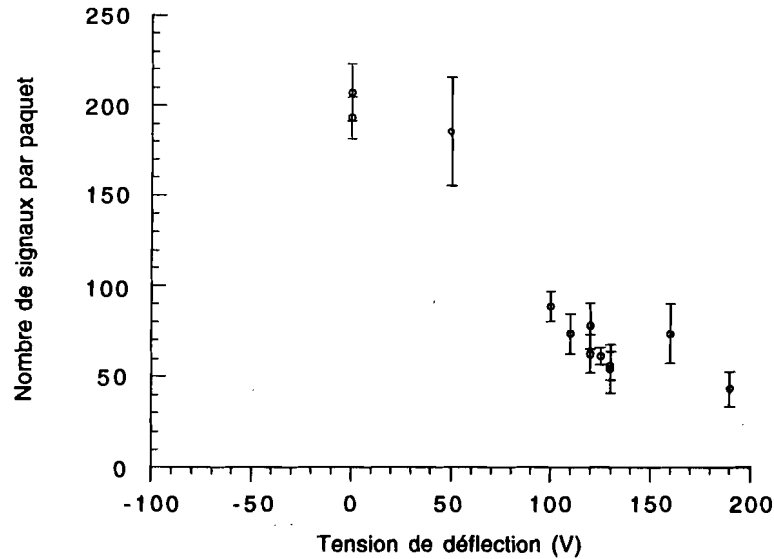


Figure VI. 8 : Influence de la tension de déflexion sur le nombre total d'ions détectés

VI. 3 La localisation des impacts des ions

La figure VI. 9 représente le résultat d'une acquisition type, effectuée en Août 1993. Pour chaque paire de galettes, il y a huit bandes résistives, sauf sur les galettes #2 et #6 qui font elles face à seize anodes, comme indiqué dans le chapitre III. Les indices de chaque anode résistive sont portés sur la figure sous le schéma des galettes. La projection de la fente sur chaque galette est représentée par les traits pointillés. Chaque point représente un impact détecté par l'électronique. La position longitudinale ζ des points d'impact sur chaque anode est calculée par la division de charge (cf Annexe E). Leur position transverse sur les anodes n'est pas mesurée expérimentalement. Sur le graphique, les points sont donc répartis sur la largeur de l'anode de façon aléatoire.

On s'attend à trouver les signaux des ions répartis sur toutes les anodes au voisinage d'une même ligne située à l'aplomb de la fente par laquelle passent les ions. Par rapport à ce schéma, il apparaît sur la figure VI. 9 quatre différences :

- * Il y a bien des signaux répartis au voisinage d'une ligne continue le long de la distribution azimutale, mais celle-ci est décalée par rapport à la fente
- * Cette ligne est déformée sur la paire de galettes #3

Ion impacts on the detector

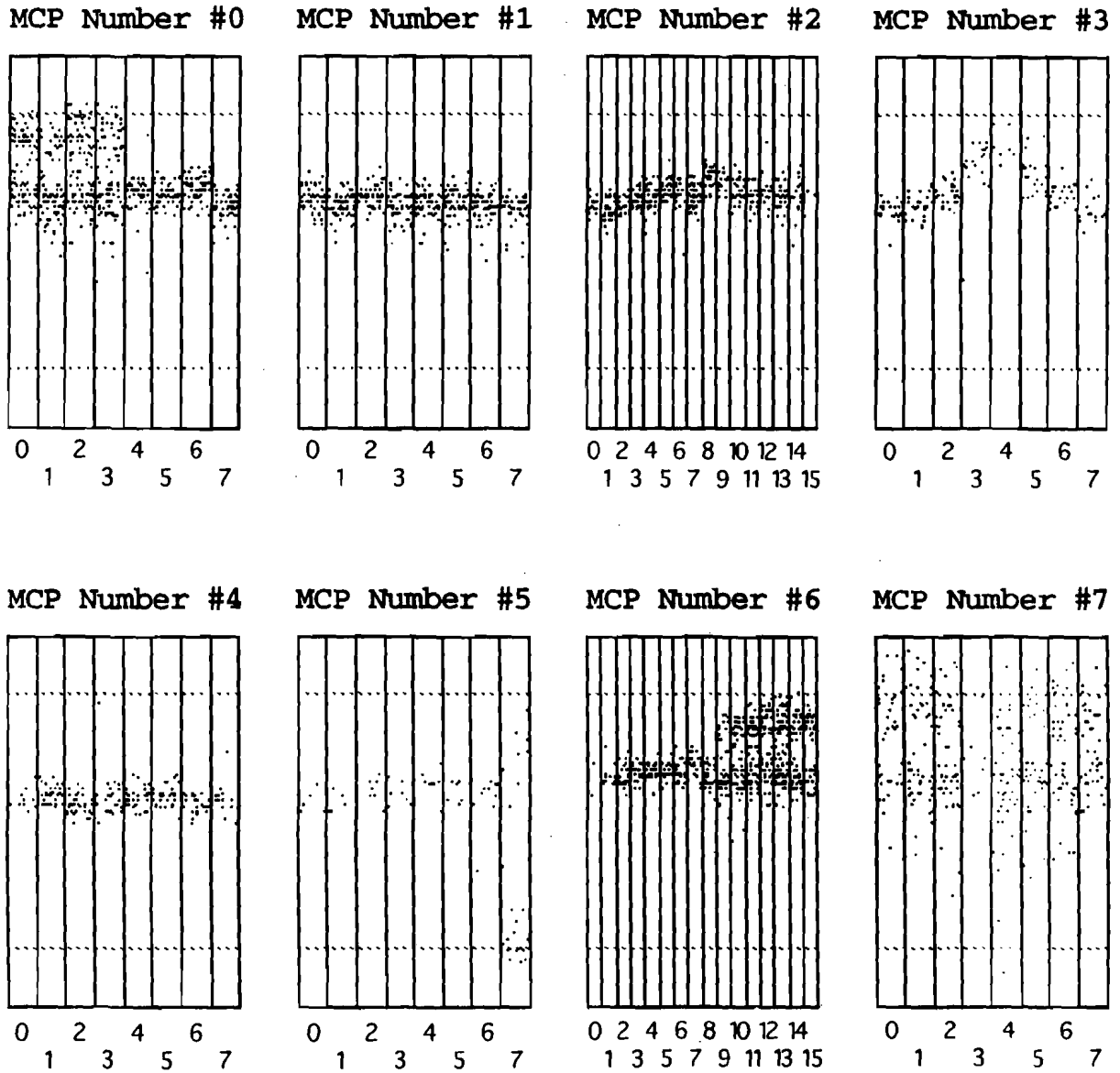


Figure VI.9 : Localisation des impacts des ions sur les huit détecteurs. Chaque point représente un impact

* Un deuxième groupe de signaux se situe sur une ligne face à la fente, mais il n'apparaît que sur la paire #7 et sur les deux moitiés des deux paires immédiatement adjacentes (les #0 et #6)

* L'anode #7 de la paire de galettes #5 présente des impacts sur toute sa longueur, mais ceci est dû à une voie morte de l'électronique : la division de charge donne alors un résultat aberrant

Les trois premiers points évoqués ci-dessus sont étudiés maintenant en détail dans la suite de ce paragraphe.

VI.3.1 La localisation longitudinale des impacts des ions

La géométrie des électrodes de déflexion à la sortie de la fente est représentée sur la figure III. 3 : l'électrode aval, portée au potentiel négatif, est un peu plus basse que l'électrode amont mise à la masse. Cette géométrie permet aux ions les moins énergétiques de passer au dessus de l'électrode aval lorsque l'on applique une tension de déflexion, au lieu de venir la frapper. Ceci est fait pour éviter de perdre les ions les plus lents et pour éviter de trop réduire les taux de comptage. On a utilisé le logiciel MacSimionTM pour simuler la trajectoire des ions au voisinage de ces électrodes. Le fait d'avoir abaissé l'électrode aval se traduit sur la figure VI. 10 par des lignes de potentiel qui ne sont pas perpendiculaires à la direction de propagation des ions dans la région de ces électrodes : les ions voient une composante du champ électrique dirigée vers l'aval. Ceci a pour effet de les défléchir. On a représenté sur la figure VI. 10 la trajectoire de deux ions He⁺ passant au milieu de la fente, et d'énergies respectives 10 et 100 eV.

Les ions les plus énergétiques sont les moins déviés par cette disposition des lignes de champ au voisinage de la fente. La figure VI. 11 présente en fonction du temps de vol des ions He⁺ leur position longitudinale d'impact* pour la configuration $\beta^* = 10 \text{ cm}$. Les trois courbes superposées correspondent à la simulation par MacSimionTM de la position des impacts des ions passant soit au centre de la fente, soit sur les bords. La déviation est presque constante pour des temps de vol supérieurs à 3 μs , car l'énergie initiale des ions lorsqu'ils passent entre les deux électrodes (inférieure à 10 eV) est alors négligeable devant celle acquise au passage entre les électrodes.

Ceci explique que la ligne des signaux ne soit pas face à la fente mais légèrement décalée vers l'intérieur du détecteur. La largeur (en ζ) de la ligne correspondant à ces signaux sur la figure VII. 9 est due à l'ouverture de la fente, à l'électronique, ainsi qu'à la résolution spatiale et aux erreurs de positionnement des galettes de microcanaux.

* La position longitudinale ζ étant calculée (cf Annexe E) par le rapport entre la charge qui s'écoule en amont de l'anode et la charge totale, c'est un nombre sans dimension compris entre 1 (pour les impacts du côté amont, c'est-à-dire du côté de la fente) et 0 (pour les impacts du côté aval).

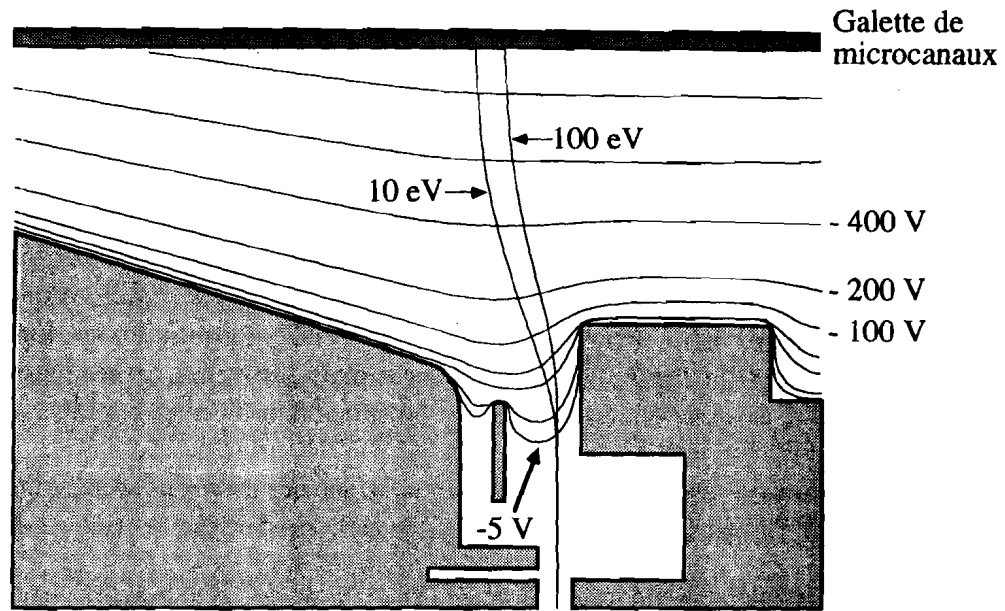


Figure VI. 10 : Géométrie utilisée pour étudier avec MacSimion le mouvement des ions au voisinage de la fente. Sur la figure, on a superposé les trajectoires de deux ions He^+ de 10 et 100 eV

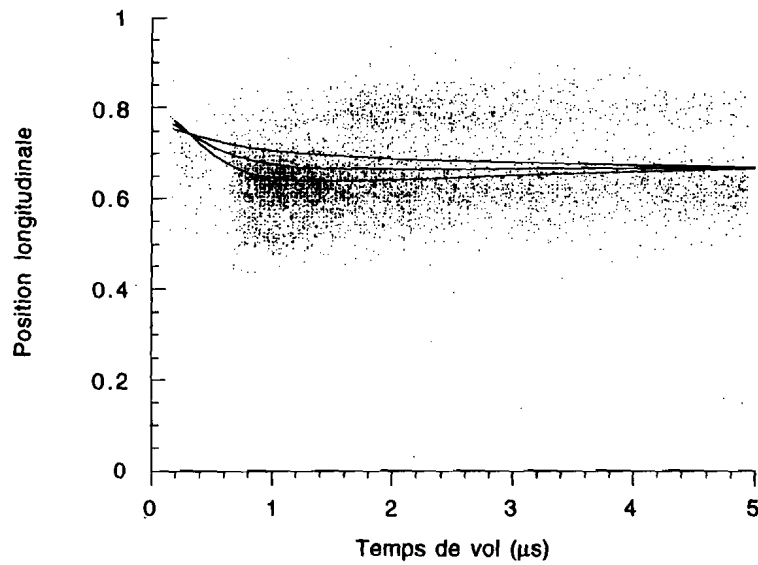


Figure VI. 11 : Exemple typique de variation de la position longitudinale en fonction du temps de vol des ions. Les trois courbes superposées correspondent à la simulation des impacts des ions passant soit au centre, soit sur les bords de la fente

VI.3.1.1 Le cas de la galette #3

La figure VI. 12A représente pour le même enregistrement que celui de la figure VI. 9 la localisation des points d'impact sur la galette #3. La forme observée correspond à une anomalie locale dans la répartition des lignes de champ : juste à ce niveau se trouve le fil qui amène la tension négative sur l'électrode déflectrice aval. Le fil et sa soudure sur l'électrode sont responsables d'une modification des lignes de champ. On a déjà vu au paragraphe III. 1 que cette anode est solidaire de la cloche mobile qui permet de varier la largeur de la fente. En tournant cette cloche de 45°, l'anomalie se déplace avec la cloche comme indiqué sur la figure VI. 12B, qui confirme l'origine de ce défaut. Cet effet a peu d'importance et sera atténué dans l'avenir pour des ions plus rapides.

A part l'anomalie constatée sur la paire #3, les signaux des ions sont donc ceux qui ont une localisation longitudinale voisine de $\zeta = 0.6$, sur toutes les paires de galettes.

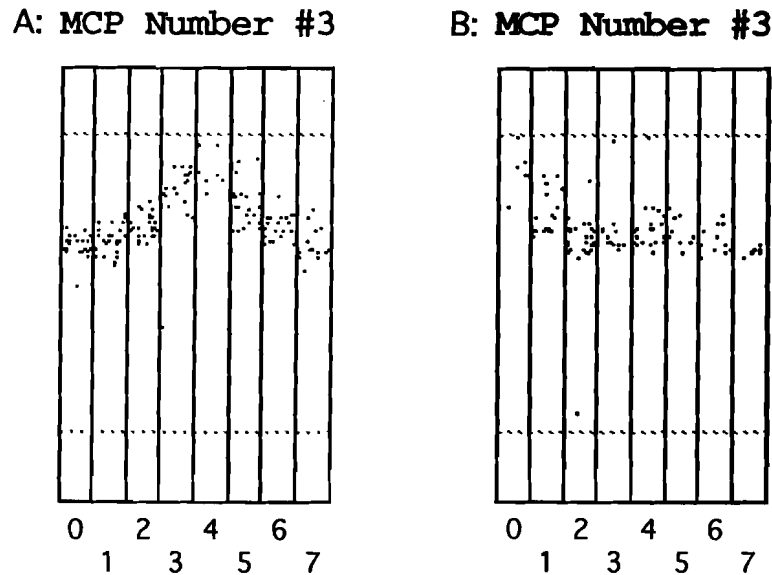


Figure VI. 12 : Localisation des impacts des ions sur la galette #3, pour deux positions de la cloche A : à 0° et B : à 45°. Chaque point représente un impact

VI.3.2 Les signaux anormaux

On appelle ainsi les signaux localisés à des positions longitudinales $\zeta > 0.7$ sur les paires de galettes #0, 6 et 7, visibles sur la figure VI. 9. Ces signaux ont toujours été présents, dans toutes les configurations et ont toujours été localisés sur ces trois paires de galettes, c'est-à-dire dans le quadrant supérieur gauche du mesureur.

Ces signaux semblent induits par les ions car leur nombre varie avec le nombre de "vrais" ions.

De plus, la figure VI. 13 représente sur les trois paires #0, 6 et 7 uniquement la position longitudinale ζ des impacts des signaux en fonction de leur temps de vol. Le groupe d'événements situés face à la fente ($\zeta \simeq 0.8$) arrive sur les galettes de microcanaux environ $0.8 \mu s$ après les premiers signaux attribués aux ions ($\zeta \simeq 0.6$). Ceci indique une corrélation en temps entre les deux types de signaux.

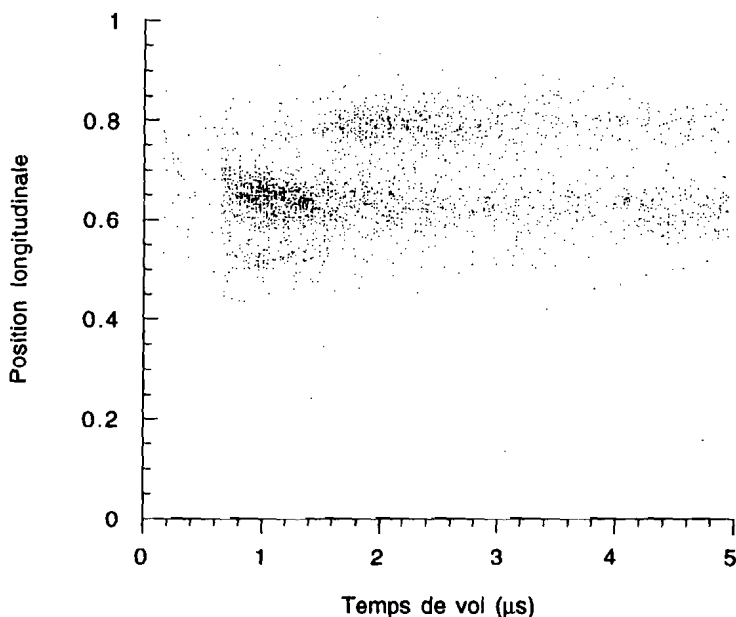


Figure VI. 13 : Corrélation du temps de vol et de la position longitudinale des signaux sur les paires de galettes #0, 6 et 7

VI.3.2.1 Leur explication

Une ouverture ultérieure de l'appareil a fait apparaître une erreur de montage sur la paire de galettes #7 : au lieu de former un angle comme ce doit être le cas dans le montage en chevron (cf figure IV. 6), les canaux des deux galettes de la paire étaient parallèles (cf figure VI. 14). A la sortie de la deuxième galette de la paire, où la densité des électrons dans le nuage électronique atteint son maximum (10^6 à 10^7 électrons), des ions secondaires sont produits par ionisation du gaz résiduel ou par désorption. Suivant les lignes de champ, un ion secondaire peut remonter dans le canal et au lieu de venir frapper la face de sortie de la première galette comme c'est le cas lors du montage en chevron, il peut remonter un canal de celle-ci et ressortir avec une énergie voisine du potentiel appliqué sur la paire de galettes, car il a été créé à la sortie de la deuxième galette.

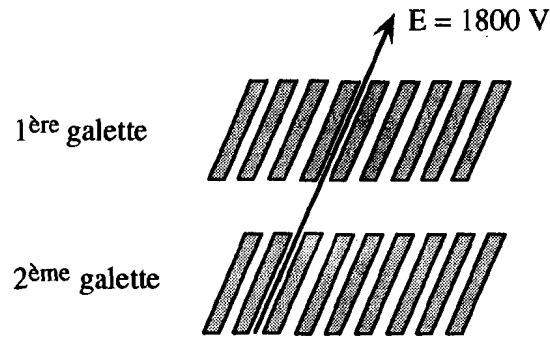


Figure VI. 14 : Erreur de montage détectée sur la paire de galette #7

Une simulation numérique à l'aide de MacSimionTM montre alors que cet ion, émis de la galette avec une énergie de l'ordre de 1800 V, va voler dans l'espace entre la galette et la cloche mobile jusqu'à ce que sa vitesse s'annule. Ceci correspond au maximum de son énergie potentielle qui est atteint quand le potentiel électrostatique est voisin de 0, c'est-à-dire dans le voisinage de la cloche mobile. A partir de là, l'ion secondaire revient sur la galette (cf figure VI. 15) à une position longitudinale différente et avec un certain retard.

La trajectoire est indépendante de la masse M_{at} des ions secondaires. Par contre, le temps de vol de ces ions est proportionnel à la racine carrée de leur masse. Un retard d'environ $0.8 \mu s$ correspond à une masse atomique d'environ 20, compatible avec la présence soit de vapeur d'eau, soit encore d'azote dans le gaz résiduel au sein des galettes. En supposant $M_{at}=18$, l'accord avec les données expérimentales est frappant (cf table VI. 2). L'hypothèse selon laquelle il y aurait de l'eau dans le gaz résiduel à la sortie des microcanaux n'est pas prouvée, mais ne peut pas être éliminée non plus.

	Données expérimentales	Simulation électrostatique
Position longitudinale ζ	0.8	0.82
Retard (μs)	0.7	0.71

Table VI. 2 : Accord entre les données expérimentales et la simulation électrostatique. Le retard est calculé en utilisant une masse atomique $M_{at} = 18$

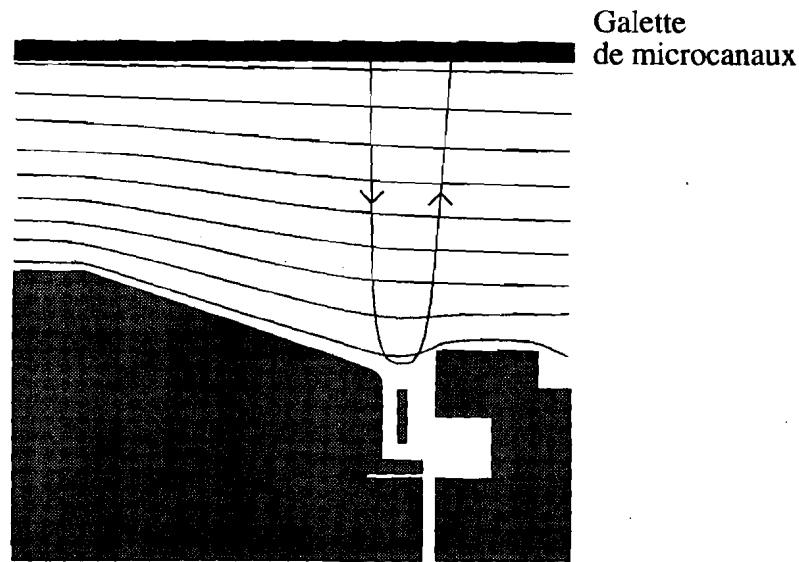


Figure VI. 15 : Simulation de la trajectoire d'un ion de masse $M_{at} = 18$ émis à $z_{init} = 0.65$ avec une énergie initiale de 1750 V. La haute tension sur la galette de microcanaux vaut 1800 V

Ceci est confirmé sur les données expérimentales : la figure VI. 16 représente sur les paires de galettes #0, 6 et 7 uniquement l'histogramme de temps de vol des signaux ayant une position longitudinale supérieure à 0.74 : on voit apparaître un pic d'événements à $2.2 \mu s$, qui correspond à $0.8 \mu s$ de plus que le temps de vol minimum des ions He^+ sur ces galettes ($1.4 \mu s$, non indiqué sur cette figure).

Il faut de plus noter qu'il existe d'autres signaux, également situés face à la fente, mais ayant des temps de vol plus petits que ceux des ions He^+ . Ces signaux sont également retardés de $0.8 \mu s$ par rapport au faisceau, mais aucune explication satisfaisante n'a pu être apportée quant à leur origine. Néanmoins, ces signaux sont peu nombreux et étant donné qu'ils sont *toujours* localisés sur les paires #0, 6 et 7, on les a également attribué à l'erreur de montage de la paire #7.

On ne peut par cette méthode que regarder le front de montée de ces signaux. Une recherche plus précise peut être faite^[41] sur des enregistrements à faible taux de comptage où l'on cherche à corréler un signal anormal à un ion. On impose que l'écart azimutal $\Delta\varphi$ soit le plus petit possible. Sous cette hypothèse, on peut montrer (cf figure VI. 17) que l'écart en temps des signaux "pères" et "fils" se concentre sur la valeur $0.8 \mu s$. De plus l'histogramme en amplitude des signaux "pères" et "fils" (cf figure VI. 18) corrobore l'hypothèse d'une ionisation du gaz résiduel à la sortie de la deuxième galette de la paire : les ions qui induisent ces signaux parasites ont en moyenne une très forte ampli-

tude, c'est-à-dire que leur probabilité d'ioniser le gaz résiduel en sortie des microcanaux est maximale.

Cette étude montre donc que l'origine des signaux anormaux, situés à des positions longitudinales $\zeta > 0.7$ et retardés de $0.8 \mu\text{s}$ par rapport aux ions, est bien comprise.

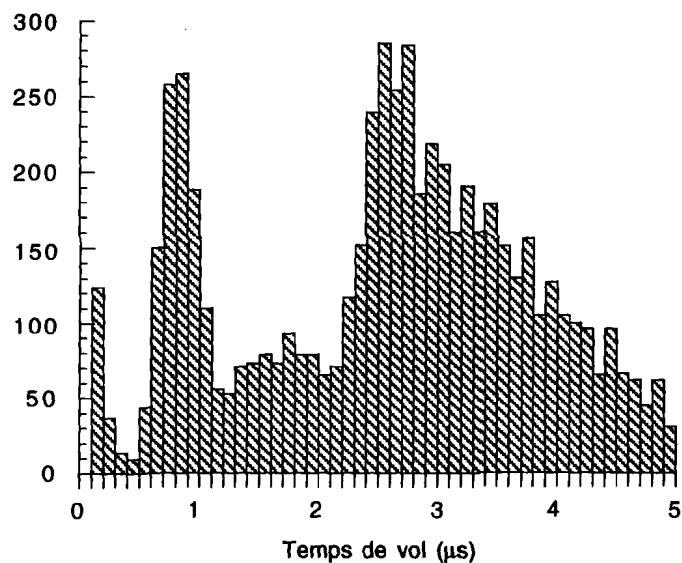


Figure VI. 16 : Histogramme du temps d'arrivée des signaux ayant une position longitudinale supérieure à 0.74 et localisés sur les paires de galettes #0, 6 et 7

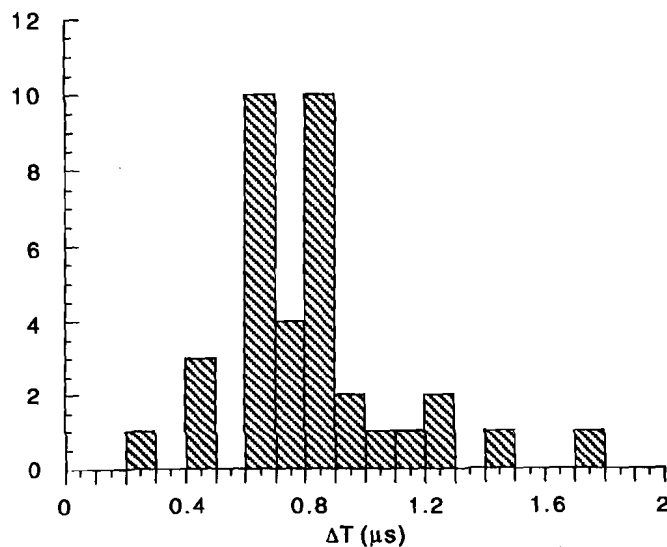


Figure VI. 17 : Histogramme de l'écart en temps entre les signaux "père" et "fils"

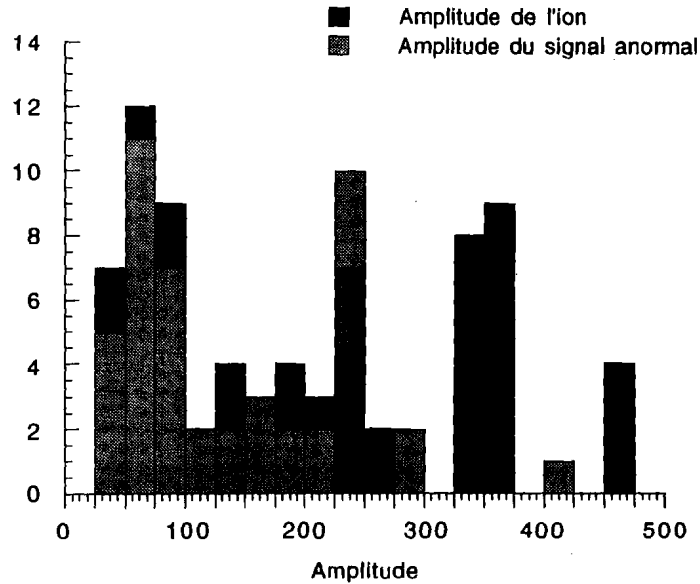


Figure VI. 18 : Histogramme de l'amplitude des signaux "père" et "fils"

VI.3.2.2 Les coupures pour les éliminer

Ces signaux sont toujours localisés à une position longitudinale $\zeta > 0.74$ sur les paires # 0, 6 et 7. Ceci permet de les éliminer en grande partie (cf figure VI. 19). Néanmoins, à cause d'une saturation de l'électronique qui sera détaillée au paragraphe suivant, il est difficile de rejeter les signaux anormaux de très forte amplitude, car ils apparaissent alors fictivement à des positions longitudinales plus faibles. L'erreur de montage qui a conduit à ses signaux a évidemment été réparée, et le problème ne devrait plus se produire dans l'avenir.

VI. 4 L'étude des signaux après coupure

Dans toute la suite du chapitre, on appliquera toujours la coupure précédente sur la position longitudinale ζ sur les trois paires #0, 6 et 7, afin de rejeter les signaux anormaux.

VI.4.1 Les taux de comptage

VI.4.1.1 L'efficacité de détection

Nous n'avons pas de mesure de l'efficacité absolue de notre système. Celle-ci ne peut être estimée que par le calcul.

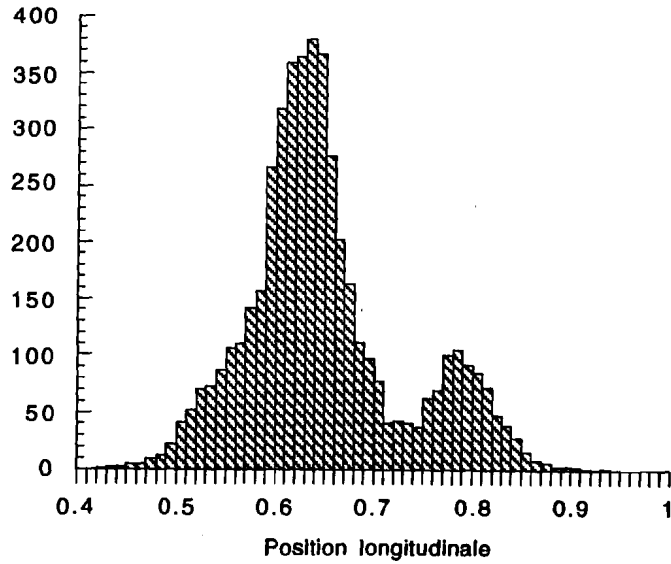


Figure VI. 19 : Histogramme de la position longitudinale des signaux recueillis sur les paires de galettes #0, 6 et 7. Le pic situé à $\zeta \simeq 0.65$ correspond aux ions ; celui situé à $\zeta \gtrsim 0.74$ aux signaux anormaux

L'efficacité totale dépend de plusieurs facteurs : l'inefficacité géométrique des galettes de microcanaux (on a vu au chapitre IV qu'elle valait environ 40 %) et l'angle mort du système de détection ($\simeq 19$ %). Enfin, il faut considérer que tous les ions ne sont pas détectés dans notre fenêtre d'acquisition de $5.12 \mu s$.

Cette dernière inefficacité est estimée par une simulation effectuée avec un faisceau de charge $N_e = 5.0 \cdot 10^9$ électrons, de dimensions transverses $\sigma_x = 8 \mu m$ et $\sigma_y = 4 \mu m$. Elle montre que 20 % des ions arrivent en dehors des 5.12 premières microsecondes, et sont donc perdus par notre système d'acquisition.

L'efficacité totale ϵ vaut donc :

$$\epsilon = (1 - 0.40) \times (1 - 0.19) \times (1 - 0.20) \simeq 39 \%$$

à laquelle il faudrait ajouter l'inefficacité due au seuil de détection. Malheureusement, nous ne connaissons pas cette dernière. On peut simplement dire que l'efficacité totale est $\epsilon < 39$ %.

VI.4.1.2 Le nombre total d'ions attendus

Le nombre total N_i d'ions attendus est donné par :

$$N_i = N_e \sigma N_{at} f \epsilon \quad (\text{VI} - 1)$$

où * N_e est le nombre d'électrons par paquet

* σ est la section efficace d'ionisation du gaz donnée au chapitre II : $\sigma_{Ar} = 2.0 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ pour l'Argon et $\sigma_{He} = 2.67 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ pour l'Hélium

* N_{at} est le nombre d'atomes de gaz par unité de volume

* f est l'ouverture de la fente

* ϵ est l'efficacité de détection calculée précédemment

VI.4.1.3 Le nombre total d'ions détectés

Après optimisation du délai d'injection de gaz d'après la courbe VI. 6, le temps d'ouverture des injecteurs a été fixé à une valeur qui correspond à une pression maximale d'environ $P \simeq 10^{-4} \text{ Torr}$, aussi bien en Argon qu'en Hélium, soit $N_{at} \simeq 3.54 \cdot 10^{12} \text{ atomes/cm}^3$. L'incertitude sur cette valeur de la pression absolue est inconnue, mais n'est sans doute pas meilleure que 100 %.

On peut détailler sur un exemple le taux de comptage observé. Avec une charge $N_e = 5.0 \cdot 10^9 \text{ électrons}$ et une pression $P \simeq 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$, le nombre d'ions Hélium est estimé à 330 ions/paquet d'après la formule VI-1.

En quinze paquets d'électrons successifs, on a détecté 4236 ions He^+ , ce qui représente $286 \pm 5 \text{ ions/paquet}$. Il faut apporter deux corrections à ce taux de comptage, liées à l'empilement des signaux et à la faible efficacité de certaines anodes.

Dans la reconnaissance des signaux, le logiciel d'acquisition (cf Annexe E) impose qu'il n'y ait eu aucun ion détecté sur la même anode au cours des 50 ns précédent le signal étudié, à cause de la largeur des signaux. Ceci entraîne une perte du nombre total d'ions détectés estimée à 15 % en moyenne.

De plus, trois anodes recueillent expérimentalement un nombre d'ions trop faible par rapport à leurs voisines immédiates. Ce phénomène d'origine purement électronique correspond à une perte estimée à 1.4 % du nombre d'ions détecté.

Finalement, le taux de comptage observé est :

$$\frac{4236 (1 + 1.014)}{15} \times \frac{1}{0.85} \simeq 337 \pm 5 \text{ ions/paquet}$$

soit 2 % de plus que le nombre d'ions attendu.

La table VII. 3 présente pour trois enregistrements différents les taux de comptage attendus et ceux effectivement mesurés.

Gaz	Pression (Torr)	N_e (10^9)	Taux de comptage		Ecart
			attendu	mesuré	
He	$1.25 \cdot 10^{-4}$	3.5	162 ± 12	173 ± 4	+ 7 %
He	$1.4 \cdot 10^{-4}$	5.0	330 ± 18	337 ± 5	+ 2 %
Ar	$0.8 \cdot 10^{-4}$	3.7	800 ± 28	288 ± 6	- 65 %

Table VI. 3 : Taux de comptage par paquet attendus et effectivement mesurés pour trois enregistrements différents

Les taux de comptage des deux enregistrements en Hélium (correspondant aux deux configurations optiques) sont en excellent accord avec les taux de comptage attendus. Par contre, le taux de comptage en Argon présente un déficit de 65 % par rapport au taux de comptage attendu. Les efficacités des galettes de microcanaux aux ions Ar^+ et He^+ sont normalement identiques (cf paragraphe IV.1.4.4). Nous n'avons pas d'explication pour justifier un écart si important entre les valeurs attendues et les valeurs mesurées.

VI.4.1.4 Stabilité

La reproductibilité des taux de comptage est présentée sur la figure VI. 20. L'acquisition des données a été effectuée par groupes de 10 ou 20 paquets d'électrons répartis à intervalles réguliers sur une période de 30 minutes. Le nombre total d'ions détectés par paquet (163 ± 17) reste stable pendant toute cette période. Sa dispersion (10 %), en prenant en compte les erreurs statistiques (8 %), montre que la somme des fluctuations du système d'injection de gaz et de l'intensité du faisceau est de 6 %.

La stabilité des injecteurs de gaz est donc meilleure que les 15 % indiqués au chapitre III. Mais ceci avait été mesuré au début de la mise en œuvre des injecteurs et n'a pas été vérifié sur le mesureur installé.

VI.4.2 Les histogrammes d'amplitudes

On a vu au chapitre III que notre électronique disposait sur les préamplificateurs de deux gains sélectionnables dynamiquement. Le gain #1 est celui qui a été optimisé à la suite de l'expérience acquise auprès de l'accélérateur linéaire, à Orsay : sa gamme dynamique a été étendue pour accepter en entrée des signaux de très forte charge en adaptant une variation

logarithmique du gain dans la région de saturation. Le gain #2 est quatre fois plus fort : il permet donc en principe de réduire la tension sur les galettes de microcanaux en compensant la perte de gain par une augmentation du gain de l'électronique. Malheureusement, sa gamme dynamique est beaucoup plus faible et il sature très rapidement. Durant les 24 heures de tests d'Aout 1993, on a toujours souhaité limiter au maximum les risques sur les galettes de microcanaux, et donc la tension a été maintenue volontairement basse, au détriment d'une bonne efficacité de détection puisque celle-ci diminue avec la tension (cf Annexe D).

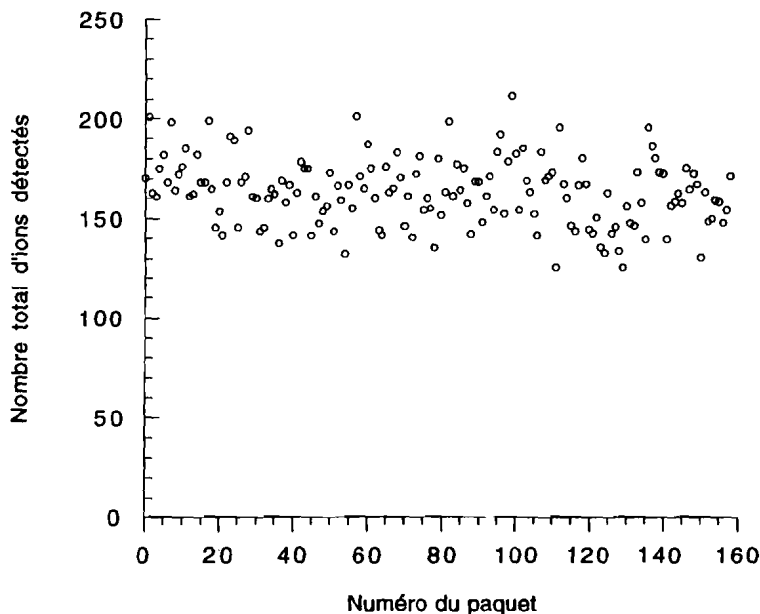


Figure VI. 20 : Variation du nombre total d'ions acquis par paquet pour 160 paquets espacés sur 30 minutes

La contrepartie de ceci est visible sur la figure VI. 21 où l'on représente l'amplitude des signaux lue sur un côté d'une bande résistive, en fonction de celle lue de l'autre côté : la saturation des signaux de forte amplitude est apparente au delà du canal 150, ce qui oblige à effectuer des coupures sur l'amplitude des signaux dès que l'on souhaite étudier la position longitudinale (cf Annexe E). Pour des amplitudes non saturantes (inférieures à 150), on observe que les signaux sont bien répartis sur une ligne principale qui correspond aux impacts des ions. On observe également une ligne plus basse, correspondant à des amplitudes lues du côté aval plus faibles : ce sont les signaux anormaux évoqués précédemment qui se trouvent face à la fente.

Néanmoins, il est intéressant de comparer (cf figure VI. 22) les histogrammes en amplitude des signaux des ions He^+ et Ar^+ , même s'ils sont saturés. Pour des amplitudes non saturantes, la décroissance est exponentielle, ce qui confirme le fait que le gain sur les

galettes de microcanaux (donc la tension appliquée) était trop faible. La saturation est apparente sur l'histogramme de l'amplitude des signaux d'Hélium à partir de l'amplitude 250 : la décroissance n'est plus exponentielle à ce niveau. La présence de signaux au delà de 400 dans le cas de l'Hélium et leur absence complète dans le cas de l'Argon (les tensions sur les galettes sont les mêmes dans les deux cas) semble indiquer que le gain est plus fort pour les ions He^+ que pour les ions Ar^+ . Ceci est corroboré par l'amplitude moyenne des signaux qui donne une valeur beaucoup plus élevée pour l'Hélium ($\simeq 200$) que pour l'Argon ($\simeq 125$).

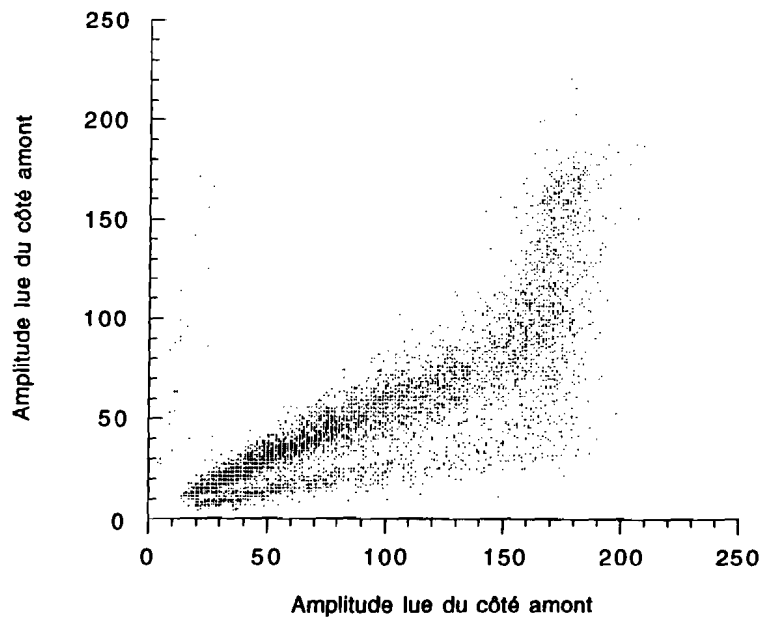
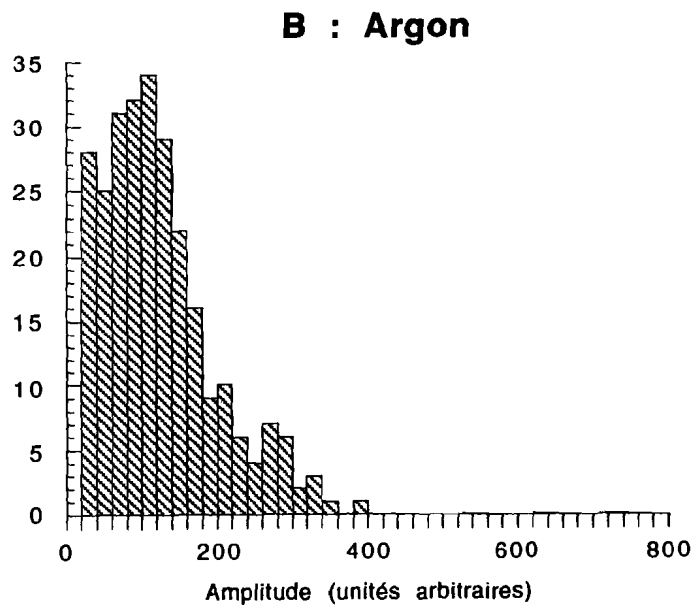
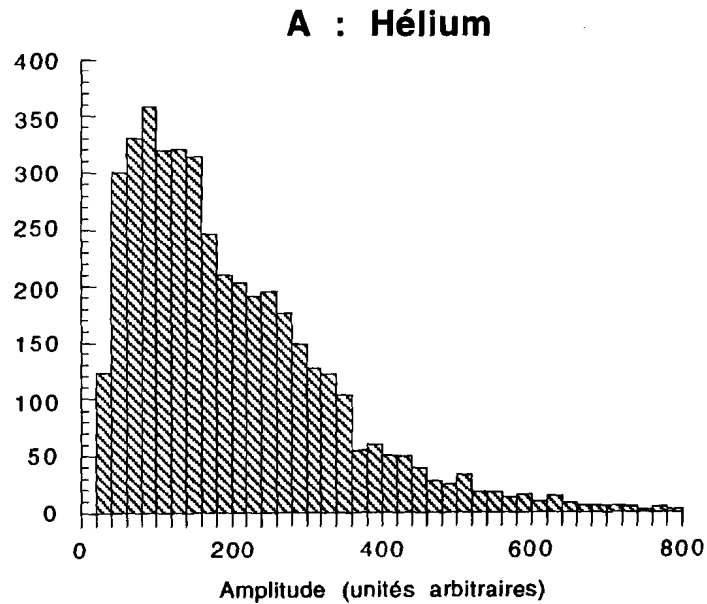


Figure VI. 21 : Variation de l'amplitude lue du côté aval en fonction de celle lue du côté amont

On peut expliquer ceci qualitativement de la façon suivante : l'énergie initiale des ions He^+ ou Ar^+ donnée par le faisceau est faible, devant l'énergie acquise par l'accélération due à la tension sur la face d'entrée de la première galette. On peut donc considérer que les deux types d'ions ont la même énergie $T_0 = \frac{1}{2} M_{at} c^2 \beta^2$ lors de leur impact sur la galette. L'Argon étant dix fois plus lourd, il aura une vitesse d'impact $\sqrt{10}$ fois plus faible.

Or on a vu au chapitre IV que les ions Ar^+ émettaient à vitesse égale quatre fois plus d'électrons primaires lors d'un impact que les ions He^+ ^[36]. On explique ainsi la plus forte amplitude moyenne des signaux dus aux ions He^+ car la différence de vitesse favorise ici l'Hélium.



*Figure VI. 22 : Histogrammes d'amplitude des signaux des ions
A : Hélium
B : Argon*

VI.4.3 L'étude des signaux précoces

On a vu au paragraphe VI.2.3 que dans la configuration $\beta^* = 1 m$, le pic principal des ions était précédé pour les temps inférieurs à $1 \mu s$ par un petit groupe de signaux. Nous

avons utilisé une grande statistique d'événements (de l'ordre de 40000 ions He^+ dans la configuration $\beta^* = 1 \text{ m}$) pour pouvoir comparer les variations de ce nombre de signaux rapides à celui des ions He^+ . On a porté sur la figure VI. 23 le nombre d'ions He^+ par galette et le nombre de ces signaux rapides, normalisés au nombre total sur l'ensemble des cinq galettes*. Les ions He^+ sélectionnés sont ceux ayant un temps de vol compris entre $1.2 \mu\text{s}$ (début du front de montée de l'histogramme de temps de vol à ce moment là) et $3.5 \mu\text{s}$ (la valeur de la coupure haute importe peu). Les signaux rapides sont ceux dont le temps de vol est inférieur à $1.2 \mu\text{s}$.

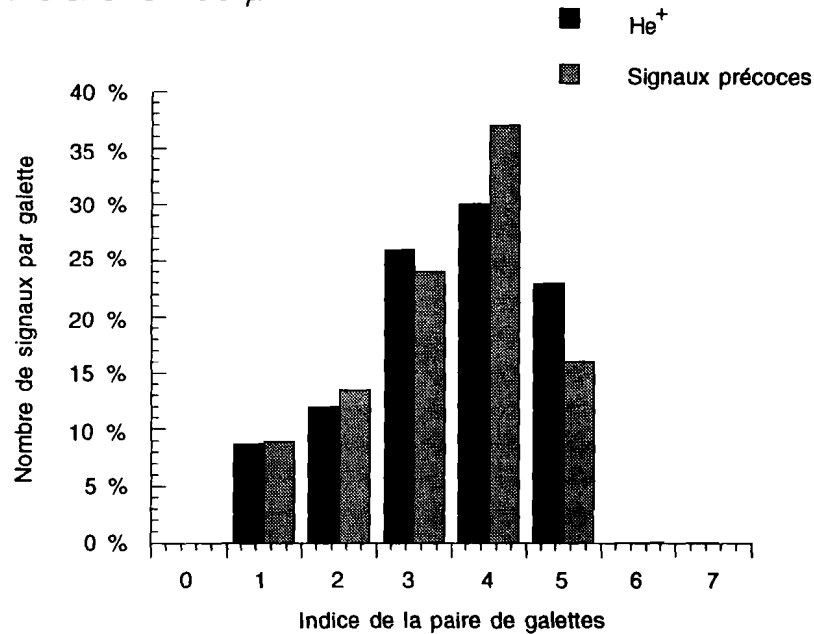


Figure VI. 23 : Nombre de signaux détectés par paire de galettes pour des temps de vol compris entre 1.2 et $3.5 \mu\text{s}$ et inférieurs à $1.2 \mu\text{s}$

Le nombre d'ions He^+ varie notablement suivant les galettes. Il s'agit d'une anisotropie angulaire de population qui sera étudiée en détail au paragraphe suivant. Il est néanmoins frappant de constater que le nombre de signaux précoces est proportionnel au nombre d'ions He^+ , et représente 1.2% de ces derniers. La figure VI. 24 représente l'histogramme de temps de vol de ces signaux précoces. Le front de montée de l'histogramme débute environ 320 ns après le passage du faisceau, soit quatre fois plus tôt que celui des ions He^+ .

Le temps de dérive d'un ion de masse atomique M_{at} et de charge q , entre le passage du faisceau et la sortie de la fente, est proportionnel à M_{at}/q . On peut donc en déduire qu'on est en présence d'ions H^+ .

* Pour être sûr de rejeter tous les signaux anormaux évoqués au paragraphe VI.3.2, et notamment ceux de forte amplitude, on a rejeté les trois paires de galettes #0, 6 et 7.

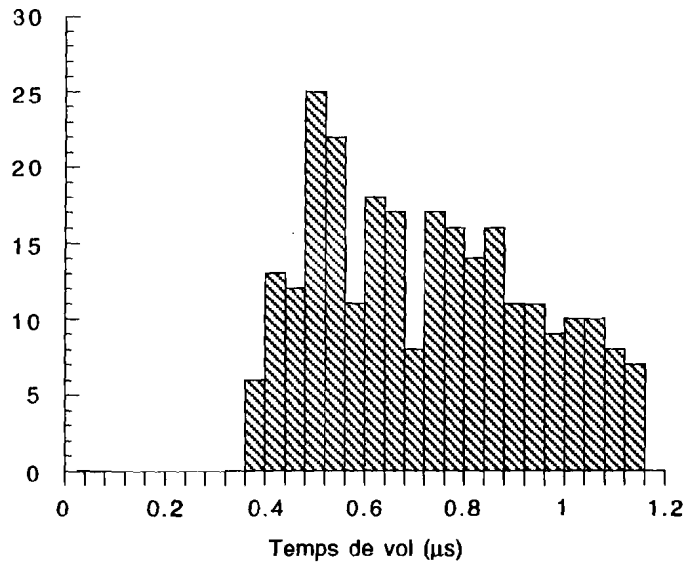


Figure VI. 24 : Histogramme du temps de vol des signaux précoces

Il est intéressant de noter qu'au cours du test sur l'accélérateur linéaire à Orsay décrit au chapitre V, dans des conditions tout à fait différentes, on avait également détecté des ions H^+ .

Dans le cas présent, la pureté du gaz Hélium utilisé (supérieure à 99.99 %) et la valeur de la section efficace d'ionisation de l'Hydrogène ne peuvent expliquer un rapport de 1 % entre les taux de production des ions H^+ et He^+ . La seule explication semble donc, comme dans le cas sur test effectué à Orsay, une dissociation des molécules d'eau (cf paragraphe V.5). Néanmoins, ce bruit de fond est faible puisqu'il ne représente que 1 % du nombre total de signaux.

VI. 5 L'anisotropie azimutale du nombre d'ions et de leur temps de vol

Ce paragraphe présente tout d'abord sur un exemple les corrélations attendues entre le temps de vol et l'azimut des ions He^+ , puis les corrélations effectivement observées lors de ces tests. La dernière partie de ce paragraphe montre comment les asymétries mesurées s'expliquent par une déformation longitudinale du faisceau.

VI.5.1 La corrélation attendue

Pour des faisceaux gaussiens, la corrélation attendue entre le temps de vol des ions, leur nombre et leur azimut est représenté sur la figure VI. 25 pour un faisceau de $5 \mu m \times 2 \mu m$, avec $N_e = 5.0 \cdot 10^9$ électrons. On attend une faible variation du temps de vol minimum et une distribution azimutale isotrope : le champ de charge d'espace est trop faible pour

permettre aux ions d'osciller.

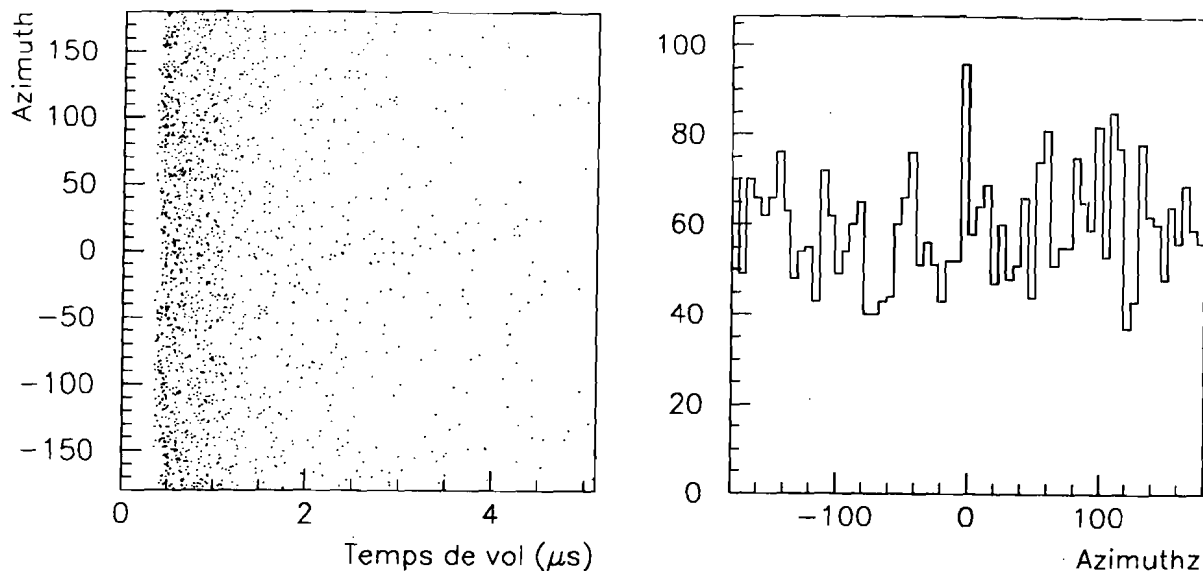


Figure VI. 25 : Corrélation attendue entre le temps de vol des ions et leur azimuth

On a vu au paragraphe II.4.3 que l'influence d'un faible rapport d'aspect peut être détectée sur les ions les plus rapides. Pour un rapport d'aspect $R = 1$, le temps de vol est isotrope. Pour des valeurs plus élevées de R , on attend une modulation du temps de vol minimum en fonction de l'angle azimuthal représentée sur la figure VI. 26 pour un faisceau gaussien. La courbe portée sur cette figure représente un ajustement du temps de vol minimum par la fonction :

$$T_{min}(\varphi) = a + b \cos(2\varphi)$$

Les valeurs attendues de la modulation $M = (T_{max} - T_{min}) / (T_{max} + T_{min})$ sont indiquées sur la table VI. 4.

	$R = 1$	$R = 2$	$R = 4$
Modulation	0 %	3.6 %	11 %

Table VI. 4 : Modulation attendue du temps de vol minimum pour différentes valeurs du rapport d'aspect R

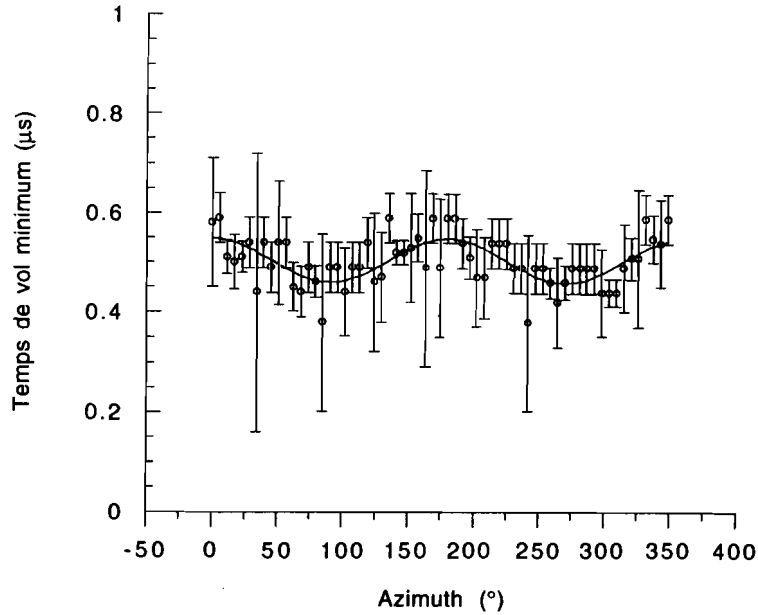


Figure VI. 26 : Modulation théorique du temps de vol minimum des ions en fonction de l'azimuth pour un rapport d'aspect $R = 4$

VI.5.2 La corrélation observée

La figure VI. 27 représente la corrélation mesurée entre le temps de vol et l'azimuth. Elle correspond à la configuration $\beta^* = 1 m$. On observe un maximum du nombre d'ions vers 180° (c'est-à-dire vers le bas du mesureur) correspondant à un minimum du temps de vol de $1.2 \mu s$, et un minimum du nombre d'ions vers 0° (c'est-à-dire vers le haut du mesureur) correspondant à un temps de vol minimum plus grand ($1.8 \mu s$).

VI.5.2.1 Sur le nombre d'ions

L'anisotropie du nombre d'ions est bien visible sur la projection azimuthale (cf figure VI. 28) de cette distribution bidimensionnelle où l'on remarque principalement une importante variation du taux de comptage avec l'angle azimuthal (d'un facteur 3 environ), au contraire de ce qui était prévu par les simulations.

On peut également y distinguer d'autres effets : le taux de comptage diminue à intervalle régulier, tous les 45° , dans chaque angle mort entre les galettes de microcanaux comme il est normal. De plus, deux autres intervalles, correspondant à environ deux bandes anodiques (à 150° et à 330°), subissent une réduction importante du nombre de coups détectés par rapport au taux de comptage dans leurs parties voisines. On peut montrer que celui situé à 150° se déplace lorsqu'on tourne la pièce cylindrique mobile, c'est-à-dire lorsque le fil d'arrivée de la tension de déflexion évoqué au paragraphe VI.3.1.1, se déplace. Par contre, l'origine de celui situé à 330° reste inconnue. On peut simplement noter qu'il est sur la

paire de galette #7 qui a présenté un défaut de montage.

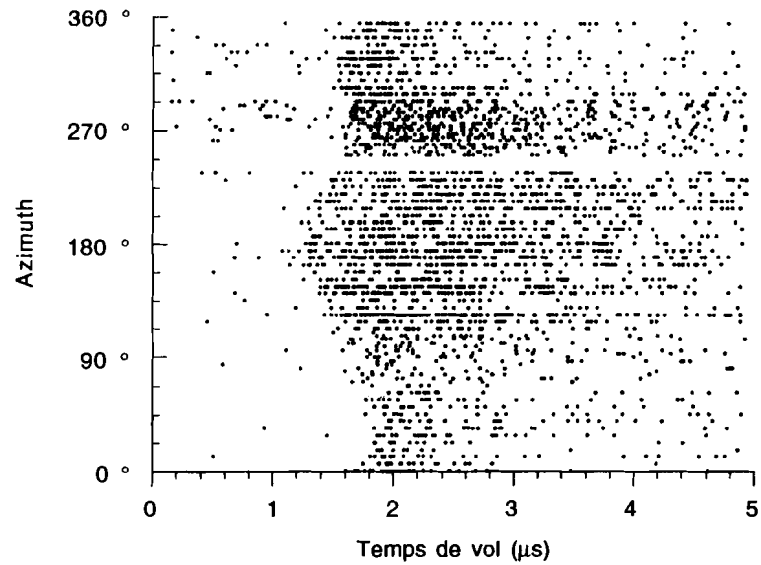


Figure VI. 27 : Corrélation mesurée entre le temps de vol des ions He^+ et leur azimuth dans la configuration $\beta^* = 1 \text{ m}$

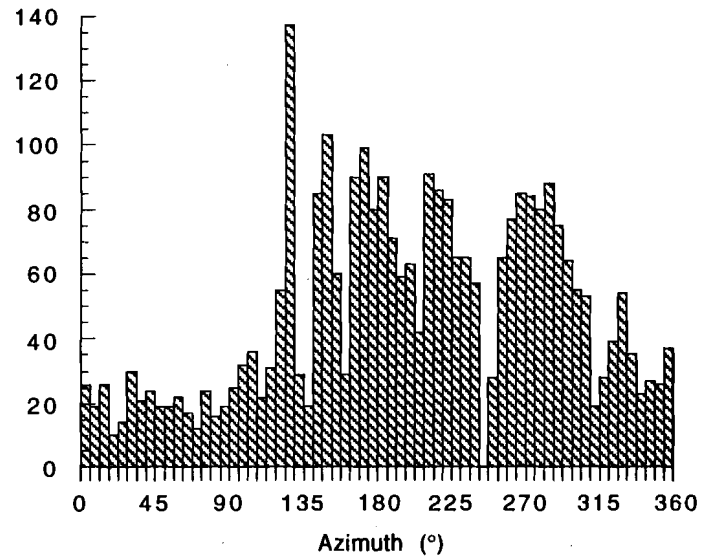


Figure VI. 28 : Variation du taux de comptage des ions He^+ avec l'azimuth dans la configuration $\beta^* = 1 \text{ m}$

VI.5.2.2 Sur le temps de vol minimum

De plus, on observe sur la figure VI. 27 que la symétrie attendue pour des faisceaux gaussiens est brisée : il n'y a qu'un seul minimum du temps de vol au lieu de deux. Le temps de vol minimum correspond au maximum du nombre d'ions.

On a observé expérimentalement (cf figure VI. 29) une modulation du temps de vol minimum en fonction de l'azimuth de l'ordre de 14 %. Cet enregistrement, dans la configuration $\beta^* = 10 \text{ cm}$, a été fait alors que le mesureur à fil WS6B indiquait un rapport d'aspect de 5 environ. Cette valeur est compatible avec la valeur observée.

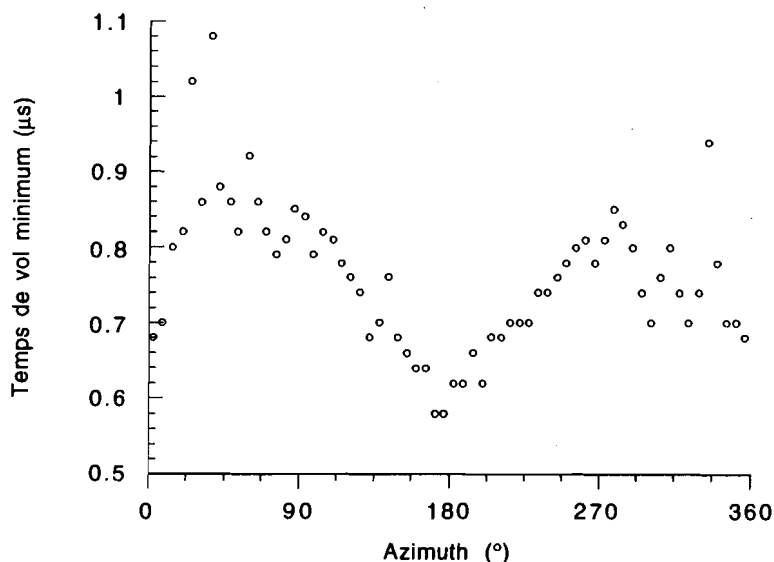


Figure VI. 29 : Modulation mesurée du temps de vol minimum des ions en fonction de l'azimuth dans la configuration $\beta^* = 10 \text{ cm}$

VI.5.3 Ses différentes causes envisageables

On pourrait a priori penser à un effet instrumental pour expliquer l'anisotropie de la distribution azimuthale. Ce n'est en fait pas le cas pour plusieurs raisons, détaillées dans ce paragraphe.

VI.5.3.1 Le changement de configuration optique

La figure VI. 30 montre un enregistrement effectué huit heures plus tard que celui décrit par la figure VI. 27, dans la configuration $\beta^* = 10 \text{ cm}$. L'évolution entre ces deux enregistrements est importante : le maximum d'ions et le minimum de temps de vol sont passés de 180° sur la figure VI. 27 à 0° sur la figure VI. 30. Le changement sur les taux de

comptage est également apparent sur le figure VI. 31 où le maximum du taux de comptage est désormais situé à 0° et le minimum à 200° . Il y a un facteur 5 entre les maximum de ces deux extrema.

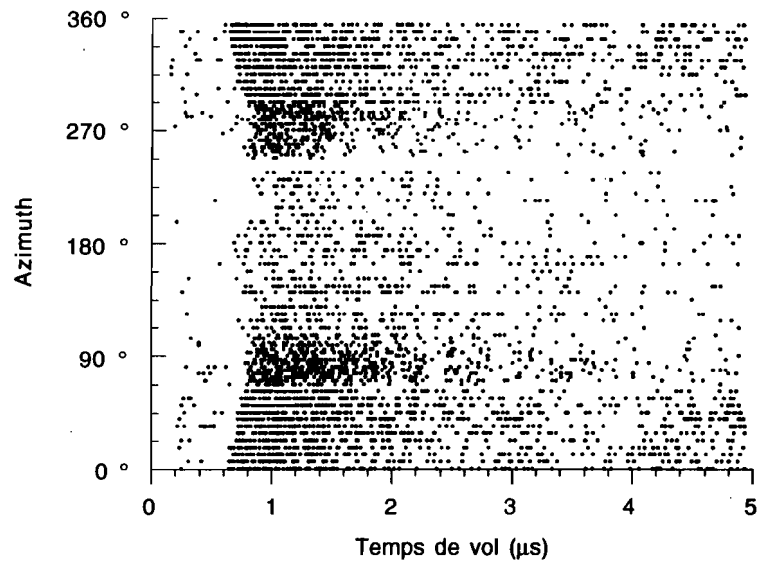


Figure VI. 30 : Corrélation mesurée entre le temps de vol des ions He^+ et leur azimuth dans la configuration $\beta^* = 10 \text{ cm}$

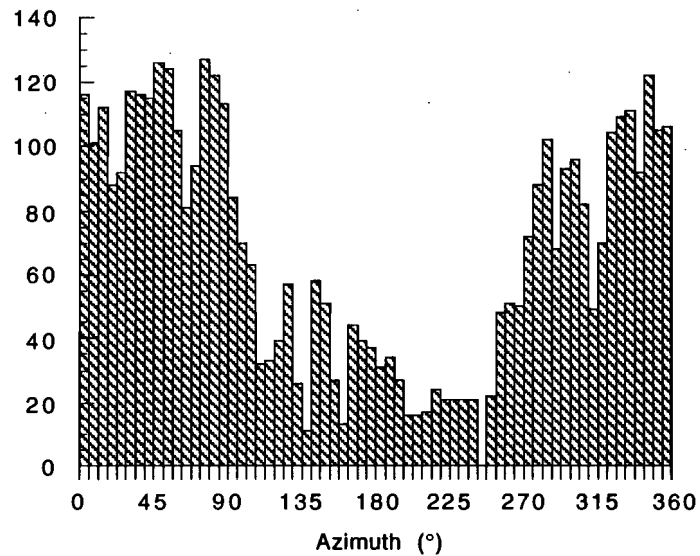


Figure VI. 31 : Variation du taux de comptage des ions He^+ avec l'azimuth dans la configuration $\beta^* = 10 \text{ cm}$

De plus, il faut noter que pendant toute la période où, dans la configuration $\beta^* = 1 m$, l'optique n'a pas été modifiée, la figure VI. 27 a été reproduite à chaque acquisition pendant plusieurs heures. Ensuite, l'optique du faisceau a été modifiée pour passer à la configuration suivante, et cette fois-ci, le minimum du temps de vol s'est retrouvé situé de façon reproductible à 0° .

VI.5.3.2 L'efficacité relative entre les diverses galettes

Une variation relative de l'efficacité des galettes de microcanaux pourrait conduire à une telle anisotropie de population. La calibration du mesureur effectuée avec des particules α (cf Annexe D) montre que les variations relatives d'efficacité sont au plus de 30 %. On peut imaginer que l'efficacité de détection des α ne soit pas la même que celle des ions. Néanmoins, l'hypothèse d'un effet des galettes est rejeté par la variation *continue* du taux de comptage avec l'angle azimutal : si les galettes ont des efficacités différentes, il n'y a aucune raison pour que deux galettes adjacentes aient sur leurs bords la même efficacité.

De plus, on observe sur la figure VI. 31 que le taux de comptage varie d'un facteur 2 sur la paire de galettes #2 et d'un facteur 3 sur la paire #6 quand on passe d'un bord à l'autre de la galette, au contraire de ce qui avait été mesuré au cours des tests qui ont été faits à Orsay sur toutes les galettes.

On a vu précédemment que les taux de comptage de la galette #7 avaient sûrement été influencés par l'erreur de montage discutée ci-dessus et on pourrait les imaginer trop grands. Mais rien ne suspecte les autres galettes, qui ont vu leurs taux de comptage relatifs considérablement varier dans le passage de la première configuration de l'optique à la seconde.

VI.5.3.3 L'effet de la fente

La figure VI. 32 représente l'anisotropie de population mesurée pour deux valeurs différentes de la largeur de la fente. On constate que l'anisotropie est indépendante de l'ouverture de la fente, et invalide donc l'idée d'une rotation de la cloche par rapport à un axe différent de l'axe du faisceau car l'anisotropie devrait augmenter en fermant la fente. De plus, les enregistrements correspondant aux figures VI. 27 et VI. 30 ont été faits avec la fente grande ouverte, c'est-à-dire dans une position de la cloche où elle découvre la totalité de la fente pratiquée dans le blindage en tungstène. La largeur de la fente dans le tungstène a été contrôlée et est homogène à 8 % près.

En conclusion, les effets instrumentaux évoqués ci-dessus sont insuffisants pour expliquer l'anisotropie du nombre d'ions. Surtout le renversement de l'anisotropie (de 180° à 0°) en passant d'une configuration de l'optique à une autre est incompatible avec un biais instrumental. De plus, aucun effet instrumental n'a été trouvé pour expliquer la dissymétrie de l'anisotropie du temps de vol. L'anisotropie mesurée n'est pas un biais instrumental, mais au contraire *un effet réel résultant d'une asymétrie du faisceau*.

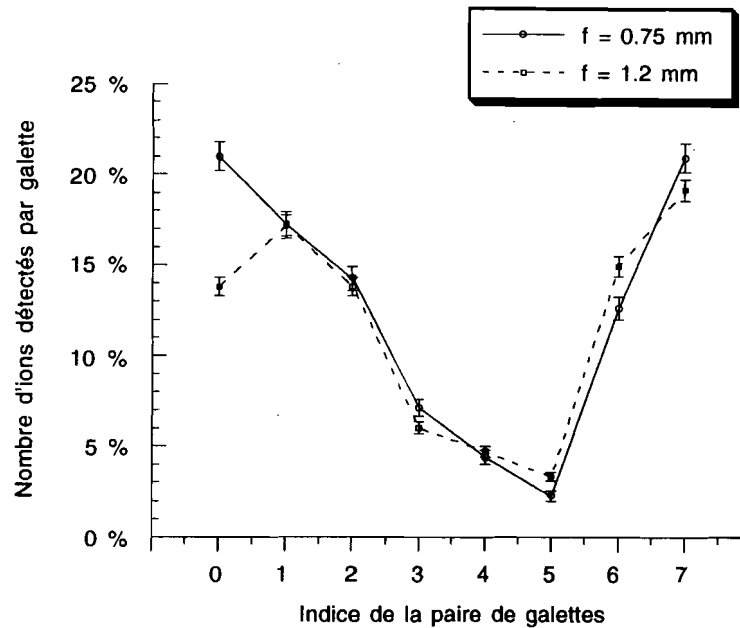


Figure VI. 32 : Variation de l'anisotropie azimutale pour deux valeurs de l'ouverture de la fente

VI.5.4 Son explication par une asymétrie du faisceau

Un faisceau avec deux axes de symétrie doit présenter deux maxima et deux minima en temps de vol et en population. On observe un seul minimum absolu en temps de vol, avec un seul maximum et un seul minimum en population. Ceci implique une brisure de symétrie par rapport à l'axe horizontal, c'est-à-dire un faisceau asymétrique dans la direction verticale.

On peut imaginer deux types d'asymétrie dans le faisceau : une asymétrie uniquement transverse dans la répartition des électrons au sein du paquet, ou une asymétrie également longitudinale.

Toutes les simulations effectuées en supposant une asymétrie transverse indiquent que l'anisotropie de la population reste toujours inférieure à un facteur 2, au contraire de ce que l'on a observé. De plus, la corrélation entre le maximum du nombre d'ions et le temps de vol minimum n'est pas celle observée : les simulations montrent alors que le minimum de temps de vol correspond au minimum du nombre d'ions.

Une déformation longitudinale du faisceau renforce l'anisotropie. Considérons par exemple une distribution longitudinale ayant une forme dite "de banane", où l'axe du faisceau est courbé (la queue longitudinale du faisceau est décalée transversalement par rapport à la tête). Un ion créé par la tête du paquet d'électrons, au centre de celui-ci, peut se retrouver à 1σ du centre de la queue du faisceau et voir le champ maximum créé par la queue. Cet ion est alors attiré vers la queue du faisceau. Comme la région centrale correspond à la

zone où la densité des ions créés est la plus forte, cet effet va attirer vers la queue un grand nombre d'ions, et donc créer une anisotropie de population dans la distribution azimutale. C'est l'explication la plus plausible retenue pour expliquer l'asymétrie du faisceau.

De telles déformations longitudinales ont déjà été observées à SLAC dans l'accélérateur linéaire^[42]. Le déplacement transverse du faisceau par rapport à son axe théorique peut être paramétrisé par une fonction de la forme :

$$Y(s) = a H(s_0 - s) \left[e^{\lambda(s_0 - s)} - 1 \right]$$

où la fonction de Heaviside $H(s - s_0)$ fixe l'origine du décentrage à l'abscisse longitudinale s_0 dans le paquet. D'après la référence^[42], la valeur la plus probable est $s_0 = \frac{1}{2}\sigma_s$. On a donc introduit dans le code de simulation une déformation longitudinale du faisceau suivant cette loi.

Avec ce modèle, on peut reproduire l'anisotropie observée, par exemple dans la configuration $\beta^* = 10 \text{ cm}$. La distribution initiale simulée des ions dans les trois plans (X,Y) , (X,Z) et (Y,Z) est représentée sur la figure VI. 33 pour un faisceau de dimensions transverses $\sigma_x = 10.8 \mu\text{m}$ et $\sigma_y = 3.6 \mu\text{m}$, avec une charge $N_e = 5.0 \cdot 10^9 \text{ électrons}$. La queue du faisceau est déplacée verticalement vers le haut. Les deux paramètres de cette déformation longitudinale ont pour valeur $a = 1.6 \mu\text{m}$ et $\lambda = 17.5 \text{ cm}^{-1}$. Ceci correspond à un décentrage vertical du centre de la gaussienne de $2.2 \mu\text{m}$ à $\frac{1}{2}\sigma_s$ et de $4.3 \mu\text{m}$ à σ_s .

L'anisotropie azimutale simulée (cf figure VI. 34) reproduit bien l'anisotropie expérimentale. En particulier, le rapport entre les populations à 0° et à 180° ($\simeq 5$) est compatible avec le rapport expérimental.

VI. 6 Les premières mesures de σ_x . Leurs comparaisons avec un mesureur à fil

VI.6.1 Les histogrammes de temps de vol observés

En utilisant les coupures données ci-dessus pour supprimer les signaux anormaux, la figure VI. 35 représente trois histogrammes de temps de vol, relevés dans des conditions différentes. La figure VI. 35A représente l'histogramme de temps de vol des ions He^+ dans la première configuration ($\beta^* = 1 \text{ m}$). Le temps de vol minimum est $\tau_{min} \simeq 1.3 \pm 0.1 \mu\text{s}^*$. La figure VI. 35B représente la même distribution, mais pour la deuxième configuration ($\beta^* = 10 \text{ cm}$) : le front de montée de l'histogramme de temps de vol est plus raide, ce qui est conforme aux simulations. Celles-ci indiquent en effet que si $\Delta\tau_{min}$ désigne le temps de montée, le rapport $\Delta\tau_{min}/\tau_{min}$ reste à peu près constant quand τ_{min} varie. On a dans ce cas $\tau_{min} \simeq 0.65 \pm 0.05 \mu\text{s}$.

* L'algorithme de détermination du temps de vol minimum dépendant du bruit de fond observé, il n'était pas mis en œuvre en Août 1993 et les temps de vol ont été déterminés graphiquement.

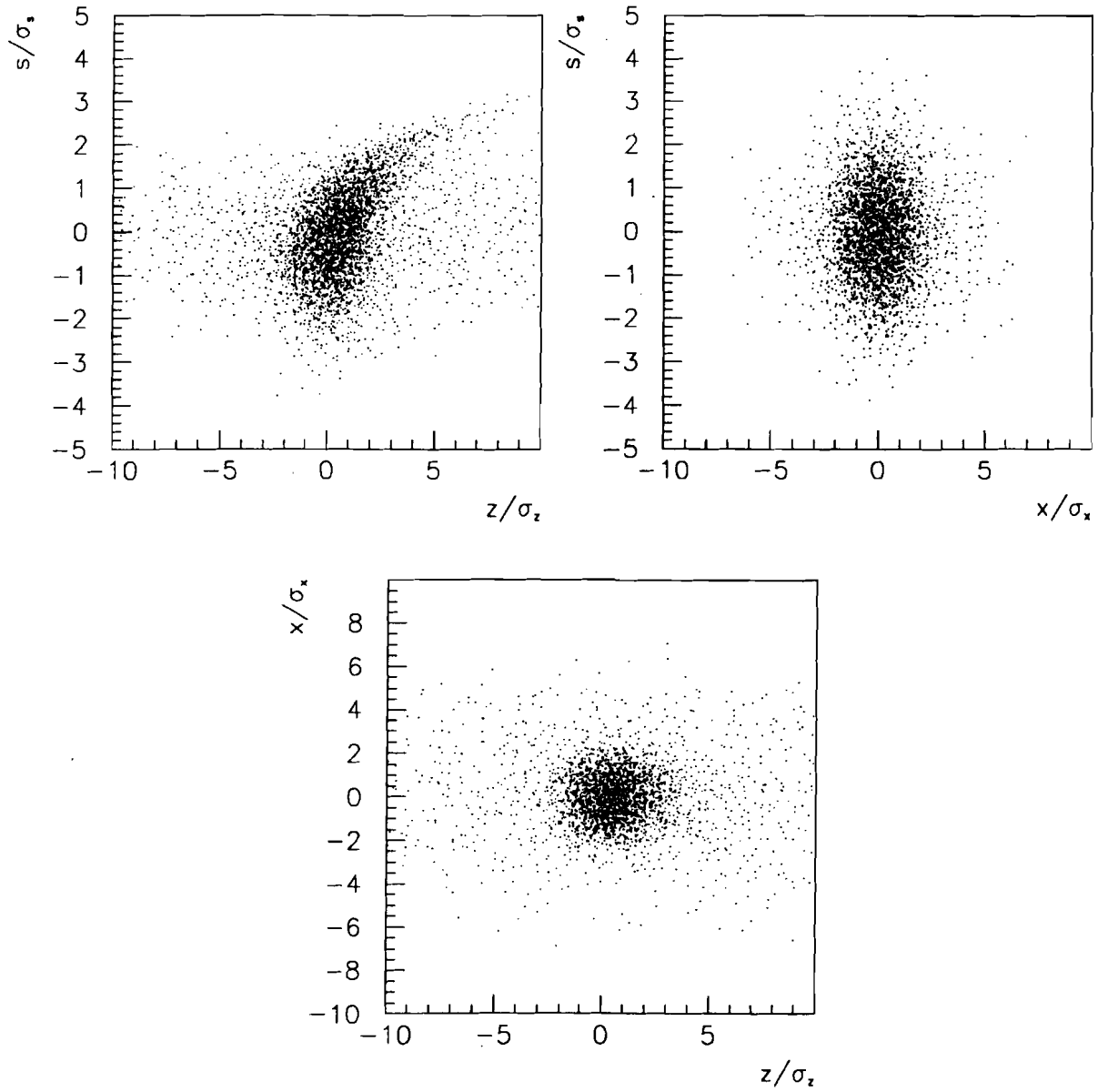


Figure VI. 33 : Distribution initiale des ions dans les trois plans ($\sigma_x = 10.8 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 3.6 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 5.0 \cdot 10^9$ electrons)

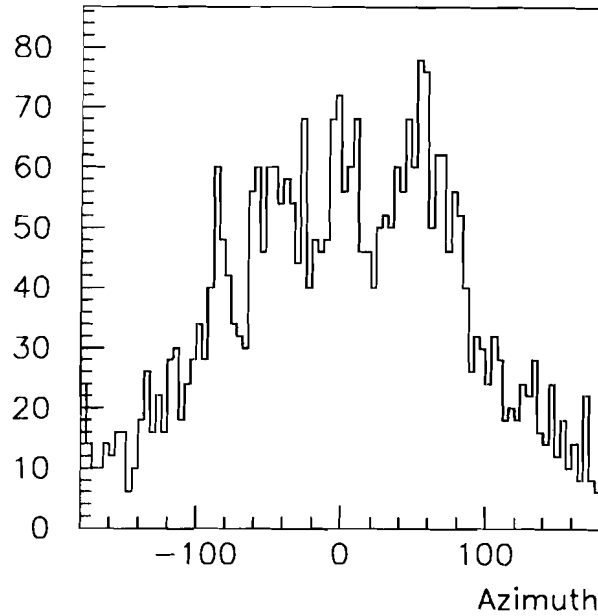


Figure VI. 34 : Anisotropie azimutale simulée

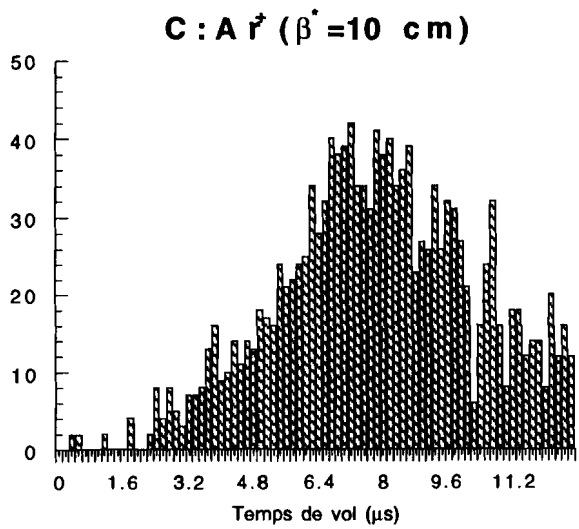
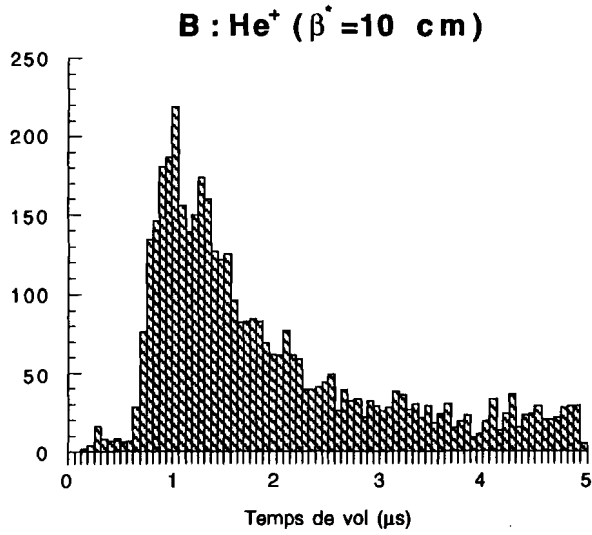
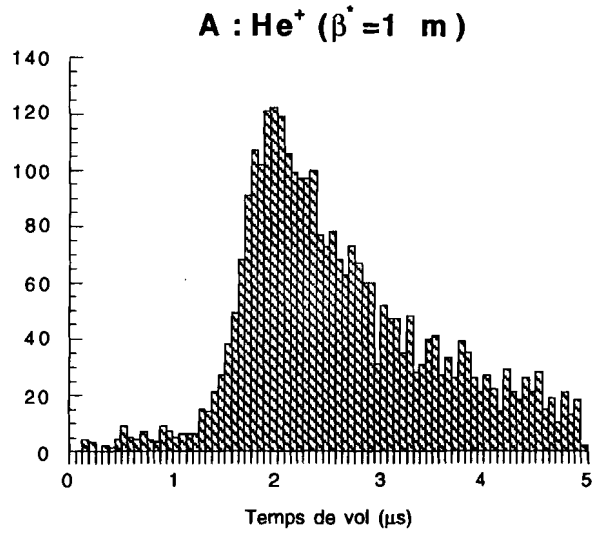
La figure VI. 35C est l'histogramme de temps de vol des ions Ar^+ , enregistré au cours de la deuxième configuration. On a vu au paragraphe VI. 2 que les ions Ar^+ étaient beaucoup plus dispersés que les ions He^+ , ce qui est confirmé sur cette figure. La faible pente du front de montée de l'histogramme de temps de vol s'explique par la très grande dispersion de leur vitesse. Le temps de vol minimum est $\tau_{\min} \simeq 2.2 \pm 0.3 \mu\text{s}$. Les ions les plus lents arrivent près de $20 \mu\text{s}$ après le passage du faisceau.

VI.6.2 Le calcul de σ_x

On a vu au chapitre II que la détermination de la dimension horizontale σ_x supposait connu le rapport d'aspect R du faisceau. Le calcul de σ_x peut se faire^[43] à partir de la relation :

$$\tau_{\min} = \frac{10^{10}}{N_e} \left(m_1(R)\sigma_x + \frac{m_2(R)}{\sqrt{\sigma_x}} \right)$$

où les coefficients $m_1(R)$ et $m_2(R)$ ont été déterminés par le programme de simulation (cf paragraphe VII. 5). Pour $R \simeq 2$, on a $m_1 = 0.4$ et $m_2 = 0.03$.



*Figure VI. 35 : Histogramme de temps de vol des ions
 A : He⁺ dans la configuration $\beta^* = 1 \text{ m}$
 B : He⁺ dans la configuration $\beta^* = 10 \text{ cm}$
 C : Ar⁺ dans la configuration $\beta^* = 10 \text{ cm}$*

VI.6.3 La comparaison avec un mesureur à fil

A chaque progrès notable dans la mise au point de la ligne, des mesures ont été effectuées simultanément sur les mesureurs à fil situés à 30 cm* (cf figure I. 7) du mesureur et sur ce dernier. Elles permettent une première comparaison entre les deux méthodes, qui devraient donner des réponses identiques dans cette gamme de dimensions. Ces mesures sont résumées dans la table VI. 5. Les valeurs de R utilisées pour calculer σ_x sont celles fournies par les mesureurs à fil.

Dans la configuration $\beta^* = 1 m$, la dimension du faisceau ne varie sensiblement pas entre le mesureur d'Orsay et le mesureur à fil WS6B. Ceci n'est plus vrai dans la configuration $\beta^* = 10 cm$, et il faut alors appliquer une correction. Lorsque le point focal est centré sur le mesureur d'Orsay, la dimension du faisceau au niveau de WS6B est donnée en fonction de la divergence θ^* du faisceau au point focal et de la distance d entre les deux mesureurs par :

$$\sigma_{WS} \simeq \theta^* d \quad (\text{VI} - 2)$$

si $\beta^* \ll d$. La divergence au niveau du point focal s'exprime par :

$$\theta^* = \frac{\epsilon}{\sigma^*} \quad (\text{VI} - 3)$$

en fonction de l'émittance ϵ du faisceau. Le lien entre la dimension mesurée par le mesureur à fil et le mesureur d'Orsay est donc donné par :

$$\sigma_x^* \simeq \frac{\epsilon d}{\sigma_{WS}} \quad (\text{VI} - 4)$$

Il apparaît donc d'après la formule VI-4 que la comparaison entre les dimensions fournies par les deux mesureurs à $\beta^* = 10 cm$ repose sur la connaissance de l'émittance et de la mesure fournie par le mesureur à fil. Cette valeur σ_{WS} est assez précise, dès que la force du correcteur qui sert à déplacer le faisceau par rapport au fil est calibrée. Par contre, les mesures d'émittance effectuées en Août 1993 sont beaucoup moins sûres car les mesureurs à fil utilisés pour cela étaient situés à la fin de l'accélérateur linéaire, avant l'entrée de la ligne du FFTB. Ils sont conçus pour le SLC (120 Hz et $N_e \simeq 3.0 \cdot 10^{10}$ électrons), et non pas pour le FFTB (10 Hz et $N_e \lesssim 5.0 \cdot 10^9$ électrons en Août 1993). Ce problème sera réglé pour les prochains tirs du FFTB, mais malheureusement, l'émittance mesurée en Août 1993 n'est pas très précise. Par exemple, l'émittance conduisant à une dimension verticale au point focal de 1 μm est sans doute sous-évaluée. Néanmoins, ceci étant la seule valeur de référence disponible, on doit la considérer comme une limite inférieure.

Il faut également noter que la charge N_e du faisceau n'était relevée que de façon occasionnelle. Les plus grandes variations notées étaient inférieures à 20 %.

* Principalement sur WS6B ayant des fils de 35 μm de diamètre.

β^* (cm)	Gaz	Valeurs fournies par WS6		τ_{min} (μs)	σ_x calculé
		σ_x	σ_y		
100	He	29	13	1.3 ± 0.1	22 ± 2
10	Ar	5*	2*	2.2 ± 0.3	4 ± 1
10	He	5*	1*	0.65 ± 0.05	10 ± 1

Table VI. 5 : Comparaisons des mesures effectuées simultanément sur les mesureurs à fil et sur le mesureur à gaz

* : Valeurs extrapolées

Les mesures effectuées sont compatibles avec celles fournies par les mesureurs à fil aux erreurs près sur l'intensité du faisceau non mesurée et sur l'émittance sous estimée.

VI. 8 Les conclusions

Les premiers tests du mesureur effectués à SLAC ont montré que le bruit de fond est pour l'instant complètement négligeable. Ils ont aussi montré que le mesureur fonctionnait comme prévu, mis à part une erreur de montage sur une paire de galettes. Ceci a permis d'obtenir les premières mesures de dimensions du faisceau. Les mesures de la dimension horizontale données par notre mesureur sont compatibles avec celles fournies par les mesureurs à fil. Nos mesures se sont aussi révélées extrêmement rapides puisqu'en 2 s d'acquisition, de l'ordre de 2000 ions sont détectés et sont suffisant pour obtenir la dimension horizontale.

Enfin, il est apparu que le mesureur était sensible à une asymétrie longitudinale du faisceau. Cette asymétrie peut être reproduite par la simulation. Il reste à étudier le problème plus en détail pour pouvoir, à partir des caractéristiques de l'anisotropie observée et détaillée dans ce chapitre, remonter à la déformation longitudinale du faisceau.

CHAPITRE VII

LES PERFORMANCES ATTENDUES DU MESUREUR

CHAPITRE VII

VII. LES PERFORMANCES ATTENDUES DU MESUREUR

VII.1 Le bruit de fond	149
VII.2 Fonctionnement en mode impulsionnel	150
<i>VII.2.1 Les taux de comptage</i>	150
<i>VII.2.2 L'empilement des signaux</i>	150
<i>VII.2.3 Le mode opératoire et les temps de mesure</i>	153
VII.3 Fonctionnement en mode 'intégration de charge'	153
<i>VII.3.1 La mesure de la charge</i>	153
<i>VII.3.2 La linéarité</i>	153
<i>VII.3.3 Le temps de mesure</i>	154
VII.4 La détermination de R	154
<i>VII.4.1 Les différents estimateurs de la distribution angulaire</i>	154
<i>VII.4.1.1 Un estimateur utilisant une procédure d'ajustement</i>	155
<i>VII.4.1.2 Un estimateur n'utilisant pas de procédure d'ajustement</i>	155
<i>VII.4.1.3 La dépendance en fonction de R des divers estimateurs d, E_R et $\theta_{1/2}$</i>	157
<i>VII.4.1.4 La précision de la mesure sur R</i>	157
<i>VII.4.1.5 Les conclusions</i>	157
VII.5 La détermination de σ_x	157
<i>VII.5.1 Son principe</i>	157
<i>VII.5.2 La séparation des ions multichargés</i>	158
VII.6 Les biais instrumentaux et leurs corrections	160
<i>VII.6.1 L'effet de la fente</i>	160
<i>VII.6.2 L'effet de l'empilement sur les taux de comptage</i>	161
<i>VII.6.3 L'effet d'un décentrage du faisceau</i>	162
<i>VII.6.4 L'effet d'une rotation du faisceau dans le plan transverse</i>	163
<i>VII.6.5 L'effet de la tension appliquée sur les galettes</i>	163
VII.7 L'influence de l'asymétrie longitudinale (l'effet banane)	163
VII.8 Le mesureur Laser-Compton	165
<i>VII.8.1 Son principe</i>	165
<i>VII.8.2 Sa comparaison avec le mesureur d'Orsay</i>	165

VII. LES PERFORMANCES ATTENDUES DU MESUREUR

Ce chapitre décrit le fonctionnement et les performances attendues du mesureur dans les conditions nominales du FFTB ($\sigma_x \simeq 1 \mu m$; $\sigma_y \simeq 60 nm$, $\sigma_z = 0.5 mm$ et $N_e = 10^{10}$ électrons). Les premiers tests d'Août 1993 ont apporté des renseignements très précieux, en particulier sur le bruit de fond qui devrait rester négligeable. Il faut de plus noter que les histogrammes de temps de vol des ions Ar^+ pour des faisceaux de $1 \mu m \times 60 nm$ doivent être semblables aux mesures effectuées en Août 1993 avec les ions He^+ sur des faisceaux dix fois plus gros puisque la masse des atomes d'Argon est dix fois plus grande. Ceci indique que les mesures des temps de vol minimum seront faciles à effectuer. De plus, l'anisotropie observée a révélé une sensibilité aux possibles asymétries du faisceau dont il faudra tenir compte dans l'analyse des résultats.

Tous ces renseignements des premiers tirs étaient indispensables avant d'automatiser les mesures, puisque dans sa phase ultime, le mesureur doit fonctionner sous le contrôle du VAX. C'est la raison pour laquelle le traitement des données décrit dans ce chapitre n'a pas encore été mis en œuvre.

Ce chapitre décrit tout d'abord deux types de fonctionnement envisageables : une reconnaissance individuelle de chaque ion ou une intégration de la charge totale déposée sur les anodes. Il montre ensuite comment extraire le rapport d'aspect de la distribution angulaire des ions He^+ et la dimension horizontale du temps de vol minimum des ions Ar^+ . Enfin, il étudie les divers biais instrumentaux et leurs corrections. Le dernier paragraphe compare les performances attendues du mesureur d'Orsay et du mesureur Laser-Compton.

VII. 1 Le bruit de fond

On a vu au chapitre VI que le bruit de fond dû au faisceau était négligeable en Août 1993. On pourrait craindre dans l'avenir qu'en focalisant encore plus le faisceau, le rayonnement synchrotron produit dans les derniers quadrupôles ne génère un bruit notable. Mais en principe, ces photons devraient rester dans le tube de l'accélérateur et ne devraient pas frapper le détecteur.

On peut surtout imaginer qu'en augmentant la focalisation du faisceau, l'acceptance géométrique des derniers quadrupôles diminue et qu'au lieu d'accepter des particules décentrées de 20σ comme c'est le cas lorsque la fonction enveloppe β^* reste élevée, ils ne tolèrent plus que 10σ . Si des électrons dans le faisceau se trouvent à plus de 10σ du centre du paquet, ils vont alors frapper le quadrupôle et générer une gerbe électromagnétique. En principe, ceci ne devrait pas se produire car le système d'analyse magnétique au milieu du FFTB devrait permettre d'éliminer ces particules. De plus, le système de collimation à la fin de l'accélérateur linéaire élimine à ce niveau toutes les particules excentrées de plus de 6σ du cœur du paquet.

VII. 2 Fonctionnement en mode impulsionnel

Ce type de fonctionnement impose une limitation des taux de comptage, à cause de l'empilement des signaux.

VII.2.1 Les taux de comptage

Les résultats des premiers tests décrits au chapitre VI montrent que les taux de comptage sont raisonnablement bien compris, au moins en Hélium. En considérant comme au chapitre VI une efficacité de détection des ions de 60 % et un angle mort de 19 %, l'efficacité totale devient :

$$\epsilon \simeq 50 \%$$

sans autre perte car dans le cas des faisceaux nominaux de $1 \mu m \times 60 nm$, plus de 90 % des ions arrivent dans la fenêtre d'acquisition de $2.5 \mu s$: au contraire des premiers tests où la dispersion en temps était plus importante, on peut maintenant considérer qu'on ne perd plus d'ion à cause de la largeur finie de la fenêtre de l'électronique. Pour une pression au centre de $10^{-4} Torr$, le nombre d'ions donné par la relation :

$$N_i = N_e \sigma N_{at} f \epsilon \quad (\text{VII} - 1)$$

où * N_e est le nombre d'électrons par paquet : $N_e = 10^{10}$

* σ est la section efficace d'ionisation du gaz : $\sigma_{Ar} = 2.0 \cdot 10^{-18} cm^2$ pour l'Argon et $\sigma_{He} = 2.67 \cdot 10^{-19} cm^2$ pour l'Hélium

* N_{at} est la densité du gaz : $N_{at} = 3.54 \cdot 10^{12} \text{ atomes}/cm^3$ à $P = 10^{-4} Torr$

* f est l'ouverture de la fente (par exemple $f = 0.05 cm$)

* $\epsilon = 50 \%$

serait :

$$\begin{cases} N_i(He^+) \simeq 250 \text{ ions/paquet} \\ N_i(Ar^+) \simeq 1800 \text{ ions/paquet} \end{cases}$$

A cause de la distribution azimutale concentrée sur les galettes situées dans le plan vertical, ces nombres correspondraient à respectivement 650 et 130 *ions/paquet* sur chacune de ces deux paires de galettes pour l'Argon et l'Hélium. Ceci conduirait à un empilement des signaux trop important sur ces deux paires de galettes et montre qu'on est en fait limité par l'empilement des signaux et non pas par la pression du gaz qui devra être diminuée.

VII.2.2 L'empilement des signaux

Dans le cas d'un faisceau plat, la majorité des ions est émise dans la direction horizontale et arrive sur les deux galettes situées dans le plan vertical (50 % pour les ions He^+ dans le cas d'un faisceau de $1 \mu m \times 60 nm$). Afin de mesurer plus précisément l'anisotropie

attendue et de limiter l'empilement des signaux, on a intérêt à avoir la plus fine division possible sur ces deux galettes là, tandis que l'empilement est beaucoup moins sévère sur les autres. C'est pourquoi les deux galettes verticales font face à 16 anodes, tandis que les six autres ne font face qu'à huit. La figure VII. 1 montre le nombre moyen de coups reçu sur les galettes verticales par anodes dans le cas d'un faisceau plat, et le compare au cas d'un faisceau rond. Les anodes les plus touchées reçoivent au maximum 5 % du nombre total d'ions.

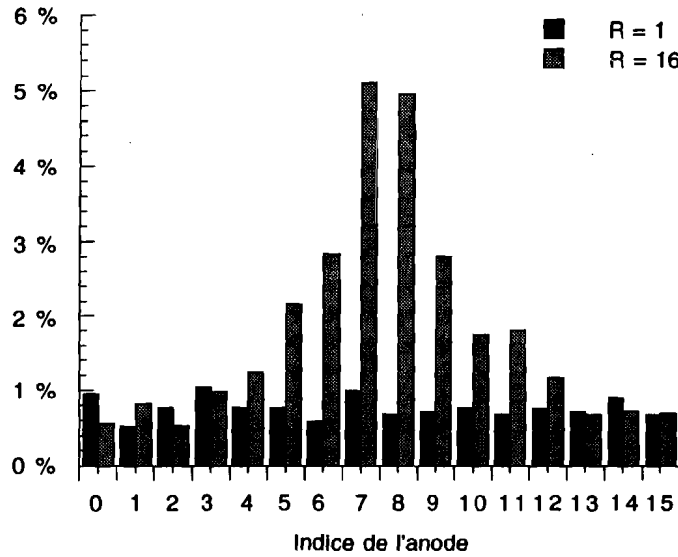


Figure VII. 1 : Nombre d'ions reçus par anodes sur les galettes situées dans le plan vertical dans le cas d'un faisceau plat et d'un faisceau rond

La largeur des signaux (30 ns à mi-hauteur et 60 ns à la base) ne permet pas de distinguer deux ions arrivant à moins de 50 ns l'un de l'autre. La fraction de signaux perdue est donnée par :

$$f = 1 - e^{-50x} \quad (\text{VII} - 2)$$

où x représente le taux de comptage par ns. En imposant une perte maximale de 20 %, on se limite à un taux de comptage instantané maximum $x_{max} \simeq 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ ns}^{-1}$. Au delà de 20 %, la correction au taux de comptage croît très vite et devient difficile à estimer précisément.

On étudie désormais les taux de comptage attendus avec les faisceaux plats ($R = 16$) et les faisceaux ronds ($R = 1$) du FFTB, avec $N_e = 10^{10}$ électrons.

Considérons tout d'abord le cas d'un faisceau plat ($R = 16$) et la détection des ions He^+ . La distribution angulaire des ions se trouve principalement rassemblée à 90° et à 270° . L'empilement le plus important se situe sur les deux anodes situées dans ces deux

directions. Le code de simulation montre que 3.75 % des ions arrivent sur ces anodes et que le taux de comptage maximum dans le pic en temps de vol est : $x_{max} \simeq 3.68 \cdot 10^{-3} \text{ ns}^{-1}$, normalisé au nombre total d'ions détectés sur toutes les galettes. On en déduit que, pour une perte maximale de 20 %, le nombre total d'ions détectés doit être :

$$N_{ion} = \frac{4.5 \cdot 10^{-3}}{3.68 \cdot 10^{-3} \times 3.75 \cdot 10^{-2}}$$

soit :

$$N_{ion} \simeq 35 \text{ ions/paquet}$$

On peut de même calculer les taux de comptage pour un faisceau rond. Dans ce cas, la distribution angulaire est isotrope et l'empilement est maximum sur les paires de galettes n'ayant que huit anodes, et non plus les deux paires situées dans le plan vertical. On obtient $N_{ion} \simeq 60 \text{ ions/paquet}$. De même pour l'Argon on obtient $N_{ion} \simeq 450 \text{ ions/paquet}$ pour un faisceau plat et $N_{ion} \simeq 350 \text{ ions/paquet}$ pour un faisceau rond.

Les résultats sont résumés dans la table VII. 1, pour les ions He^+ et Ar^+ . On observe un comportement différent pour les ions He^+ et les ions Ar^+ : le taux de comptage des premiers est plus limité en faisceau plat qu'en faisceau rond. Par contre, dans le cas des ions Ar^+ , la situation est inverse : ils sont suffisamment peu mis en mouvement par le champ du faisceau plat que le pic à 90° est peu prononcé. Les taux de comptage s'équilibrent alors à peu près entre les paires de galettes ayant huit et seize anodes. C'est la raison pour laquelle le nombre d'ions Ar^+ acceptable par paquet est plus important en faisceau plat qu'en faisceau rond, au contraire de l'Hélium.

	Rapport d'aspect	Taux de comptage maximum normalisé dans le pic de temps de vol ($\times 10^{-3}$)	Proportion des ions sur les anodes les plus critiques	N_{ions} (ions/paquet)
He^+	$R = 1$	4.78 ns^{-1}	1.56 %	$\simeq 60$
	$R = 16$	3.68 ns^{-1}	3.75 %	$\simeq 35$
Ar^+	$R = 1$	0.83 ns^{-1}	1.56 %	$\simeq 350$
	$R = 16$	1.13 ns^{-1}	0.88 %	$\simeq 450$

Table VII. 1 : Taux de comptage attendus pour les faisceaux nominaux du FFTB ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.05 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ électrons)

VII.2.3 Le mode opératoire et les temps de mesure

Toute la procédure d'acquisition, de traitement de l'information et de transfert des résultats au système doit se faire de façon automatique, à la réception d'un ordre du VAX.

D'après les taux de comptage donnés ci-dessus en faisceau plat, il faut 2 paquets successifs pour obtenir 1000 ions Ar^+ et 30 pour obtenir autant d'ions He^+ . En faisceau rond, il suffit de 20 paquets en Hélium. A un rythme d'acquisition de 10 Hz , le temps d'acquisition total pour une mesure complète avec 1000 ions détectés de chaque espèce ne devrait pas dépasser 3 s.

Enfin, il faut prévoir de 1 à 2 secondes pour faire le calcul des dimensions du faisceau à partir des données. Au total, le mesureur devrait être capable de transmettre au VAX les deux dimensions transverses en environ 5 s, soit moins que les mesureurs à fil, et de façon à la fois non destructive et non perturbative pour le faisceau : au contraire d'une mesure avec un mesureur à fil, la trajectoire du faisceau et son émittance restent inchangées.

VII. 3 Fonctionnement en mode "intégration de charge"

Ce type de fonctionnement^[44] impose des contraintes moins sévères sur les taux de comptage que le fonctionnement en régime impulsionnel. Par contre, la linéarité de l'électronique devient le facteur prépondérant pour le bon fonctionnement du mesureur.

VII.3.1 La mesure de la charge

On additionne à chaque acquisition l'amplitude échantillonnée à l'instant t sur une anode. Cette amplitude est proportionnelle à la charge collectée à cet instant sur cette anode.

Comme le bruit de fond est négligeable, cette simple intégration de la charge collectée sur chaque anode en fonction du temps fournit les deux histogrammes nécessaires : l'histogramme des temps de vol et l'histogramme de la distribution angulaire.

VII.3.2 La linéarité

La proportionnalité entre l'amplitude échantillonnée et la charge suppose que le gain électronique reste linéaire. Elle suppose aussi que les gains des différentes galettes sont équilibrés.

Cette méthode autorise un fonctionnement même lorsqu'il y a empilement des signaux. Cependant, si on augmente trop le taux de comptage et donc la charge collectée, les amplitudes vont atteindre la région de saturation de l'électronique où il n'y a plus proportionnalité.

VII.3.3 Le temps de mesure

On peut donc par cette méthode réduire le temps d'acquisition par rapport à la méthode de fonctionnement en mode impulsif. Au vu de la gamme dynamique de notre électronique, on espère réduire la durée d'acquisition d'un facteur deux ou trois. Le mesureur devrait donc ainsi donner les dimensions du faisceau en 2 à 3 s.

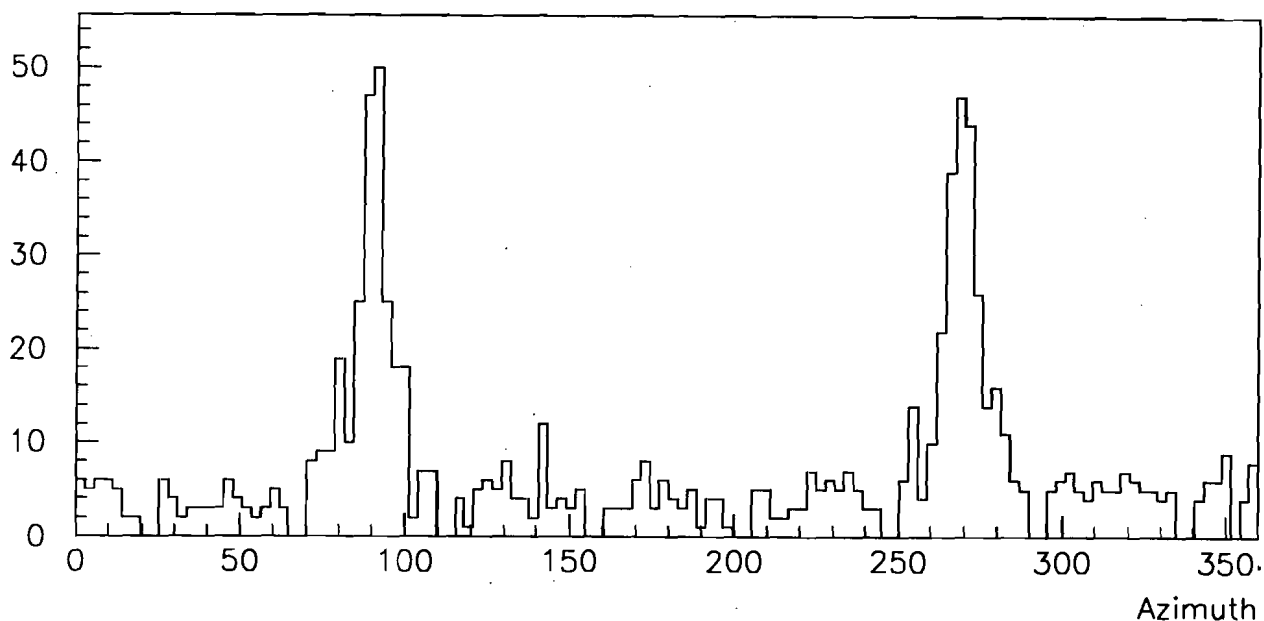


Figure VII. 2 : Distribution azimutale des ions He^+ attendue en 30 paquets pour un faisceau de $R = 16$

VII. 4 La détermination de R

Cette détermination se fait à partir de la distribution azimutale. La figure VII. 2 représente pour un faisceau plat de $R = 16$ la distribution azimutale des ions He^+ avec les taux de comptage attendus pour un temps de mesure correspondant à 30 paquets d'électrons.

La direction azimutale de l'ion incident est donnée par l'indice de l'anode qui a reçu l'impact. La précision angulaire du mesureur est donc fonction du nombre de d'anodes utilisées, mais la division évoquée ci-dessus est suffisante, puisque la largeur à mi-hauteur du pic de la distribution angulaire recouvre au minimum quatre anodes (cf figure VII. 1).

VII.4.1 Les différents estimateurs de la distribution azimutale

Les résultats présentés ici ont été précédemment détaillés dans une note^[45] qui supposait des faisceaux symétriques et gaussiens dans les trois directions X , Y et Z . On y étudie trois estimateurs différents pour déterminer le rapport d'aspect de la distribution azimutale : un estimateur dérivant d'une procédure d'ajustement de la distribution azimutale, un estimateur sans procédure d'ajustement et enfin la médiane de la distribution

utilisée jusqu'ici. Enfin, il faut noter qu'aucune coupure en temps de vol n'a été faite pour cette étude et que la sensibilité de ces estimateurs doit pouvoir être améliorée en ne considérant que les ions les plus rapides (cf paragraphe II. 4).

VII.4.1.1 Un estimateur utilisant une procédure d'ajustement

A cause de la double symétrie transverse du faisceau imposée dans le modèle, on peut replier la distribution de 0° à 90° . Les distributions azimutales des ions He^+ pour quatre rapports d'aspect ($R = 2, 4, 8$ et 16) sont représentées sur la figure VII. 3. Ces distributions sont caractérisées par un pic à $\varphi = 90^\circ$ au dessus d'un fond uniforme. Une fonction pour décrire de telles distributions est :

$$f(\varphi, a, b, c, d) = N_{tot} \left(a + b e^{-\left(\frac{\varphi - \pi/2}{d}\right)^c} \right) \quad (\text{VII} - 3)$$

où * N_{tot} est le nombre total d'ions

* les quatre paramètres a, b, c et d sont contraints par la relation de normalisation :

$$N_{tot} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} f(\theta, a, b, c, d) d\theta \quad (\text{VII} - 4)$$

Un très bon accord est obtenu avec $c = \frac{1}{2}$ et le paramètre a ne dépend que faiblement du rapport d'aspect^[45]. En d'autres termes, on peut fixer le niveau du fond continu à la valeur $a \frac{\pi}{2} = 45\%$. Il ne reste qu'un seul paramètre libre (d), puisque le paramètre b est déduit de la relation VII-4.

VII.4.1.2 Un estimateur n'utilisant pas de procédure d'ajustement

Le principal inconvénient de la méthode décrite précédemment est qu'il faut recommencer la procédure dès que l'on souhaite augmenter la statistique en utilisant des paquets supplémentaires. On peut également imaginer un risque de non convergence de la méthode. La méthode proposée ici utilise un estimateur du rapport d'aspect qui ne repose pas sur une procédure d'ajustement. En appelant N_i le nombre d'ions détectés sur l'anode # i et N_{bin} le nombre total d'anodes, l'estimateur E_R est défini par :

$$E_R = \frac{1}{N_{tot}} \sum_{i=1}^{N_{bin}} N_i \alpha_i \quad (\text{VII} - 5)$$

où les poids α_i varient avec la position azimutale des anodes résistives suivant la loi :

$$\alpha_i = \ln \left(\frac{\varphi_i^+ + \varphi_i^-}{\pi} \right) + 1 \quad (\text{VII} - 6)$$

en appelant φ_i^\pm les limites du secteur angulaire de l'anode #i .

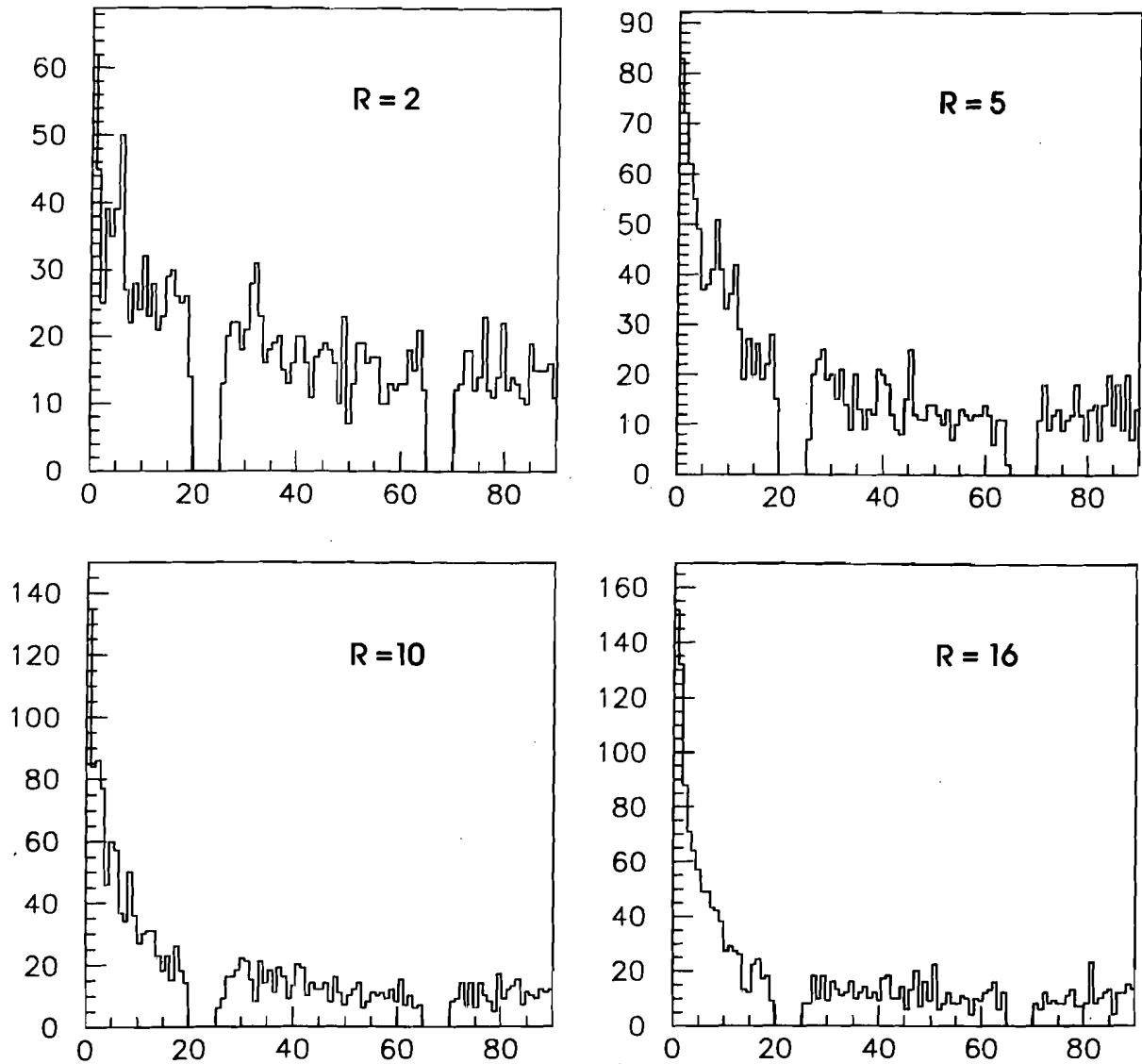


Figure VII. 9 : Distributions azimutales pour quatre valeurs du rapports d'aspect $R = 2, 4, 8$ et 16

Le choix de ces poids est tel que la valeur moyenne de l'estimateur est nulle pour un faisceau rond et que la résolution sur E_R est simplement donnée pour des valeurs de $R \geq 2.5$ par :

$$\sigma[E_R] = \frac{1.3}{\sqrt{N_{tot}}}$$

VII.4.1.3 La dépendance en fonction de R des divers estimateurs d , E_R et $\theta_{1/2}$

On a extrait les dépendances en fonction de R des espérances mathématiques de d , E_R et $\theta_{1/2}$ à partir de simulations Monte-Carlo, de façon à rendre ces estimateurs sans biais. Les dépendances de ces espérances sont simplement données pour des valeurs de $R \geq 2.5$ par :

$$\begin{cases} \overline{\theta_{1/2}(R)} = \frac{40^\circ}{(R-1)^{0.36}} \\ \overline{d(R)} = \frac{11^\circ}{(R-1)^{0.65}} \\ \overline{E_R(R)} = -(0.2 + 0.29 \ln(R)) \end{cases}$$

VII.4.1.4 La précision de la mesure sur R

A partir des expressions ci-dessus donnant la dépendance en fonction de R des divers estimateurs, on peut étudier leur précision. En utilisant $\sigma_e[R] = |\partial R / \partial e| \sigma[e]$ (où e représente l'un des trois estimateurs), on obtient pour $N_{tot} = 1000$:

$$\begin{cases} \frac{\sigma_d(R)}{R} \simeq 14 \% \\ \frac{\sigma_{E_R}(R)}{R} \simeq 14 \% \\ \frac{\sigma_{\theta_{1/2}}(R)}{R} \simeq 18 \% \end{cases}$$

A quelques pourcents près, ces trois estimateurs fournissent des résolutions identiques.

VII.4.1.5 Les conclusions

Cette étude a été faite sans coupure en temps de vol pour les divers estimateurs. Ils ont des efficacités voisines. L'un deux (E_R) devrait permettre une plus grande souplesse d'utilisation à cause de son caractère purement additif.

VII. 5 La détermination de σ_x

VII.5.1 Son principe

Cette détermination se fait à partir de l'histogramme des temps de vol des ions Ar^+ . La figure VII. 4 représente pour un faisceau plat de $R = 16$ cet histogramme avec les taux de comptage attendus en 2 paquets. En pointillés apparaît l'histogramme correspondant aux ions Ar^{2+} .

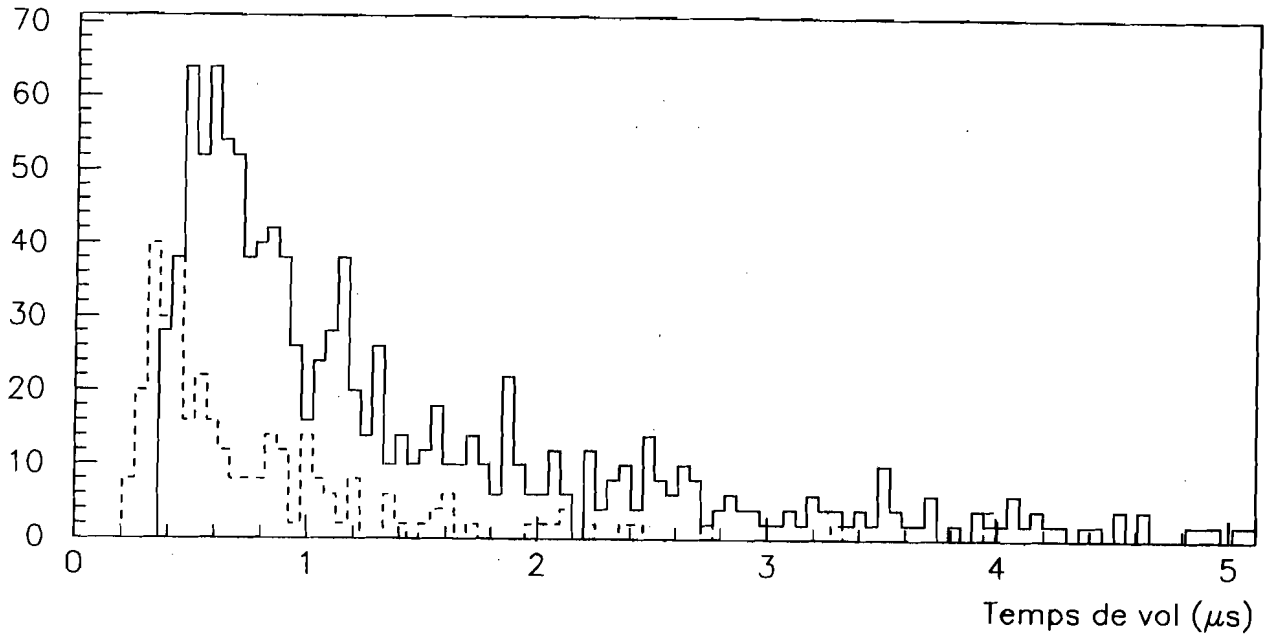


Figure VII. 4 : Histogramme de temps de vol des ions Ar^+ attendus en 2 paquets d'électrons pour un faisceau de rapport d'aspect $R = 16$. En pointillé apparaît l'histogramme du temps d'arrivée des ions Ar^{2+}

A l'aide des valeurs des temps de vol minimum fournies par le code de simulation (cf Annexe B), on peut paramétriser^[43] pour un rapport d'aspect R donné le temps de vol minimum τ_{min} par la relation empirique :

$$\tau_{min} = m_1 \sigma_x + \frac{m_2}{\sqrt{\sigma_x}} \quad (\text{VII} - 7)$$

où le terme $\frac{m_2}{\sqrt{\sigma_x}}$ est un terme correctif qui tient compte d'une petite déviation à la loi linéaire pour $\sigma_x \lesssim 1 \mu\text{m}$: pour des dimensions supérieures au micron, les ions restent immobiles et le temps de vol minimum devient simplement proportionnel à σ_x ; pour des dimensions inférieures au micron, les ions Ar^+ oscillent légèrement pendant le passage du faisceau et se rapprochent du centre où le champ est plus faible : leur temps de vol minimum ne diminue plus de façon linéaire avec σ_x .

VII.5.2 La séparation des ions multichargés

On a vu au paragraphe II. 5 qu'il était nécessaire pour les faisceaux plats et denses du FFTB de séparer les ions multichargés de l'Argon des ions Ar^+ pour permettre une bonne mesure du temps de vol minimum. Cette séparation s'effectue au moyen d'une tension défectrice appliquée sur les électrodes décrites au chapitre III. La géométrie de ces électrodes est responsable de la déviation longitudinale (en l'absence de tension) des ions évoquée au chapitre VI dans les premiers tirs d'Août 1993.

Dans un modèle simplifié, on peut dire qu'au passage entre les deux électrodes, un ion subit une déflexion longitudinale proportionnelle à sa charge q , et inversement proportionnelle à son énergie, donc proportionnelle au carré de son temps de vol τ . En appelant ζ la déflexion longitudinale de l'ion sur les galettes de microcanaux, le rapport ζ/τ^2 est alors proportionnel à la charge q .

La figure VII. 5 représente en fonction du temps d'arrivée τ des ions la quantité ζ/τ^2 donnée par le code de simulation, en supposant une résolution spatiale de $250 \mu\text{m}$. On voit bien apparaître des lignes correspondant aux différents états de charge des ions. La projection de la quantité ζ/τ^2 pour les trois états de charge de l'Argon est représentée sur la figure VII. 6.

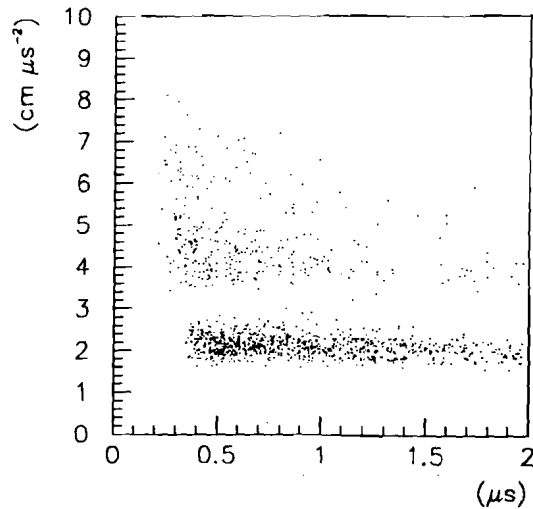


Figure VII. 5 : Variation de ζ/τ^2 (où ζ représente la position longitudinale de l'ion sur l'anode et τ son temps de vol) en fonction de τ pour les ions de l'Argon ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 60 \text{ nm}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $Ne = 10^{10}$)

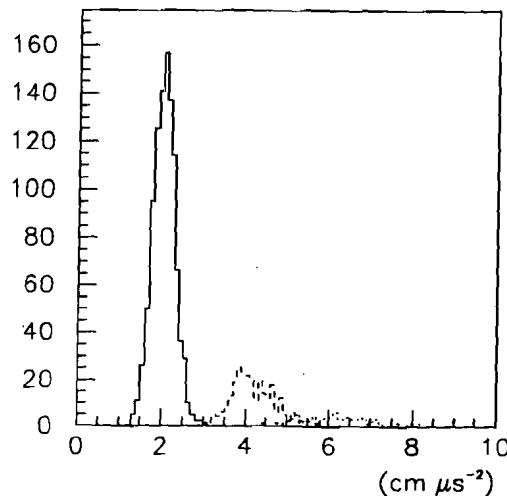


Figure VII. 6 : Histogramme de ζ/τ^2 (où ζ représente la position longitudinale de l'ion sur l'anode et τ son temps de vol) pour les ions de l'Argon ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 60 \text{ nm}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $Ne = 10^{10}$)

Le code de simulation développé pour le mesureur est à deux dimensions. Une étude plus détaillée peut être faite^[46] à l'aide du logiciel *PRIAM*^[47] de simulation en trois dimensions d'un champ électromagnétique et des trajectoires de particules chargées. La figure VII. 7 représente en fonction du temps de vol des ions la déflexion longitudinale simulée à l'aide de *PRIAM* pour une tension de déflexion de 1000 V. La séparation des ions Ar^+ et Ar^{2+} est au minimum de 500 μm pour les temps de vol les plus rapides, ce qui est suffisant pour effectuer la séparation puisque notre résolution spatiale est de l'ordre de 250 μm .

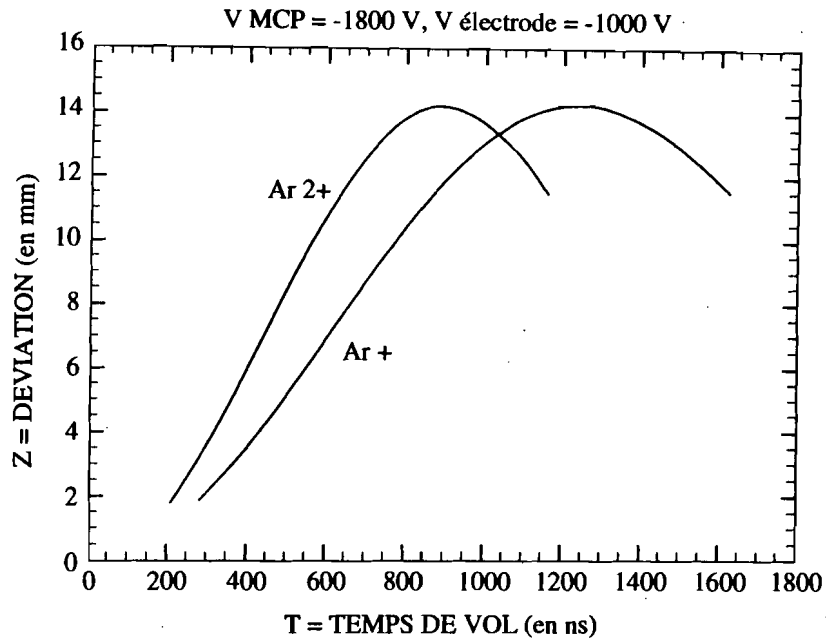


Figure VII. 7 : Variation en fonction de leur temps de vol de la déflexion longitudinale des ions Ar^+ et Ar^{2+} calculée par *PRIAM*

Il ne sera pas possible d'abaisser brutalement en 100 ms la tension de déflexion entre deux paquets : il faudra donc laisser cette tension pour la mesure du rapport d'aspect R avec les ions He^+ . Néanmoins, ceux-ci étant plus énergétiques, ils subiront une influence plus faible du champ défecteur. L'absence quasi totale d'ions He^{2+} fait que cette déflexion plus faible ne pose pas de problèmes de détection.

VII. 6 Les biais instrumentaux et leurs corrections

VII.6.1 L'effet de la fente

Les ions sont émis dans le plan transverse au faisceau tout le long de la cible de gaz. La dimension σ du faisceau à une distance d du point focal est donnée par :

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{1 + \frac{d^2}{\beta^{*2}}} \quad (\text{VII} - 8)$$

où β^* représente la fonction enveloppe du faisceau. Par exemple, dans la configuration finale du FFTB où $\beta_y^* = 100 \mu m$, la hauteur du faisceau passe de 60 nm à 120 nm quand on se déplace de $170 \mu m$. Il faut donc absolument réduire la portion longitudinale de la cible de gaz que l'on observe, sans quoi la valeur de R obtenue à partir de la distribution angulaire ne représente plus qu'une moyenne sur toute la largeur de la fente. On utilise pour cela la pièce cylindrique mobile décrite au chapitre III.

La figure VII. 8 représente dans le cas d'un faisceau plat ($R = 16$), la variation de la médiane de la distribution angulaire calculée dans le cas d'un faisceau de rapport d'aspect $R = 16$ pour différentes valeurs de l'ouverture de la fente. L'influence de la largeur de la fente devient prépondérante pour des ouvertures grandes devant les valeurs de β_y^* .

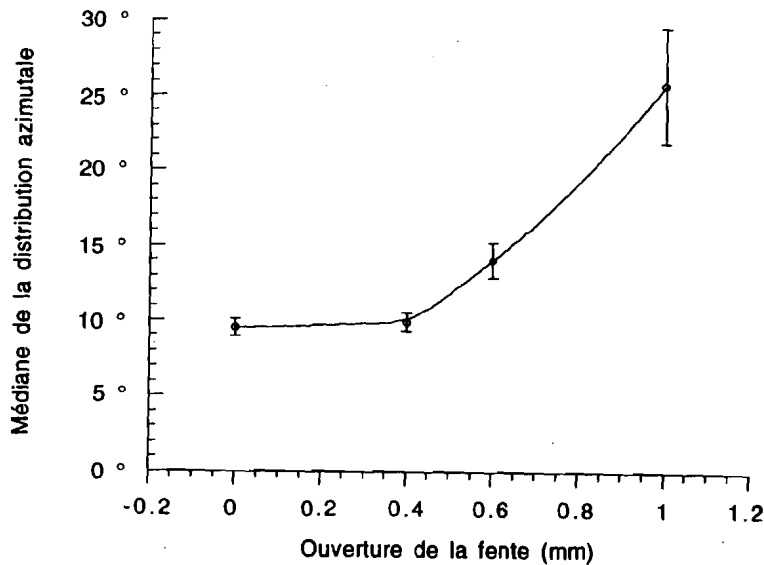


Figure VII. 8 : Variation de la médiane de la distribution angulaire pour différentes valeurs de l'ouverture de la fente ($\sigma_x = 1 \mu m$, $\sigma_y = 60 \text{ nm}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $Ne = 10^{10}$)

Comme $\beta_x^* = 3 \text{ mm}$ dans la configuration où $\beta_y^* = 100 \mu m$, la variation de la dimension horizontale σ_x sur la largeur de la fente reste inférieure à 1.5 % et peut donc être négligée. Néanmoins, il y aura quand même une correction à appliquer à la mesure du temps de vol, car celui-ci dépend également du rapport d'aspect qui varie le long de la fente.

VII.6.2 L'effet de l'empilement sur les taux de comptage

La correction au taux de comptage est donnée par :

$$\lambda = \frac{1}{1-f} = e^{50x} \quad (\text{VII} - 9)$$

où f représente la fraction de signaux perdus donnée par la formule VII-2. La figure VII. 9 représente la correction au taux de comptage en fonction de la probabilité de perte d'un signal. En imposant une perte maximale de 20 %, la correction à appliquer sur le taux de comptage global est limitée à $\lambda = 25$ %. Cette correction doit être appliquée aux taux de comptage des anodes pour éviter un biais dans la distribution azimutale.

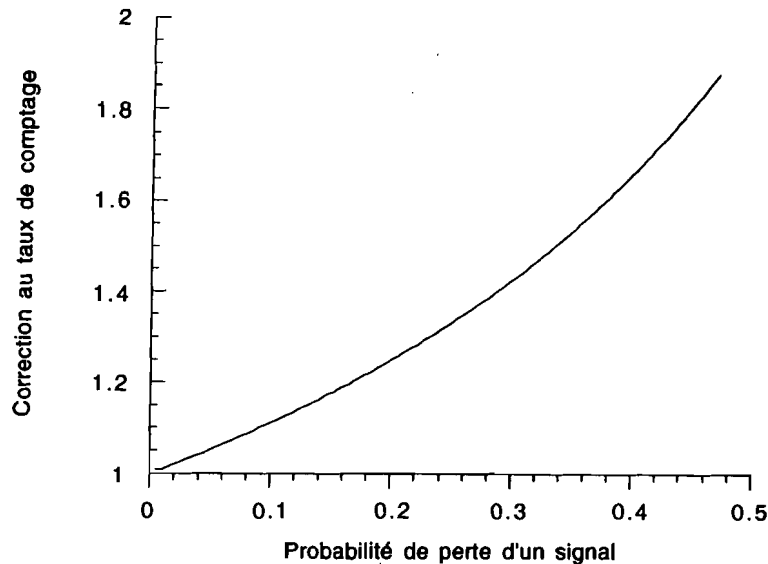


Figure VII. 9 : Correction d'empilement en fonction de la probabilité de perte des signaux

VII.6.3 L'effet d'un décentrage du faisceau

Dans le cas d'une erreur de centrage du faisceau dans le mesureur, la distribution azimutale des ions n'est pas affectée et n'apporte pas d'information, car la largeur d'une anode (2.5 mm) est bien supérieure au déplacement envisageable du faisceau. Celui-ci doit rester au plus égal à la dimension du faisceau dans le dernier quadrupôle QC1 si on veut que la dimension ne soit pas doublée par effet chromatique au point focal. La seule façon de détecter un déplacement transverse du faisceau serait donc par une mesure du temps de vol, en détectant une asymétrie sur deux galettes diamétralement opposées.

Pour des ions Ar^+ arrivant 350 ns après le passage du faisceau, la résolution sur la mesure du temps de vol est de l'ordre de 1.5 %. Une telle différence dans les temps de vol minimum observés indiquerait une erreur de centrage d'environ 500 μm , qui de toute façon serait aisément détectable avec les mesureurs de position du faisceau, dont la résolution est de l'ordre du micron. Le mesureur ne peut donc apporter d'information utile sur la position du faisceau. On peut également noter qu'il n'est soumis à aucun biais dû au jitter du faisceau.

VII.6.4 L'effet d'une rotation du faisceau dans le plan transverse

Dans le cas d'une rotation du faisceau dans le plan transverse, la grande dimension du faisceau peut faire un angle θ avec l'axe horizontal. La limite sur l'angle θ ainsi détectable peut être estimée à au tiers de la largeur d'une anode sur une galette verticale, soit $\theta \simeq 0.8^\circ$.

VII.6.5 L'effet de la tension appliquée sur les galettes

Le potentiel négatif appliqué sur les galettes de microcanaux est attractif pour les ions créés par le faisceau. L'influence de ce potentiel attracteur ne se fait sentir que sur les derniers 2.5 cm du trajet des ions, entre la sortie de la fente et les galettes.

Pour un faisceau nominal, les ions produits ont une énergie de l'ordre de plusieurs keV (cf figure VI. 2) et sont donc quasiment insensibles à l'effet de ce potentiel. Par exemple, un ions He⁺ de 2 keV verra son temps de vol diminué de 6 %. Cet effet, important avec des faisceaux relativement "gros" (cf figure VI. 3), devient négligeable pour les faisceaux nominaux.

VII. 7 L'influence de l'asymétrie longitudinale (l'effet banane)

Le chapitre II a traité le cas des faisceaux plats du FFTB, ainsi que le paragraphe VII. 3, en les supposant parfaitement gaussiens. Il est intéressant de constater que l'asymétrie longitudinale du faisceau en forme de banane observée en Août 1933 sur de gros faisceaux peut aussi être détectée par le mesureur avec les faisceaux nominaux plats et denses du FFTB.

La figure VII. 10 représente la variation du temps de vol avec l'azimuth des ions He⁺ et leur distribution azimutale dans le cas d'un faisceau de $1 \mu m \times 60 nm$, avec une asymétrie identique à celle observée lors des premiers tests. Ses paramètres ($a = 27 nm$, $\lambda = 17.5 cm^{-1}$) ont en effet été choisis pour qu'en unités des dimensions du faisceau, l'asymétrie verticale soit la même. On observe, qu'au contraire d'un faisceau gaussien où deux pics se dessinent clairement dans la direction horizontale, sur un fond plat de même hauteur dans les deux directions verticales (cf figure VII. 11), le niveau du fond continu est considérablement surélevé dans la direction de l'asymétrie.

L'effet du rapport R et celui d'une asymétrie du faisceau sur la distribution azimutale peuvent aisément être séparés. En effet, le premier conserve deux axes de symétrie orthogonaux, tandis que le second n'en conserve qu'un. Une telle séparation permettra non seulement de mesurer R , mais aussi une éventuelle asymétrie du faisceau.

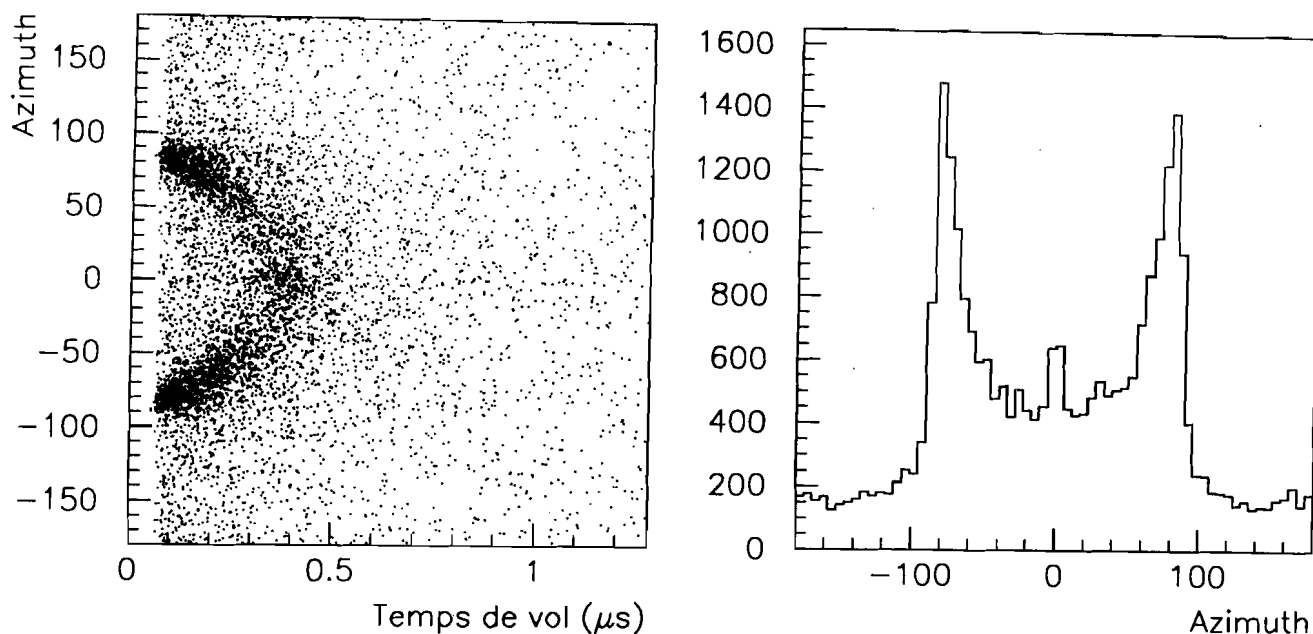


Figure VII. 10 : Variation de l'azimuth en fonction du temps de vol et distribution azimuthale des ions He^+ pour un faisceau plat ($R = 16$) présentant la déformation longitudinale décrite dans le texte

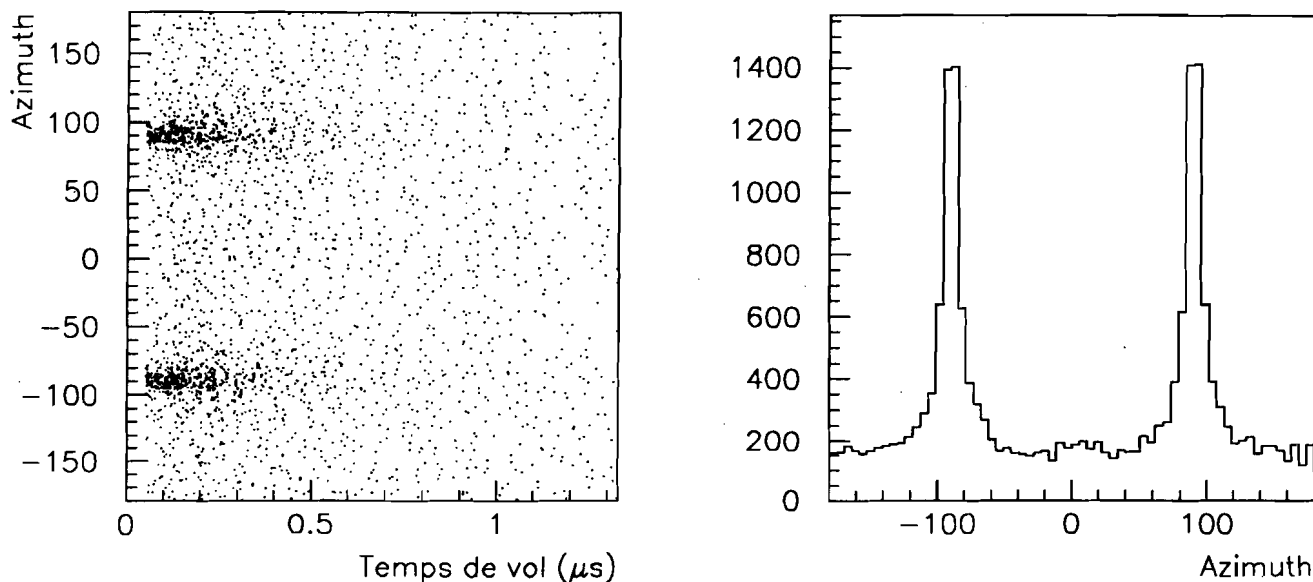


Figure VII. 11 : Variation de l'azimuth en fonction du temps de vol et distribution azimuthale des ions He^+ pour un faisceau plat ($R = 16$) sans déformation longitudinale

VII. 8 Le mesureur Laser-Compton

VII.8.1 Son principe

Le mesureur Laser-Compton développé par KEK pour le FFTB^[9] utilise une figure d'interférence au point focal au travers de laquelle le faisceau est déplacé transversalement, comme pour un mesureur à fil. Le taux de photons rétrodiffusés varie avec la position du faisceau par rapport aux raies brillantes ou sombres de la figure d'interférence. La mesure de cette modulation en déplaçant le faisceau peut être reliée à la dimension du faisceau.

Cet interféromètre possède trois modes de fonctionnement : un pour la direction horizontale, et deux pour la direction verticale. Ces trois modes diffèrent par l'angle que font les faisceaux laser au point focal, ce qui se traduit par un espacement différent entre les franges d'interférence. Pour la mesure de la dimension horizontale, les franges d'interférence sont espacées de $10.2 \mu\text{m}$ dans le plan horizontal, ce qui permet en théorie de mesurer des dimensions comprises entre 0.75 et $3.5 \mu\text{m}$. Pour la mesure de la dimension verticale, deux autres modes de fonctionnement permettent de couvrir une gamme de dimension allant de 40 nm à $0.72 \mu\text{m}$.

Il faut noter qu'il est possible de faire fonctionner simultanément le mesureur Laser-Compton et le mesureur d'Orsay. On a vu au chapitre I que si le point focal est centré sur un mesureur, les autres mesureurs ne sont sensibles qu'à la divergence du faisceau. Par contre, on a pu lors de ces premiers tests injecter du gaz au niveau du mesureur d'Orsay, sans augmenter le bruit de fond sur le détecteur de photons du Laser-Compton. Ceci peut permettre de tester le mesureur d'Orsay et notamment son système d'acquisition, même si la dimension mesurée n'est pas celle au point focal.

VII.8.2 Sa comparaison avec le mesureur d'Orsay

On a vu que pour le mesureur présenté dans cette thèse, le bruit de fond était quasiment négligeable. Le Laser-Compton cherche lui à mesurer la modulation du nombre de photons : la précision de la mesure repose en particulier sur le bruit au niveau du minimum de la modulation. On peut toutefois noter qu'en détectant les électrons diffusés et ayant perdu de l'énergie (après les puissants aimants de courbure permanents du FFTB), le bruit devrait diminuer.

Le mesureur Laser-Compton ne distingue pas une déformation longitudinale du faisceau d'une simple queue dans la distribution transversale : il opère comme un mesureur à fil en intégrant sur toute la longueur du paquet.

Au contraire du mesureur d'Orsay, il est par contre sensible à la position du faisceau. Si celle-ci est contrôlée, cela peut permettre d'obtenir une information supplémentaire importante sur les fluctuations de cette position. Par contre, cela peut également causer un biais dans les mesures si les variations de position du faisceau sont trop importantes.

CHAPITRE VIII

L'EXTRAPOLATION DE
LA METHODE A DIFFERENTS
PROJETS DE FUTUR
COLLISIONNEUR LINEAIRE

CHAPITRE VIII

VIII. L'EXTRAPOLATION DE LA MÉTHODE À DIFFERENTS PROJETS DE FUTUR COLLISIONNEUR LINEAIRE

VIII.1 L'effet tunnel.....	169
VIII.2 Le cas du FFTB.....	171
VIII.3 Le cas d'un collisionneur de future génération	172

VIII. L'EXTRAPOLATION DE LA MÉTHODE À DIFFÉRENTS PROJETS DE FUTUR COLLISIONNEUR LINÉAIRE

On examine ici la possibilité d'une extension de la méthode décrite précédemment à un futur collisionneur linéaire de 200 à 250 GeV par faisceau. Diverses propositions sont actuellement étudiées^[48], mais à l'exception de TESLA, elles proposent toutes d'atteindre la luminosité requise par une diminution des dimensions du faisceau en dessous de celles du FFTB.

Au processus d'ionisation des atomes décrit précédemment par les électrons (cf chapitre II) considérés de façon individuelle, s'ajoute alors une autre contribution, due aux électrons agissant cette fois collectivement, qui devient même dominante : les atomes sont ionisés par le champ de charge d'espace du faisceau, au dessus d'un certain seuil.

Le nombre d'ions créés, leur vitesse et leur direction deviennent alors indépendant de la dimension verticale σ_y du paquet d'électrons*. Ces ions produits par effet tunnel n'apportent plus d'information sur cette dimension verticale.

Une méthode envisageable est alors la détection d'ions multichargés dont le potentiel d'ionisation est assez élevé pour que le seuil de l'effet tunnel soit au dessus de la valeur du champ de charge d'espace : ces ions seraient produits à partir d'ions de charge inférieure eux mêmes produits par effet tunnel, par l'interaction individuelle d'un électron et de l'atome, comme dans le cas des ions Ar^+ ou He^+ créés par le faisceau du FFTB.

VIII. 1 L'effet tunnel

Les électrons du faisceau étant relativistes, on peut assimiler le champ de charge d'espace à celui d'une onde plane électromagnétique. Le spectre en fréquence de cette onde s'étend jusqu'à une fréquence haute qui ν qui est donnée par la longueur σ_z du paquet :

$$\nu = \frac{c}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \quad (\text{VIII} - 1)$$

Il y a deux régimes en dessous de ce seuil : l'ionisation multiphotonique et l'ionisation par effet tunnel.

Dans tous les exemples de futurs collisionneurs proposés jusqu'à maintenant, l'ionisation multiphotonique^[49] est hors de portée car la fréquence ν de l'onde électromagnétique associée au faisceau (typiquement 10^{12} à 10^{13} Hz) est toujours négligeable devant le seuil

* Qualitativement, le champ sur l'axe vertical reste très intense de $y \simeq \sigma_y$ à $y \simeq \sigma_z$. Les ions sont donc produits par effet tunnel sur une surface transverse de l'ordre de σ_x^2 . Le champ de charge d'espace est lui proportionnel à $1/\sigma_x$ et est indépendant de σ_y d'après la formule II-27. La dimension verticale σ_y n'intervient donc ni dans le nombre d'ions produits ni dans le champ électrique qu'ils subissent.

de l'absorption multiphotonique ($\simeq 10^{16}$ Hz). On est donc uniquement concernés par l'effet tunnel.

A l'échelle des fréquences atomiques, le champ électrique du faisceau est un champ constant.

L'ionisation par effet tunnel s'explique, suivant le schéma donné initialement par L.V. Keldysh^[50], par la présence d'un champ électrique extérieur autour de l'atome qui abaisse le niveau de la barrière de potentiel retenant les électrons atomiques dans l'atome (cf figure VIII. 1) : les électrons peuvent alors traverser cette barrière pour s'échapper de l'atome. La fréquence ω_t qui caractérise le temps de passage de l'électron à travers la barrière de potentiel s'écrit :

$$\omega_t = \frac{eE}{\sqrt{2mI}} \quad (\text{VIII} - 2)$$

où E représente le champ électrique extérieur et I le potentiel d'ionisation de l'atome.

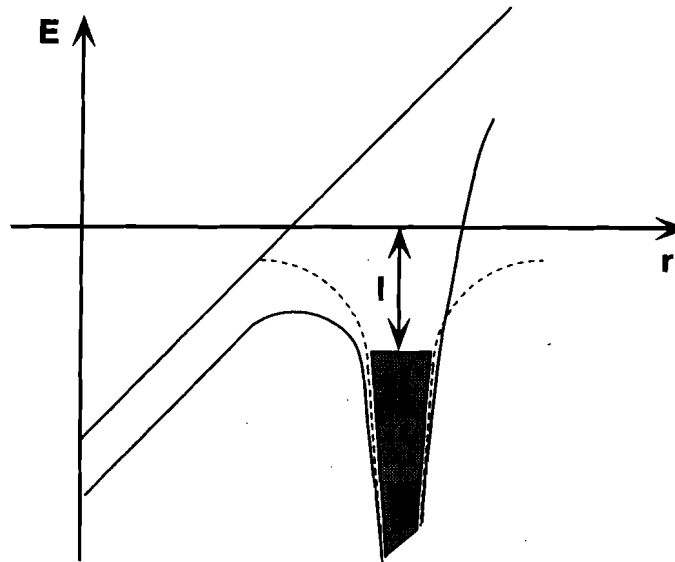


Figure VIII. 1 : Abaissement de la barrière de potentiel autour de l'atome dans le cas où un champ extérieur est appliqué (trait plein). En pointillé apparaît le potentiel de Coulomb

L'effet tunnel se produit dès que la fréquence de coupure du champ extérieur est inférieure à ω_t ou de manière équivalente lorsque le temps de traversée de la barrière est inférieur à la période de l'onde électromagnétique*. On définit donc le seuil d'ionisation par effet tunnel E_t comme étant le champ de charge d'espace tel que :

* Dans un autre modèle entièrement classique et donnant des résultats voisins, un électron atomique s'échappe lorsque le champ créé par le faisceau annule le champ attractif du noyau.

$$\omega_t = \nu \quad (\text{VIII} - 3)$$

où ν est la fréquence de coupure associée à la longueur du paquet.

Au delà de ce seuil, le taux d'ionisation par effet tunnel est donné par^[50] :

$$w = \frac{I}{\hbar} \sqrt{\frac{I}{\hbar\omega_t}} e^{-\frac{4}{3} \frac{I}{\hbar\omega_t}} \quad (\text{VIII} - 4)$$

En réécrivant :

$$\frac{I}{\hbar\omega_t} = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \frac{I^{3/2}}{eE}$$

on obtient une forme équivalente du taux d'ionisation :

$$w = \lambda \sqrt{\frac{E_i}{E}} e^{-\frac{E_i}{E}} \quad (\text{VIII} - 5)$$

$$\text{où } * E_i = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \frac{I^{3/2}}{e}$$

$$* \lambda = \frac{I}{\hbar} \sqrt{\frac{3}{4}}$$

Ce modèle prédit donc une dépendance exponentielle du nombre d'ions créés par effet tunnel au voisinage du seuil.

VIII. 2 Le cas du FFTB

En considérant à nouveau le cas de l'Argon et de l'Hélium, on s'aperçoit que les atomes d'Argon ayant le potentiel d'ionisation le plus bas sont les plus proches du seuil d'ionisation par effet tunnel. Les ions Ar^{2+} ou l'Hélium atomique ou simplement ionisé ont des seuils beaucoup plus hauts (cf table VIII. 1). L'atome d'Argon est donc celui sur lequel le seuil de l'effet tunnel pourrait éventuellement être atteint au FFTB.

	Ar	Ar ⁺	Ar ²⁺	He	He ⁺
I (eV)	15.76	27.63	27.63	27.63	27.63
E_t (V/Å)	3.37	7.50	13.04	6.35	19.70

Table VIII. 1 : Potentiels d'ionisation pour l'Argon et l'Hélium. Les seuils de l'effet tunnel sont calculés pour $\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 60 \text{ nm}$ et $Ne = 10^{10}$ électrons

La figure VIII. 2 représente en fonction de la charge N_e du paquet d'électrons le seuil d'ionisation par effet tunnel des ions Ar^+ et le champ électrique maximum créé par un faisceau de $1 \mu\text{m} \times 60 \text{ nm}$. On voit que dans le cas du FFTB ($N_e = 10^{10}$ électrons), il faudrait augmenter la charge du paquet d'environ 25 % pour être aux alentours du seuil. Par contre, si le FFTB pouvait produire un faisceau focalisé avec une dimension longitudinale plus faible (cf figure VIII. 3), l'observation de l'effet tunnel sur les ions créés par le faisceau serait vraisemblablement possible.

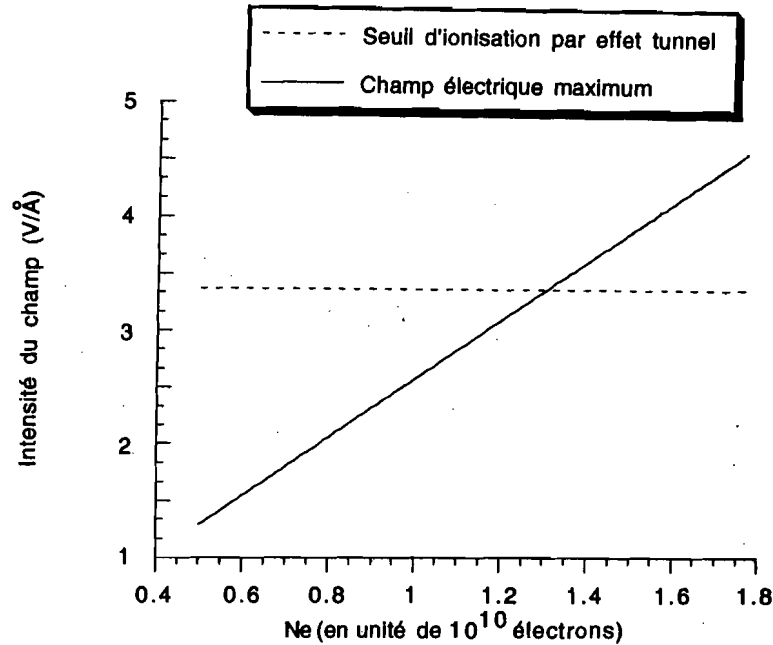


Figure VIII. 2 : Variations dans le cas du FFTB du seuil d'ionisation par effet tunnel pour des ions Ar^+ et du champ électrique maximum créé par le faisceau en fonction de la charge N_e du paquet d'électrons ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 60 \text{ nm}$ et $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$)

VIII. 3 Le cas d'un collisionneur de future génération

On peut envisager diverses difficultés pour étendre la méthode développée dans cette thèse à des collisionneurs de future génération. La première est évidemment l'effet tunnel qui tend à ioniser le gaz totalement, jusqu'à une très grande distance du centre du paquet. La table VIII. 2 résume les seuils d'ionisation par effet tunnel dans le cas de TESLA et du NLC, et les compare à celui du FFTB. Le champ de charge d'espace créé par un faisceau de TESLA est du même ordre de grandeur que celui du FFTB, tandis que celui du NLC est dix fois plus intense : dans les deux cas, le champ électrique maximum créé par le faisceau est supérieur au seuil d'ionisation par effet tunnel pour l'Argon et l'Hélium neutres. Dans le cas de TESLA, on pourrait envisager utiliser les ions Ar^+ ou He^+ produits par l'effet tunnel. Seuls ceux produits dans le cœur du paquet pourraient être ionisés à nouveau en Ar^{2+} ou He^{2+} . En détectant ces derniers, on pourrait mesurer les dimensions avec la même méthode que celle mise en œuvre sur le FFTB.

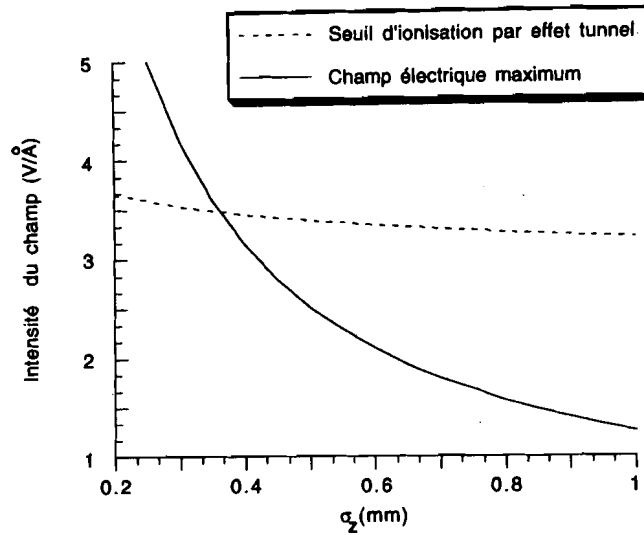


Figure VIII. 3 : Variations du seuil d'ionisation par effet tunnel pour des ions Ar^+ et du champ électrique maximum créé par le faisceau en fonction de la dimension longitudinale σ_z ($\sigma_x = 1 \mu m$, $\sigma_y = 60 nm$ et $Ne = 10^{10}$)

Pour le NLC, les atomes d'Hélium seraient totalement ionisés par effet tunnel. Il faudrait utiliser les ions Ar^{7+} pour utiliser des ions de l'Argon ...

	FFTB		TESLA		NLC	
	E_t (V/Å)	E_{max} (V/Å)	E_t (V/Å)	E_{max} (V/Å)	E_t (V/Å)	E_{max} (V/Å)
Ar	3.37		3.20		3.90	
Ar^+	7.50		7.11		8.59	
Ar^{2+}	13.04	2.51	12.38	6.43	14.87	30.15
He	6.35		6.02		7.29	
He^+	19.70		18.79		22.38	

Table VIII. 2 : Les seuils d'ionisation par effet tunnel pour le FFTB, TESLA et le NLC en V/Å et les valeurs maxima du champ de charge d'espace créé par le faisceau (calculés à partir des dimensions et intensités nominales)

Une autre difficulté est que tous les projets de futurs collisionneurs utilisent la technique des "multi-paquets" pour atteindre la luminosité requise : pour réduire les champs de sillage qui détériorent l'émittance et la conduite du faisceau dans l'accélérateur, les paquets sont scindés en un grand nombre de petits paquets de plus faible charge, qui sont accélérés par la même onde HF. Ces paquets sont (cf table VIII. 3) séparés par des intervalles de temps très courts. Ceci rend difficile la mesure du temps de vol des ions.

TESLA	NLC
1 μs	1.4 ns

Table VIII. 3 : Séparations des différents mini-paquets pour TESLA et le NLC

En dehors de ces problèmes déjà difficiles à maîtriser, on peut également citer la compatibilité avec un détecteur situé au point focal : il faudrait miniaturiser la cible de gaz pulsée et le pompage associé. Par contre, le champ magnétique du détecteur peut servir à extraire longitudinalement les ions en les faisant spiraler dans le tube à vide.

En conclusion, l'utilisation du mesureur au point focal d'un futur collisionneur linéaire est sûrement beaucoup plus difficile que sur le FFTB.

Néanmoins, son grand avantage est d'extraire l'information sur la dimension du faisceau orthogonalement à ce dernier. En imaginant que l'on puisse dans la macro impulsion rejeter tous les mini paquets pour n'en conserver qu'un, on peut imaginer utiliser un tel mesureur dans l'accélérateur linéaire lui même.

CONCLUSION

Cette étude a permis de développer un mesureur d'un type nouveau, pour mesurer de manière non destructive des dimensions de faisceau d'électrons inégales jusqu'à ce jour, en des temps de quelques secondes.

On peut remarquer que le phénomène d'ionisation du gaz et d'attraction des ions par le champ du faisceau d'électrons est ici utilisé à profit pour faire une mesure de dimension, alors que généralement (en particulier dans les anneaux de stockage) ce phénomène est source d'ennuis.

Les premiers tests sur faisceau ont montré que le mesureur fonctionnait comme prévu pour la mesure des deux dimensions transverses, et que le bruit de fond était négligeable. De plus, il est apparu une sensibilité importante à une asymétrie longitudinale au sein du paquet d'électrons.

Ces premiers tests ont également montré la possibilité de déterminer facilement le temps de vol minimum des ions He^+ , qui permet de mesurer la dimension horizontale. Ces premières mesures de dimension horizontale sont en accord avec celles fournies par les mesureurs à fil à mieux que 100 %. Ceci indique que les mesures des temps de vol minimum, effectuées avec des ions Ar^+ sur des faisceaux plus petits, devraient être relativement aisées.

La mesure du rapport d'aspect à partir de la distribution azimutale des ions He^+ sera un peu plus délicate à mettre au point, à cause de la sensibilité du mesureur aux asymétries longitudinales et transverses dans le faisceau. Néanmoins, on a montré que ceci permettait d'obtenir une information supplémentaire sur la forme du paquet.

Tous les points critiques du mesureur ont parfaitement fonctionné : le système d'injection de gaz, le système de pompage, les galettes de microcanaux, les interconnexions, les contrôles, l'électronique et l'acquisition.

Il reste à affiner la comparaison des résultats du mesureur avec ceux fournis par les mesureurs à fil, notamment en améliorant la mesure de l'émittance du faisceau, nécessaire pour extrapoler les dimensions mesurées sur les mesureurs à fil. Enfin, il reste à valider le mesureur pour des faisceaux de dimension inférieure au micron.

Finalement, l'utilisation de la méthode développée dans ce mesureur pour le FFTB à des projets de futur collisionneur semble très délicate pour certains d'entre eux (comme par exemple le NLC), mais reste envisageable pour d'autres (comme par exemple TESLA), en dépit du mécanisme d'ionisation par effet tunnel qui devient alors le processus prépondérant.

ANNEXE A

CALCUL DES SECTIONS EFFICACES D'IONISATION

ANNEXE A

CALCUL DES SECTIONS EFFICACES D'IONISATION

A.1 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+)$	180
<i>A.1.1 Ionisation résonante</i>	180
<i>A.1.2 Ionisation Rutherford</i>	180
A.2 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}^{2+})$	180
<i>A.2.1 Ionisation résonante</i>	180
<i>A.2.2 Ionisation Rutherford</i>	181
A.3 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{Ar}^{2+} \rightarrow \text{Ar}^{3+})$	182
<i>A.3.1 Ionisation résonante</i>	182
<i>A.3.2 Ionisation Rutherford</i>	183
A.4 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^{2+})$	183
A.5 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{He} \rightarrow \text{He}^+)$	183
<i>A.5.1 Ionisation résonante</i>	183
<i>A.5.2 Ionisation Rutherford</i>	184
A.6 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{2+})$	184
<i>A.6.1 Ionisation résonante</i>	184
<i>A.6.2 Ionisation Rutherford</i>	185
A.7 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{He} \rightarrow \text{He}^{2+})$	185
A.8 Récapitulatif des différentes sections efficaces calculées	185

ANNEXE A

CALCUL DES SECTIONS EFFICACES D'IONISATION

Les calculs qui suivent ne sont pour certains que des calculs approximatifs. Ceux concernant les atomes neutres sont fiables avec une bonne précision puisqu'ils reposent sur des valeurs expérimentales de sections efficaces de photoionisation. Par contre, les calculs concernant l'ionisation des ions sont nettement moins précis : il n'existe pas de données expérimentales et les modèles utilisés peuvent différer entre eux de 30 %.

De plus, nous n'avons pas tenu compte de l'effet Stark, qui tend à abaisser l'énergie d'ionisation des atomes ou des ions sous l'action d'un champ électrique. Le champ de charge d'espace du faisceau atteignant quelques Volt/Å, cet effet peut ne pas être négligeable.

Dans tous les cas, on doit calculer :

$$\sigma_{tot}(k \rightarrow k') = \sigma_{Res}(k \rightarrow k') + \sigma_{Ru}(k \rightarrow k') \quad (A - 1)$$

où * σ_{Res} est la section efficace d'ionisation résonante d'un état de charge k à un état de charge k'

* σ_{Ru} est la section efficace Rutherford

La section efficace résonante σ_{Res} est donnée par (cf formule II-21) :

$$\sigma_{Res}(k \rightarrow k') = \frac{\alpha}{\pi} \text{Ln} \left(\frac{4\pi l^*}{\lambda_c} \right) \int_{\omega_k}^{\infty} \frac{1}{\omega} \frac{d\sigma_{\gamma}(k \rightarrow k')}{d\omega} d\omega \quad (A - 2)$$

où * α est la constante de structure fine

* $\frac{d\sigma_{\gamma}(k \rightarrow k')}{d\omega}$ est la section efficace différentielle de photoionisation d'un atome (ou d'un ion) d'un état de charge k vers un état de charge k' pour un photon d'énergie ω

* $\lambda_c = \frac{h}{m_e c}$ est la longueur d'onde Compton

* $l^* = 92 \text{ cm}$ est la distance du mesureur à la sortie du dernier quadrupôle de focalisation (cf paragraphe II.1.3)

* ω_k est le seuil de photoionisation de l'état de charge k

La section efficace Rutherford est donnée à la limite ultrarelativiste par :

$$\sigma_{Ru} = \frac{3}{4} \sigma_{Th} m_e c^2 Z \left\langle \frac{1}{\omega_i} \right\rangle$$

où * les ω_i représentent les énergies de liaison de Z_i électrons pouvant être considérés comme libres dans l'atome ou dans l'ion et dont on prend la valeur moyenne ($Z_i \leq Z$)

* $\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \simeq 0.665 b$ est la section efficace Thomson

Suivant A-2, la section efficace résonante peut s'exprimer en fonction de la règle de somme $S_i(-1)$ sur la section efficace de photoionisation^[51] $\sigma_\gamma(k \rightarrow k')$:

$$S_i(-1) = 9.11 \cdot 10^{-3} \int_{\omega_k}^{\infty} \frac{\sigma_\gamma(k \rightarrow k')}{\omega} d\omega$$

où $S_i(-1)$ est exprimé en eV^{-1} et $\sigma_\gamma(k \rightarrow k')$ en Mb . La quantité $S_i(-1)$ est tabulée (notamment par J. Berkowitz^[51]) à partir des résultats expérimentaux et comparée aux valeurs prédites par la théorie, notamment pour l'Argon et l'Hélium neutres.

A. 1 Calcul de $\sigma_{tot}(Ar \rightarrow Ar^+)$

A.1.1 Ionisation résonante

De $S_i(-1) = 0.26 eV^{-1}$ obtenue à partir des données sur la section efficace de photoionisation^[51] de l'Argon neutre, on déduit :

$$\int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma_\gamma(\omega)}{\omega} d\omega = 28.5 Mb$$

et :

$$\sigma_{Res}(Ar \rightarrow Ar^+) = 1.93 Mb$$

A.1.2 Ionisation Rutherford

La section efficace d'ionisation Rutherford s'estime^[52] en utilisant la valeur moyennée sur tous les électrons $\left\langle \frac{1}{\omega_i} \right\rangle = \frac{1}{37.52} eV^{-1}$ soit :

$$\sigma_{Ru}(Ar \rightarrow Ar^+) = 0.122 Mb$$

A. 2 Calcul de $\sigma_{tot}(Ar^+ \rightarrow Ar^{2+})$

A.2.1 Ionisation résonante

La valeur de la section efficace de photoionisation des ions Ar^+ n'est semble-t-il pas connue expérimentalement. On utilise un modèle théorique^[53] qui consiste à considérer

l'ionisation des électrons de la couche de transition incomplète 3p, en négligeant l'ionisation des autres couches*. On obtient :

$$\int_{\omega_1 = 27.6 \text{ eV}}^{57.2 \text{ eV}} \frac{\sigma_\gamma(\omega)}{\omega} d\omega = 10.4 \text{ Mb}$$

en intégrant jusqu'au minimum de Cooper car la contribution des énergies supérieures est négligeable.

Cette valeur de 10.4 Mb est la contribution de la couche 3p. On évalue la contribution des couches plus profondes en supposant qu'en dessous d'un certain seuil (par exemple 400 Å), on ne touche que les couches internes, et donc que la section efficace de photoionisation entre 0 et 400 Å est la même pour l'Argon neutre et pour l'ion Ar⁺. On peut donc la calculer en utilisant des valeurs expérimentales connues pour l'Argon. Ceci donne^[51] :

$$\int_0^{\lambda_0} \frac{\sigma_\gamma(\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+)}{\lambda} d\lambda - \int_{400 \text{ Å}}^{\lambda_0} \frac{\sigma_\gamma(\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+)}{\lambda} d\lambda = 29.0 - 21.7 = 7.2 \text{ Mb}$$

La contribution totale devient $\int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma_\gamma(\omega)}{\omega} d\omega = 17.6 \text{ Mb}$. Finalement on obtient :

$$\sigma_{Res}(\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}^{2+}) \simeq 1.19 \text{ Mb}$$

En utilisant une autre méthode^[54] qui sera utilisée pour le calcul de la section efficace d'ionisation de l'ion Ar²⁺, on obtient un résultat 30 % plus faible. Ceci donne une idée de l'incertitude sur ce calcul de la section efficace d'ionisation de l'ion Ar⁺.

A.2.2 Ionisation Rutherford

La section efficace d'ionisation Rutherford s'estime en utilisant la valeur $\left\langle \frac{1}{\omega_i} \right\rangle = \frac{1}{60.66} \text{ eV}^{-1}$ moyennée sur tous les électrons, en tenant compte de l'augmentation de l'énergie d'ionisation de l'ion due à la disparition d'un électron sur la couche externe 3p. Finalement :

$$\sigma_{Ru}(\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}^{2+}) \simeq 0.075 \text{ Mb}$$

* Ce modèle suppose en plus que l'ion Ar⁺ est dans son état fondamental avant toute nouvelle ionisation, en négligeant une éventuelle excitation au cours de l'ionisation précédente. Ceci a pour effet de minimiser la section efficace calculée.

A. 3 Calcul de $\sigma_{tot}(Ar^{2+} \rightarrow Ar^{3+})$

A.3.1 Ionisation résonante

Comme dans le cas des ions Ar^+ , il n'existe aucune donnée expérimentale sur la photoionisation des ions Ar^{2+} . Les calculs développés en A.2 se limitant pour l'Argon aux ions simplement ionisés, on utilise une autre méthode, plus ancienne, mais qui semble être la seule référence disponible^[54].

Le modèle utilisé est le même que précédemment : on considère une ionisation sur les électrons de la couche 3p, tout en supposant qu'il ne se passe rien sur les couches plus profondes.

La section efficace de photoionisation des ions Ar^{2+} est donnée en Mb selon ce modèle par :

$$\sigma_{\lambda} = \sigma_{seuil} [\alpha x^s + (\beta - 2\alpha)x^{s+1} + (1 + \alpha - \beta)x^{s+2}] \quad (A - 3)$$

avec

$$x = \frac{\omega_2}{\omega}$$

où * $\omega_2 = 40.9 \text{ eV}$ est le seuil de photoionisation de l'ion Ar^{2+}

* σ_{th} , s , α et β sont des paramètres donnés par R. Chapman et R. Henry qui dépendent de la transition considérée

Après calculs, on obtient :

$$\int_{\lambda}^{\lambda_0} \frac{\sigma_{\lambda}(\lambda)}{\lambda} d\lambda = \sigma_{seuil} \left[\frac{\alpha}{s} (1 - x^s) + \frac{(\beta - 2\alpha)}{s+1} (1 - x^{s+1}) + \frac{(1 + \alpha - \beta)}{s+2} (1 - x^{s+2}) \right]$$

Les différentes transitions sont représentées sur la table suivante :

Etat initial	3P			1D		1S
Etat final	4S	2D	2P	2D	2P	2P
Seuil (eV)	40.9	43.5	45.2	59.0	61.6	59.2
Contribution finale à l'intégrale	12 %	30 %	18 %	20.8 %	25.5 %	6.7 %

On montre finalement que la contribution de la couche 3p est :

$$\int_0^{\lambda_0} \frac{\sigma_\lambda(\lambda)}{\lambda} d\lambda = 0.38 \text{ Mb}$$

d'après les différentes valeurs de s , α , β et σ_{seuil} fournies par R. Champan et R. Henry^[54]. En ajoutant la contribution des couches internes (7.2 Mb) comme dans le cas de l'ionisation de l'ion Ar^+ , on obtient finalement :

$$\sigma_{Res}(\text{Ar}^{2+} \rightarrow \text{Ar}^{3+}) \simeq 0.51 \text{ Mb}$$

A.3.2 Ionisation Rutherford

La section efficace d'ionisation Rutherford se calcule en utilisant $\left\langle \frac{1}{\omega_i} \right\rangle = \frac{1}{81.26} \text{ eV}^{-1}$ moyenné de la même façon que pour l'ion Ar^+ sur tous les électrons atomiques. On obtient finalement :

$$\sigma_{Ru}(\text{Ar}^{2+} \rightarrow \text{Ar}^{3+}) \simeq 0.056 \text{ Mb}$$

A. 4 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^{2+})$

Dans le cas de la double photoionisation de l'Argon neutre, il existe des résultats expérimentaux de mesures des sections efficaces^[55]. On en déduit la valeur de la règle de somme $S_i(-1) \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^{-1}$, ce qui fournit :

$$\sigma_{Res}(\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^{2+}) \simeq 16 \text{ kb}$$

Il n'y a pas dans ce cas à considérer d'ionisation Rutherford car celle-ci est une interaction ponctuelle entre un électron incident et un électron atomique. Elle est négligeable car les corrélations entre les électrons atomiques sont faibles.

A. 5 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{He} \rightarrow \text{He}^+)$

A.5.1 Ionisation résonante

L'atome d'Hélium offre la particularité d'être un des plus connus aussi bien sur le plan théorique que sur le plan expérimental^[51]. De la valeur donnée par la règle de somme $S_i(-1) = 0.035 \text{ eV}^{-1}$, on déduit :

$$\int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma_\gamma(\omega)}{\omega} d\omega = 3.84 \text{ Mb}$$

et :

$$\sigma_{Res}(\text{He} \rightarrow \text{He}^+) = 0.26 \text{ Mb}$$

A.5.2 Ionisation Rutherford

Comme dans le cas de l'Argon neutre, la section efficace d'ionisation Rutherford se calcule^[52] en utilisant $\langle \frac{1}{\omega_i} \rangle = \frac{1}{24.6} \text{ eV}^{-1}$. On obtient :

$$\sigma_{Ru}(\text{He} \rightarrow \text{He}^+) = 0.041 \text{ Mb}$$

A. 6 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{2+})$

A.6.1 Ionisation résonante

L'ion He^+ étant un ion hydrogénoïde avec un seul électron, sa section efficace de photoionisation se calcule de manière exacte comme celle de l'Hydrogène atomique. La section efficace de photoionisation est proportionnelle à l'élément de matrice $|\langle \Psi_n | \mathbf{r} | \Psi_0 \rangle|^2$. Or on a entre éléments de matrices la relation :

$$|\langle \Psi_n | \mathbf{r} | \Psi_0 \rangle|_{\text{He}^+}^2 = \frac{1}{4} |\langle \Psi_n | \mathbf{r} | \Psi_0 \rangle|_H^2$$

car la charge du noyau d'Hélium est le double de celle du noyau d'Hydrogène. D'où l'expression de la section efficace :

$$\sigma_{\gamma_{\text{He}^+}}(\omega) = \frac{\sigma_{\gamma_H}(\omega/4)}{4}$$

où terme $\omega/4$ provient du fait que si ω est l'écart en énergie entre les niveaux Ψ_n et Ψ_0 pour l'ion H^+ , les mêmes états sont séparés de $\omega/4$ pour l'ion He^+ .

La règle de somme peut alors s'écrire :

$$\int_{\omega_0(\text{He}^+)}^{\infty} \frac{\sigma_{\gamma_{\text{He}^+}}(\omega)}{\omega} d\omega = \frac{1}{4} \int_{\omega_0(H)}^{\infty} \frac{\sigma_{\gamma_H}(\omega)}{\omega} d\omega = 0.58 \text{ Mb}$$

où $\frac{1}{4}\omega_0(\text{He}^+) = \frac{1}{4} \times 54.4 = 13.6 \text{ eV}$ est le seuil de photoionisation de l'Hydrogène. En utilisant les valeurs citées ci dessus^[56], la valeur de la section efficace résonante est :

$$\sigma_{Res}(\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{2+}) = 0.039 \text{ Mb}$$

A.6.2 Ionisation Rutherford

La section efficace d'ionisation Rutherford est inversement proportionnelle à l'énergie de liaison (ou au potentiel d'ionisation pour un hydrogénoïde). Donc on peut approximer $\sigma_{Ru}(\text{He}^+)$ par $\sigma_{Ru}(\text{H}^+) \times \frac{I_0(\text{He})}{I_0(\text{He}^+)}$ où I_0 représente le potentiel d'ionisation. Et donc :

$$\sigma_{Ru}(\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{2+}) \approx 9.4 \text{ kb}$$

A. 7 Calcul de $\sigma_{tot}(\text{He} \rightarrow \text{He}^{2+})$

Dans le cas de la double photoionisation directe de l'Hélium, il existe des données expérimentales^[57]. On trouve $S_i(-1) \approx 5.9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^{-1}$

soit :

$$\sigma_{Res}(\text{He} \rightarrow \text{He}^{2+}) \simeq 440 \text{ b}$$

Comme dans le cas de la double ionisation directe de l'Argon, il n'y a pas à considérer le cas de l'ionisation Rutherford.

A. 8 Récapitulatif des différentes sections efficaces calculées

Ces résultats sont légèrement différents de ceux publiés précédemment^[2] à cause de l'introduction ultérieure du mesureur Laser-Compton de KEK entre QC1 et notre mesureur. Ceci a eu pour effet d'augmenter l^* dans l'équation A-1 de 40 à 92 cm et donc la partie résonante de la section efficace de $\Delta\sigma_{Res} \simeq +3\%$.

$\sigma_{tot}(\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+) = 2.06 \text{ Mb}$	$\sigma_{tot}(\text{He} \rightarrow \text{He}^+) = 0.302 \text{ Mb}$
$\sigma_{tot}(\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^{2+}) = 0.016 \text{ Mb}$	$\sigma_{tot}(\text{He} \rightarrow \text{He}^{2+}) \simeq 440 \text{ b}$
$\sigma_{tot}(\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}^{2+}) \simeq 1.26 \text{ Mb}$	$\sigma_{tot}(\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{2+}) \simeq 0.048 \text{ Mb}$
$\sigma_{tot}(\text{Ar}^{2+} \rightarrow \text{Ar}^{3+}) \simeq 0.57 \text{ Mb}$	

Table A-1 : Sections efficaces d'ionisation totales

ANNEXE B

LE PROGRAMME DE SIMULATION

ANNEXE B

LE PROGRAMME DE SIMULATION

B.1 Génération des ions	189
B.2 Mouvement des ions	190
B.3 Détection des ions	191

ANNEXE B

LE PROGRAMME DE SIMULATION

Un code de simulation numérique a été développé pour permettre d'effectuer toutes les études nécessaires à la compréhension du fonctionnement du mesureur, ainsi qu'à son optimisation. Ce code *IONS*^[58] est divisé entre trois parties : la première traite la génération des ions selon une certaine loi de distribution, la seconde de leur mouvement dans le puits de potentiel du paquet d'électrons et la dernière partie s'intéresse à leur détection avec la géométrie du mesureur en incluant les différentes résolutions expérimentales.

B. 1 Génération des ions

Les ions sont générés au repos selon une loi de distribution à quatre dimensions : les trois coordonnées d'espace (x, y, z) et la coordonnée temporelle $s = ct$.

Dans le plan transverse (x, y) , les ions sont générés selon une distribution gaussienne tronquée d'écart-types σ_x et σ_y dans les directions horizontales et verticales respectivement. Ces valeurs sont corrigées pour les variations de la fonction betatronique β_y^* selon la direction longitudinale. Dans le cas de l'ionisation résonante, la simulation du paramètre d'impact b s'effectue en additionnant aux deux coordonnées transverses x et y les quantités $b \cos \theta$ et $b \sin \theta$ respectivement, où b est tiré selon une loi en $1/b$ entre b_{min} et b_{max} et θ de façon uniforme entre 0 et 2π . Pour l'ionisation Rutherford, aucun paramètre d'impact n'est ajouté.

Selon la direction longitudinale z , les ions sont générés de manière uniforme dans un intervalle $[-d, +d]$, correspondant à la portion de la cible de gaz analysée (ou de manière équivalente à l'ouverture $2d$ de la fente).

La génération temporelle s'effectue également selon une distribution gaussienne tronquée d'écart-type σ_s .

De plus, pour prendre en compte le phénomène de saturation, l'ion n'est retenu que si l'atome dont il est issu n'a pas déjà été ionisé. Cette probabilité $w(x, y, s)$ s'écrit :

$$w(x, y, s) = e^{-\frac{\mu(x, y)}{2}} \left(1 + \frac{\text{Erf}(s/(\sigma_s \sqrt{2}))}{\text{Erf}(s_{max}/(\sigma_s \sqrt{2}))} \right)$$

où

$$\mu(x, y) = \frac{\mu_0}{2\pi L n \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)} \int_0^{2\pi} \int_{b_{min}}^{b_{max}} e^{-\frac{(x+b \cos \theta)^2}{2\sigma_x^2}} e^{-\frac{(y+b \sin \theta)^2}{2\sigma_y^2}} \frac{db}{b} d\theta$$

est la fraction des atomes ionisés au point de coordonnées (x, y) à la limite d'un faisceau peu dense, $Erf(x)$ est la fonction d'erreur complexe et

$$\mu_0 = \frac{\sigma_i N_e}{2 \pi \sigma_x \sigma_y}$$

est la fraction des atomes qui seraient ionisés avec la section efficace σ_i par N_e électrons incidents distribués uniformément sur la surface transverse $2\pi\sigma_x\sigma_y$ sans effet de saturation ($\mu_0 \ll 1$).

Lorsque μ_0 est élevé ($\mu_0 \gtrsim 1$), la probabilité $1 - w(x, y, s)$ que l'atome considéré ait déjà été ionisé est élevée : on atteint alors le régime de l'ionisation saturée décrit au chapitre II et seuls sont ionisés les atomes à la position (x, y, z, s) pour lesquels $Erf(s/(\sigma_s \sqrt{2}))$ est faible, c'est-à-dire que ces ions sont créés par la tête du paquet d'électrons.

B. 2 Mouvement des ions

Le mouvement transverse de l'ion est calculé en utilisant une méthode d'intégration de Runge Kutta, à partir du calcul des composantes transverses du champ électrique. Une méthode rapide, due à M. Bassetti et G.A. Erskine, consiste à les exprimer à l'aide de la fonction d'erreur complexe $Erf(x)$ pour un faisceau gaussien ultrarelativiste par ^[59] :

$$\begin{cases} eE_x(x, y, s) \simeq \frac{r_e m_e c^2 N_e}{\sigma_x \sigma_s} e^{-s^2/(2\sigma_s^2)} \Im m(F(x, y)) \\ eE_y(x, y, s) \simeq \frac{r_e m_e c^2 N_e}{\sigma_x \sigma_s} e^{-s^2/(2\sigma_s^2)} \Re e(F(x, y)) \end{cases}$$

où

$$F(x, y) = Erf \left(\frac{x + iy}{\sqrt{2} \sqrt{\sigma_x^2 - \sigma_y^2}} \right) - e^{-x^2/(2\sigma_x^2)} e^{-y^2/(2\sigma_y^2)} Erf \left(\frac{x/R + iRy}{\sqrt{2} \sqrt{\sigma_x^2 - \sigma_y^2}} \right)$$

avec une précision de l'ordre de $1/R = \sigma_y/\sigma_x$. r_e représente le rayon classique de l'électron, m_e sa masse et N_e le nombre d'électrons dans le paquet.

L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de calculer rapidement les champs électriques. Son principal inconvénient est qu'elle suppose des faisceaux gaussiens.

A chaque étape, la probabilité que l'ion soit à nouveau ionisé est calculée. Cette probabilité est proportionnelle à la quantité $\mu(x, y)$ décrite précédemment, où μ_0 est calculé avec la section efficace correspondante au passage à l'état de charge d'ordre supérieur.

B. 3 Détection des ions

Après le passage du faisceau, la trajectoire des ions est poursuivie à travers la fente jusque vers les galettes de microcanaux.

La prise en compte de l'attraction supplémentaire des ions positifs par le potentiel négatif de la face supérieure de la galette et des résolutions expérimentales permettent d'achever la simulation du détecteur.

ANNEXE C

CAS D'UN FAISCEAU DE POSITRONS

ANNEXE C

CAS D'UN FAISCEAU DE POSITRONS

C.1 Mesure de la dimension horizontale σ_x	195
C.2 Mesure du rapport d'aspect $R = \frac{\sigma_x}{\sigma_y}$	195
C.3 Conclusion	198

ANNEXE C

CAS D'UN FAISCEAU DE POSITRONS

Le cas d'un faisceau de positrons est purement académique pour le FFTB car la présence d'aimants permanents à la fin de la ligne (pour des raisons de sécurité) interdit d'y injecter des positrons. En outre, ces derniers sont bien plus délicats à produire et n'apporteraient rien de plus par rapport aux électrons. On montre ici comment le mesureur se comporterait vis à vis d'un faisceau de positrons de même intensité et de mêmes dimensions que le faisceau d'électrons du FFTB.

Il n'y a aucune différence dans le mécanisme d'ionisation primaire par le faisceau par rapport à un faisceau d'électrons car les sections efficaces ne dépendent pas de la charge de la particule incidente.

C. 1 Mesure de la dimension horizontale σ_x

Pour un faisceau rond de quelques microns, il n'y a aucune différence avec le cas des électrons. On ne voit apparaître de différence que lorsque le champ de charge d'espace est suffisamment intense pour mettre les ions en mouvement : ceux ci, majoritairement créés au centre du paquet, ne sont plus attirés vers l'intérieur mais repoussés vers les bords du paquet de positrons, à des endroits où le champ électrique est plus fort. Ils reçoivent donc une impulsion transverse plus forte que dans le cas d'un faisceau d'électrons. Le temps de vol minimum τ_{min} est donc plus faible, mais le principe reste le même (cf figure C. 1). Le front de montée de l'histogramme de temps de vol est même plus raide avec un faisceau de positrons, le rendant plus simple encore à détecter (cf figure C. 2). De même, le front de montée du spectre des ions Ar^{2+} est très raide, au contraire du cas d'un faisceau d'électrons (cf figure II. 14) où les ions Ar^{2+} sont attirés vers le centre ce qui provoque un élargissement de leur spectre de vitesse.

Comme les ions créés au centre du faisceau sont repoussés vers les bords du paquet où la densité est moindre, la probabilité d'ionisations successives est plus faible que dans le cas d'un faisceau d'électrons.

C. 2 Mesure du rapport d'aspect $R = \frac{\sigma_x}{\sigma_y}$

Le champ de charge d'espace étant répulsif pour les ions positifs produits par le faisceau, ils ne sont plus emprisonnés dans le puits de potentiel du paquet mais au contraire expulsés du paquet, dès que le champ est suffisamment fort pour les mettre en mouvement.

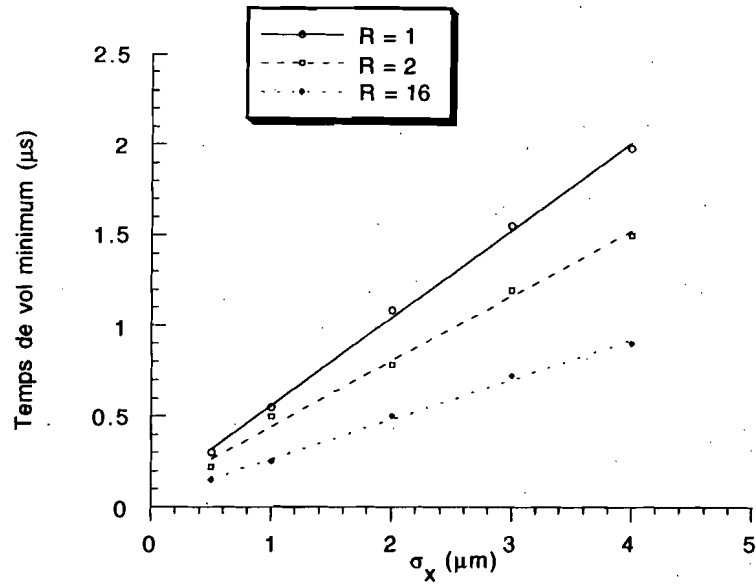


Figure C. 1 : Variation du temps de vol minimum τ_{\min} des ions Ar^+ en fonction de la dimension horizontale σ_x et pour différents rapports d'aspect R ($\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ positrons)

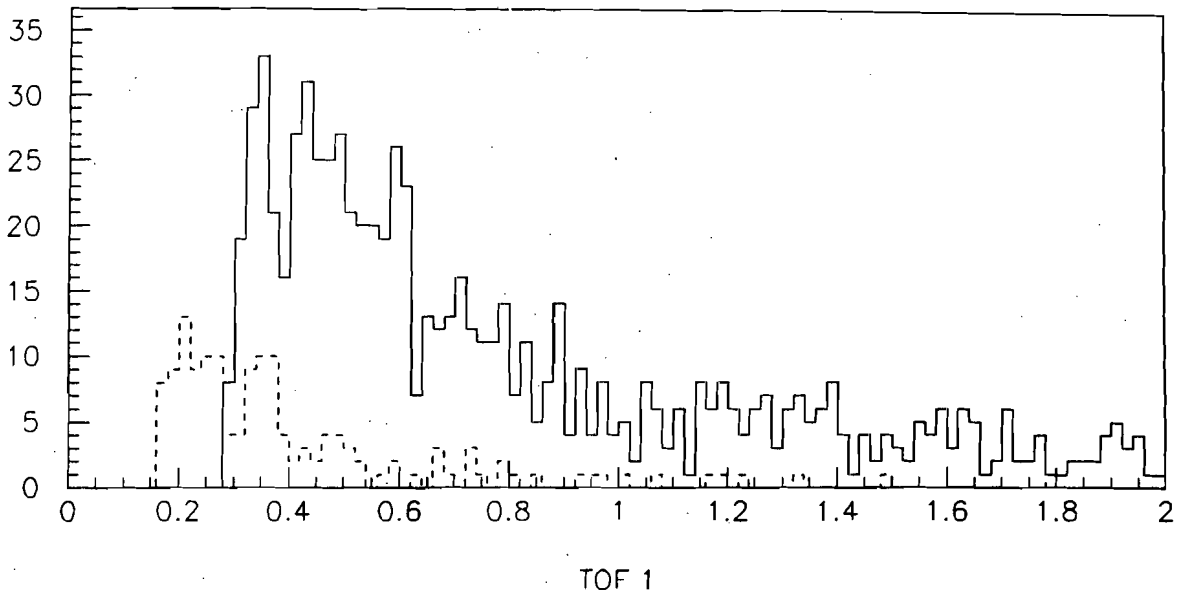


Figure C. 2 : Histogramme de temps de vol des ions Ar^+ et Ar^{2+} ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 60 \text{ nm}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ positrons)

La distribution azimutale des ions He^+ est toujours isotrope pour un faisceau rond. Pour un faisceau plat, l'anisotropie des vitesses provoque une anisotropie de la distribution azimutale. Celle-ci est désormais dirigée selon l'axe vertical (cf figure C. 3). Malheureusement, elle est environ trois fois plus faible que dans le cas d'un faisceau d'électrons.

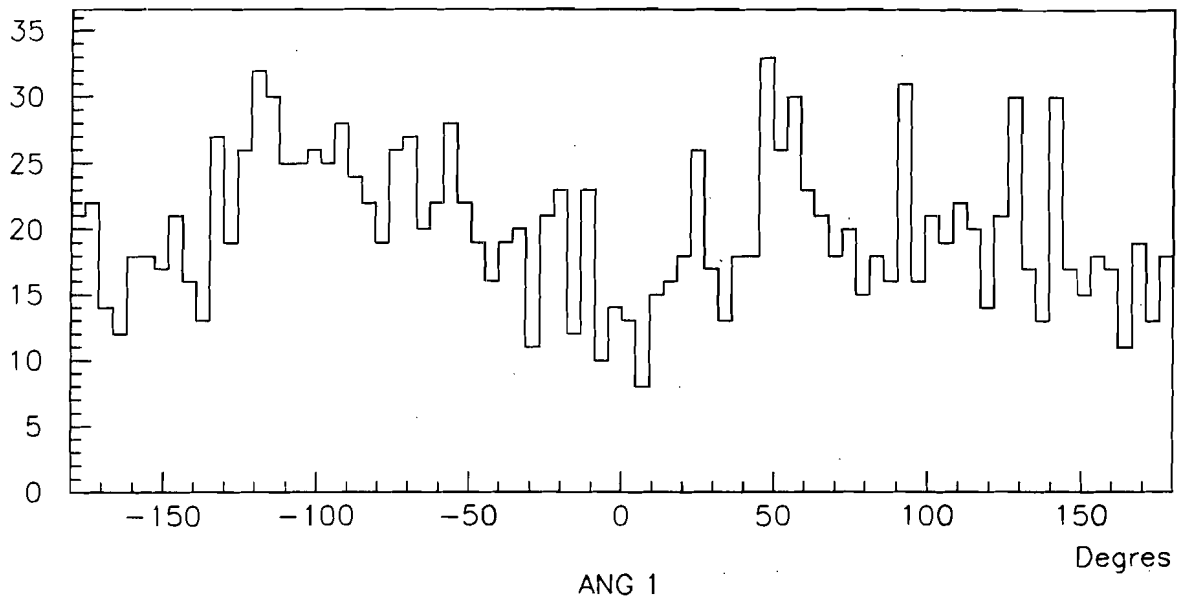


Figure C. 3 : Distribution azimutale des ions He^+ pour un faisceau plat ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 60 \text{ nm}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ positrons)

La figure C. 4 montre la faible variation de la médiane $\theta_{1/2}$ de la distribution azimutale avec le rapport d'aspect R pour l'Hélium.

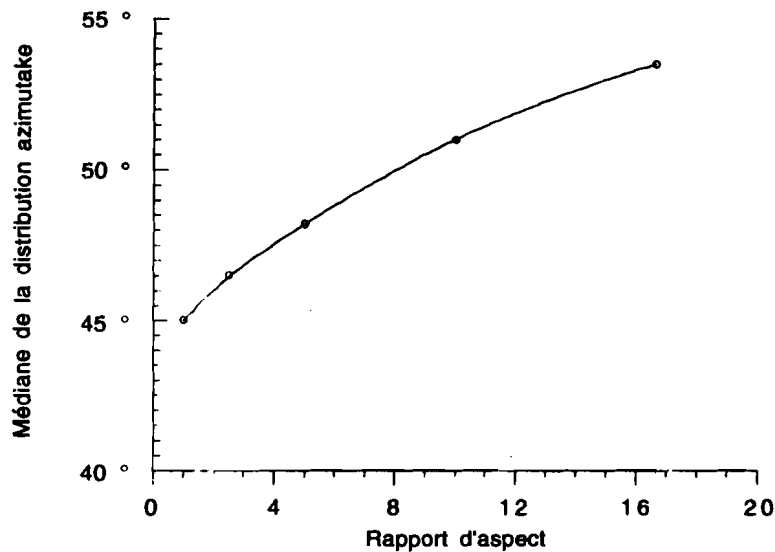


Figure C. 4 : Evolution de la médiane $\theta_{1/2}$ qui paramétrise la distribution azimutale des ions He^+ en fonction du rapport d'aspect R ($\sigma_x = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 0.5 \text{ mm}$ et $N_e = 10^{10}$ positrons)

C. 3 Conclusion

La mesure de la dimension horizontale se ferait sans problème dans le cas d'un faisceau de positrons. Malheureusement, on ne pourrait pas mesurer précisément le rapport d'aspect, sauf pour des faisceaux relativement plats ($R \gtrsim 5$). L'incertitude sur la dimension horizontale atteindrait environ 30 % pour des faisceaux quasiment ronds, à cause de l'incertitude sur le rapport d'aspect R .

ANNEXE D

LA CALIBRATION DU MESUREUR

ANNEXE D

LA CALIBRATION DU MESUREUR

D.1 La mesure des efficacités.....	201
D.2 La mesure des gains de l'électronique	204
D.3 La mesure de la diaphonie.....	205
<i>D.3.1 Par des signaux tests</i>	<i>205</i>
<i>D.3.2 Sur les données.....</i>	<i>205</i>
D.4 La mesure de la résolution spatiale.....	206
D.5 La variation du taux de comptage avec la largeur de la fente	206

ANNEXE D

LA CALIBRATION DU MESUREUR

Cette annexe décrit diverses mesures effectuées sur le mesureur, destinées notamment à en vérifier le bon réglage. Pour éviter tout biais, il est impératif d'avoir des efficacités relatives égales sur les galettes de microcanaux. Ceci nécessite d'ajuster les gains des galettes et des voies de l'électronique.

D. 1 La mesure des efficacités

Les gains des galettes de microcanaux peuvent être calibrés en utilisant les quatre sources de particules α décrites au chapitre III. Elles sont solidaires de la cloche qui permet de régler l'ouverture de la fente. En tournant cette pièce de 90° , une même source radioactive peut éclairer successivement trois paires de galettes, ce qui permet de les calibrer les unes par rapport aux autres, sans connaître exactement l'activité des diverses sources. Cette méthode peut également servir à vérifier le comportement des galettes de microcanaux au cours du temps.

Les quatre enregistrements correspondant à chacune des sources centrée sur une paire de galettes sont représentés sur la figure D. 1. On remarque un comportement légèrement différent des galettes en fonction de la tension* : les paires #4 et 6 ont des efficacités plus faibles aux basses valeurs de la tension que les quatre autres paires.

A partir de ces données, on peut calculer les efficacités $\epsilon(i)$ relatives des divers paires de galettes de microcanaux. En prenant pour référence l'efficacité de détection d'une paire (par exemple $\epsilon(0) = 1$), on calcule $\epsilon(1)$ rapportée à $\epsilon(0)$, et ainsi de suite jusqu'à $\epsilon(7)$. Un test de cohérence de la méthode est donnée par le calcul de $\epsilon(0)$, à partir de la valeur calculée précédemment de $\epsilon(7)$. Si la méthode est fiable, la nouvelle valeur calculée $\epsilon(0)$ doit être compatible avec 1, aux erreurs statistiques près.

Les résultats sont présentés dans la table D. 1 pour quatre valeurs différentes de la tension appliquée sur la chaîne.

* Cette calibration n'a pu être faite qu'à l'automne 1993, après une ouverture du mesureur qui a permis de réduire le taux de comptage des sources α . La paire #7 présentée ici n'est donc pas celle qui a été utilisée lors des tirs d'août 1993, car cette dernière a été changée dès que le défaut de montage évoqué au chapitre VI a été diagnostiqué.

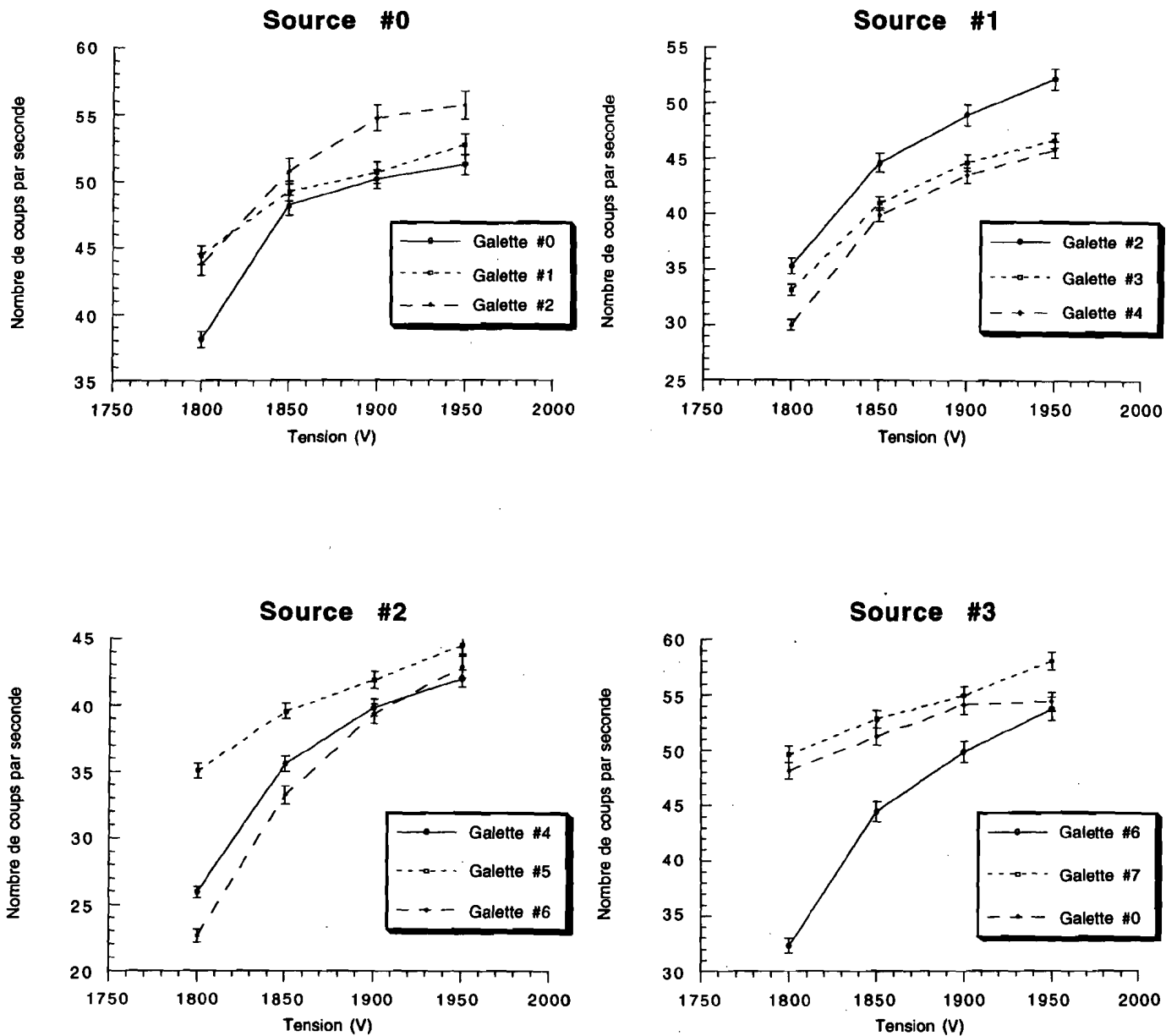


Figure D. 1 : Variation des taux de comptage sur les galettes en fonction de la tension, pour les quatre sources de particules α

Galette	1800 V	1850 V	1900 V	1950 V
#0	1.00	1.00	1.00	1.00
#1	1.25 ± 0.03	1.02 ± 0.02	1.01 ± 0.02	1.03 ± 0.02
#2	1.23 ± 0.03	1.05 ± 0.03	1.09 ± 0.03	1.09 ± 0.03
#3	1.15 ± 0.04	0.97 ± 0.03	1.00 ± 0.03	0.97 ± 0.03
#4	1.04 ± 0.04	0.94 ± 0.03	0.97 ± 0.03	0.95 ± 0.03
#5	1.41 ± 0.06	1.05 ± 0.04	1.02 ± 0.04	1.01 ± 0.04
#6	0.91 ± 0.04	0.88 ± 0.04	0.96 ± 0.04	0.97 ± 0.04
#7	1.40 ± 0.07	1.04 ± 0.05	1.06 ± 0.05	1.05 ± 0.05
#0	1.35 ± 0.07	1.02 ± 0.05	1.04 ± 0.05	0.99 ± 0.05

Table D. 1 : Efficacités relatives aux particules α des diverses galettes

Pour des tensions supérieures à 1850 V, les efficacités de détection des galettes aux particules α sont quasiment identiques. Par contre, à 1800 V, il apparaît d'importantes fluctuations (de l'ordre de 40 %). Ceci pourrait être dû à la saturation des galettes de microcanaux pour des tensions élevées : le nombre de coups détectés ne dépend plus de la tension, alors que c'est le cas à basse tension, en régime non saturé. Ceci veut simplement dire que les galettes de microcanaux n'atteignent pas le régime de saturation à la même tension.

Néanmoins, dans notre gamme de fonctionnement, les efficacités relatives des diverses paires de galettes aux particules α sont à peu près équilibrées, à mieux que 40 %.

Ceci est résumé sur la figure D. 2 où l'efficacité relative des diverses paires de galettes (rapportée à la paire #0) est représentée en fonction de la tension. Les paires #2 et 7 ont une efficacité légèrement supérieures aux autres, notamment à la paire #6.

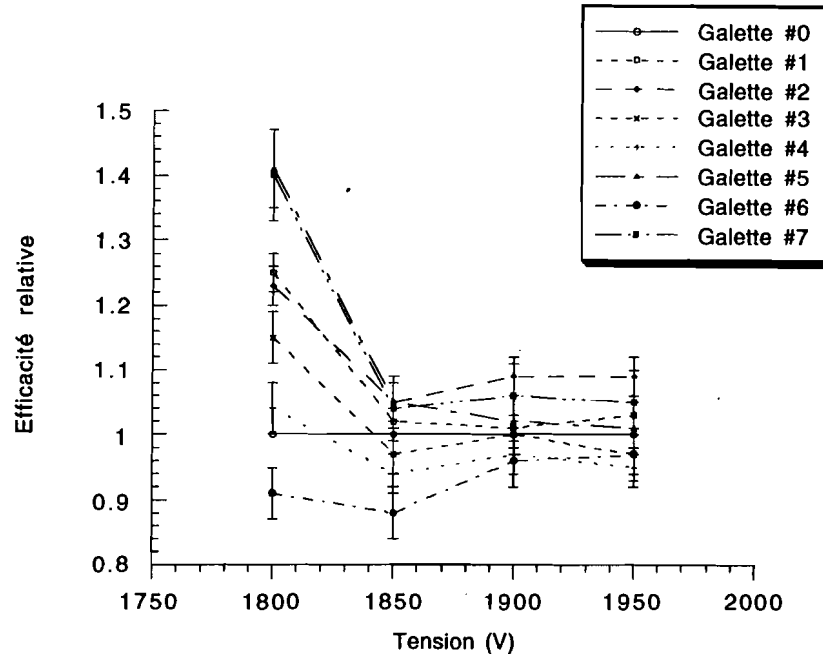


Figure D. 2 : Variation en fonction de la tension de l'efficacité relative des galettes rapportée à la paire #0

D. 2 La mesure des gains de l'électronique

Le gain électronique a été mesuré en utilisant une charge calibrée à l'entrée des préamplificateurs, et en étudiant la dispersion en amplitude des 160 signaux recueillis sur le Macintosh. Cette dispersion (d'écart-type $\simeq 10\%$) peut être corrigée dynamiquement. La figure D. 3 représente la dispersion des amplitudes des 160 signaux lus des côtés amont et aval, en injectant le même signal d'entrée sur chaque préamplificateur.

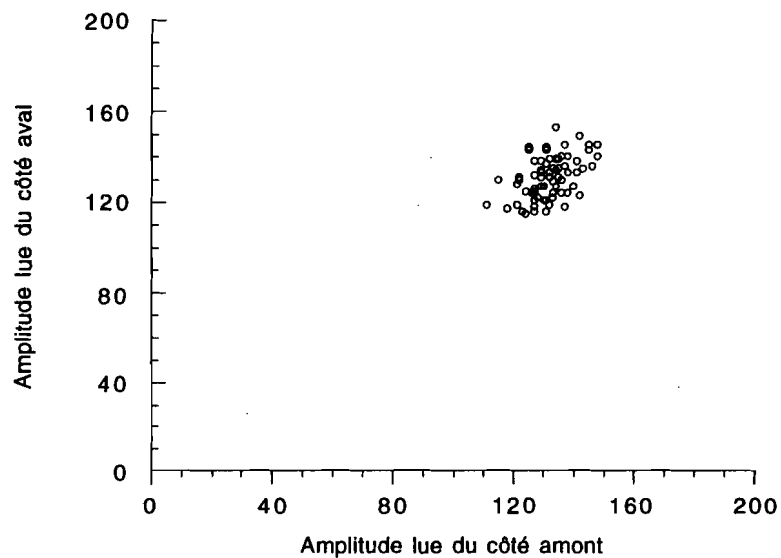


Figure D. 3 : Dispersion des signaux lus des côtés amont et aval des anodes résistives, pour un même signal injecté sur chaque anode

D. 3 La mesure de la diaphonie

D.3.1 Par des signaux tests

En injectant un signal d'amplitude non saturée sur une anode résistive, on observe sur les anodes adjacentes un faible signal au même instant t dont l'amplitude représente environ 1 % du signal principal.

D.3.2 Sur les données

La figure D. 4 représente, en fonction de l'amplitude sur l'anode principale, l'amplitude sur une des deux anodes adjacentes. On observe une pente positive de la ligne principale des points qui donne une diaphonie de l'ordre de 3 %.

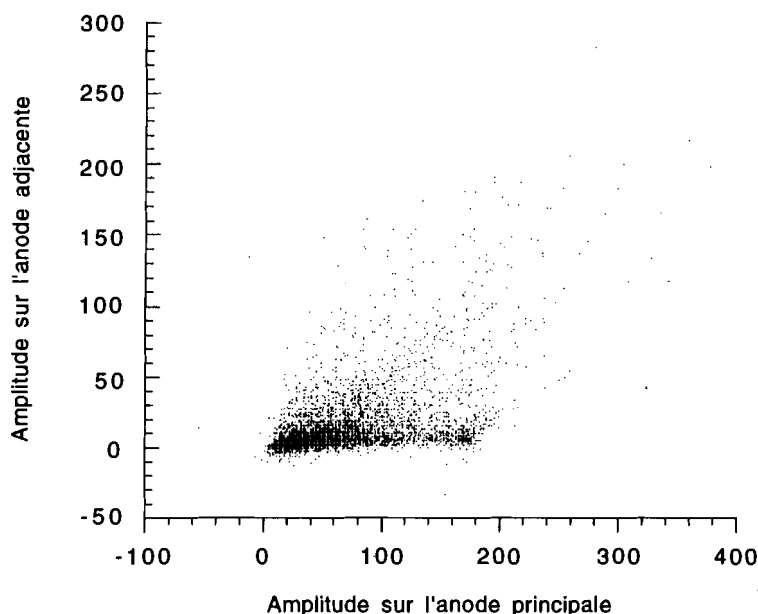


Figure D. 4 : Variation de l'amplitude lue sur une anode adjacente à l'anode principale, en fonction de l'amplitude lue sur l'anode principale

Les quelques amplitudes négatives observées sur l'anode adjacente résultent d'un problème de fonctionnement des mémoires analogiques HAMU et d'une baisse du niveau continu de leur ligne de base en cas de fort taux de comptage (visible sur la figure VI. 4B). Les ions ayant une amplitude négative sur les anodes adjacentes sont tous localisés à des temps de vol élevé. Dans cet enregistrement à fort taux de comptage, la ligne de base baisse sensiblement au cours du temps et si, pour des temps de vol élevé, des signaux avaient une amplitude faible sur l'anode adjacente au signal principal, elle peut devenir négative par suite de l'abaissement de la ligne de base.

D. 4 La mesure de la résolution spatiale

La résolution spatiale a été mesurée en utilisant deux anodes de test situées sur la face arrière du support des anodes résistives. Un signal injecté sur une de ces anodes induit par couplage capacitif un signal sur les anodes résistives, à des positions de référence connues. La figure D. 5 représente la dispersion des signaux lus sur toutes les anodes, pour des signaux identiques injectés sur les anodes de test amont et aval.

La résolution spatiale obtenue est meilleure du côté amont que du côté aval, mais reste inférieure à $250\ \mu\text{m}$, ce qui est suffisant pour nos besoins.

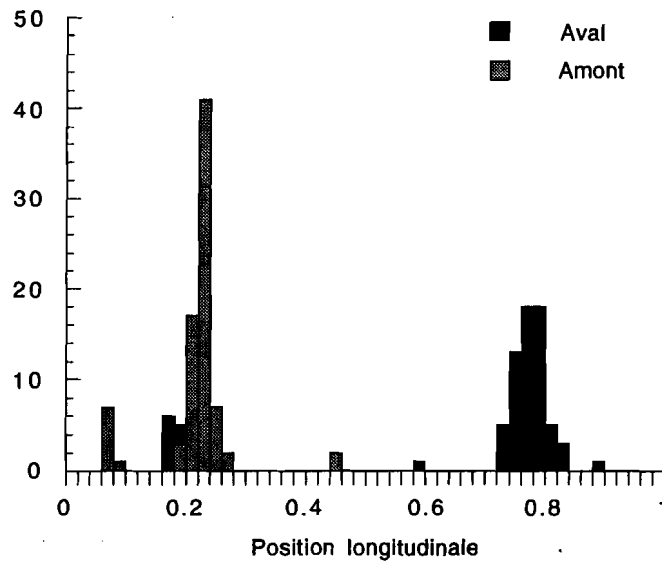


Figure D. 5 : Dispersion des signaux sur les côtés amont et aval pour des signaux identiques injectés sur les anodes de test

D. 5 La variation du taux de comptage avec la largeur de la fente

Afin de tester la fermeture de la fente, on a introduit une source de Ni^{63} émettant des β^- d'énergie maximale $63\ \text{keV}$ au centre du mesureur, sur l'axe du faisceau. La variation du taux de comptage mesuré en fonction de l'ouverture de la fente est représentée sur la figure D. 6 pour quatre galettes situées à 45° les unes des autres. Les droites indiquées sur la figure sont les ajustements linéaires des mesures pour chaque galette. Les pentes de ces droites ne sont pas les mêmes car les taux de comptage sont différents. Par contre, si la cloche était bien dans l'axe du mesureur, ces droites devraient toutes atteindre un taux de comptage nul pour la même valeur de l'ouverture de la fente.

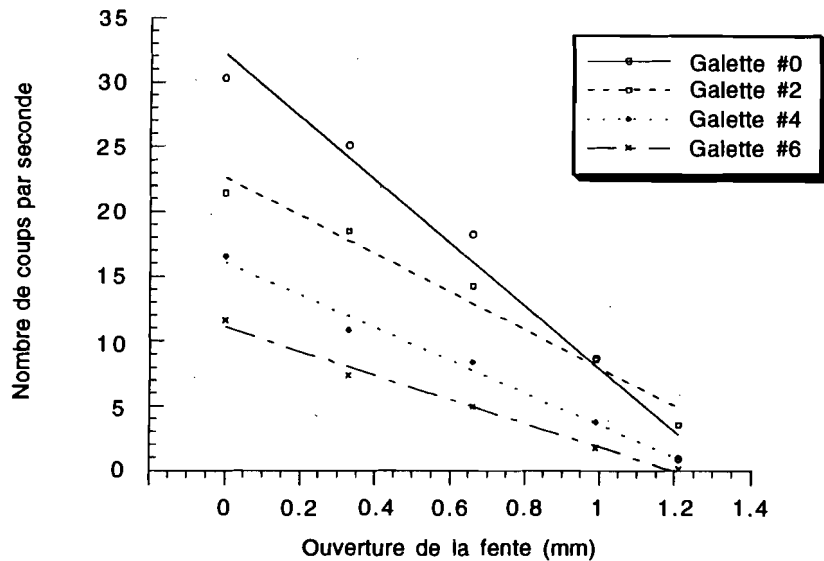


Figure D. 6 : Variation du nombre de coups détectés sur quatre paires de galettes en fonction de l'ouverture de la fente

La table D-2 représente, pour les quatre sources considérées, l'ouverture de la fente extrapolée à laquelle le taux de comptage s'annule. On constate que face à la paire #6, la cloche tend à obstruer la fente plus rapidement que face aux deux paires #0 et 4, et encore plus face à la paire #2. Ceci signifie que l'axe de la cloche n'est pas aligné sur l'axe du mesureur. L'écart entre les deux axes est estimé à $0.20 \pm 0.05^\circ$. Cette valeur est compatible avec le jeu de 0.1 mm estimé au niveau du support de la cloche.

	Galette #0	Galette #2	Galette #4	Galette #6
Parcours (mm)	1.32	1.46	1.31	1.22

Table D. 2 : Parcours de la cloche nécessaire depuis sa position ouverte pour obstruer complètement la fente face aux galettes

ANNEXE E

LE LOGICIEL D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT

ANNEXE E

LE LOGICIEL D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT

E.1 L'acquisition des données	211
<i>E.1.1 La reconnaissance des ions à l'aide des modules HAMU</i>	211
<i>E.1.2 La détermination des caractéristiques des ions</i>	212
<i>E.1.3 Le stockage des données</i>	212
E.2 Le traitement des données et le transfert des résultats vers le VAX ...	213

ANNEXE E

LE LOGICIEL D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT

Le logiciel d'acquisition et de traitement est divisé en plusieurs parties : la première traite de la lecture des modules HAMU et de la reconnaissance des ions, la seconde du traitement de l'information et la troisième concerne l'envoi des données vers le VAX.

E. 1 L'acquisition des données

E.1.1 La reconnaissance des ions à l'aide des modules HAMU

Les données fournies par les ADC correspondent à un échantillonnage de 512 points de la tension de sortie des formeurs pendant $2.56 \mu s$ (si l'horloge utilisée pour l'acquisition oscille à $200 MHz$) ou $5.12 \mu s$ (si l'horloge utilisée pour l'acquisition oscille à $100 MHz$). Pour reconnaître un ion à partir de ces données, on procède de la façon suivante : en considérant l'anode $\#i$, on reconstruit tout d'abord la charge complète $A^i(t)$ issue de la galette en fonction du temps en additionnant les amplitudes lues des deux côtés amont et aval :

$$A^i(t) = A_{amont}^i(t) + A_{aval}^i(t)$$

où $A_{amont}^i(t)$ et $A_{aval}^i(t)$ représentent respectivement les amplitudes lues du côté amont et du côté aval de l'anode pour l'échantillon $\#t$.

On appelle "ion" tout signal présentant un maximum de $A^i(t)$ à un instant t et satisfaisant aux quatre conditions suivantes :

i) L'amplitude maximale $A^i(t)$ est supérieure à un certain seuil fixé de façon arbitraire au dessus du bruit

ii) Les amplitudes $A^i(t - \Delta t)$ et $A^i(t + \Delta t)$ sur cette anode $\#i$ à $t - \Delta t$ et $t + \Delta t$ sont également supérieures à ce seuil. Le choix de ce seuil est laissé à la discrétion de l'utilisateur

iii) Il n'y a pas eu d'ion reconnu sur cette anode $\#i$ dans les $50 ns$ qui précèdent, à cause de la largeur à la base des signaux sortant des formeurs ($60 ns$)

iv) L'amplitude à l'instant t sur l'anode considérée doit être supérieure à chacune des amplitudes au même instant sur les deux anodes adjacentes. Si ce n'est pas le cas, le centre de gravité de la charge ne se trouve pas sur l'anode $\#i$, mais sur une de ces deux voisines. En effet, le nuage d'électrons peut recouvrir deux bandes anodiques. Il peut aussi y avoir une diaphonie entre deux vois d'électronique.

E.1.2 La détermination des caractéristiques des ions

Une fois qu'un ion a été détecté, sa position longitudinale z est calculée par :

$$z = \frac{A_{amont}^i(t)}{A_{amont}^i(t) + A_{aval}^i(t)} \quad (F - 1)$$

On aurait pu utiliser également les amplitudes sur les anodes adjacentes, mais la méthode utilisée permet de calculer z en s'affranchissant des problèmes d'empilement.

Si l'amplitude $A_{amont}^i(t)$ tend à saturer, la valeur calculée de z sera artificiellement diminuée car $A_{aval}^i(t)$ augmentera sans que les deux autres termes du rapport augmentent. C'est ce qui c'est produit au cours des tests d'Août 1993 avec la saturation de l'électronique évoquée au chapitre VI.

Lorsque le mesureur devra reconnaître des ions Ar^{2+} , la reconnaissance de la charge de l'ion se fera à cet instant.

E.1.3 Le stockage des données

Les caractéristiques principales de l'ion sont ensuite stockées en mémoire ou sur disque dur :

- i) L'amplitude totale $A^i(t)$
- ii) Son temps d'arrivée t
- iii) Sa charge q
- iv) Son azimuth φ , simplement donné par l'indice de l'anode
- v) Sa position longitudinale z
- vi) Les amplitudes amont et aval $A_{amont}^i(t)$ et $A_{aval}^i(t)$ sur l'anode centrale
- vii) Les amplitudes amont et aval $A_{amont}^{i+1}(t)$ et $A_{aval}^{i+1}(t)$ sur l'anode de gauche
- viii) Les amplitudes amont et aval $A_{amont}^{i-1}(t)$ et $A_{aval}^{i-1}(t)$ sur l'anode de droite

Les amplitudes totales $A^i(t)$ et les positions longitudinales z peuvent être recalculées à partir des six amplitudes partielles. Malgré cette redondance, la mémoire disponible sur le Macintosh étant très importante, il est apparu plus rapide et plus pratique de tout conserver, évitant ainsi de recalculer A^i et z à chaque fois.

E. 2 Le traitement des données et le transfert des résultats vers le VAX

Lorsque le mesureur sera à nouveau utilisé, le traitement des données se fera de façon automatique, après chaque acquisition : détermination du temps de vol minimum τ_{min} , de la dimension horizontale σ_x et du rapport d'aspect R .

Les résultats seront ensuite expédiés de façon automatique vers le VAX, pour être intégrés dans le système global de contrôle du FFTB. Le mesureur sera complètement piloté à partir du VAX. Il n'est pas prévu d'envoyer sur le VAX les données correspondant à tous les ions. Seuls les résultats lui sont envoyés. Ces résultats comprennent notamment : σ_x , σ_z et leurs erreurs, ainsi que quelques nombres utilisés comme diagnostique du bon fonctionnement du mesureur (le nombre total d'ions de chaque espèce, le pourcentage d'ions multichargés, le temps de vol minimum, ...).

ANNEXE F

OPTIMISATION DU FONCTIONNEMENT DES GALETTES DE MICROCANAU

ANNEXE F

OPTIMISATION DU FONCTIONNEMENT DES GALETTES DE MICROCANAU

F.1	Electronique des tests d'acquisition	217
F.2	Etude du bruit de fond propre des galettes	219
F.3	L'étude de la résolution en amplitude	220
	<i>F.3.1 Le montage à deux galettes.....</i>	<i>220</i>
	<i>F.3.2 Le montage à trois galettes.....</i>	<i>223</i>
F.4	L'étude de la réponse des galettes de microcanaux à différentes sources radioactives.....	226
	<i>F.4.1 Source de rayons X (Fe^{55})</i>	<i>226</i>
	<i>F.4.2 Source de β^- (Sr^{90}).....</i>	<i>226</i>
	<i>F.4.3 Source de particules α (Am^{241}).....</i>	<i>228</i>
F.5	Conclusion	228

ANNEXE F

OPTIMISATION DU FONCTIONNEMENT DES GALETTES DE MICROCANAU

Le but de toutes les études effectuées au LAL entre Juin 1990 et Septembre 1992 était de trouver un point de fonctionnement pour les galettes de microcanaux qui permette d'obtenir une résolution acceptable ($\simeq 100\%$) sur l'amplitude des signaux afin d'avoir une bonne efficacité de détection, et une résolution spatiale sur les anodes résistives de l'ordre de $400\ \mu m$, pour permettre la séparation des ions Ar^{2+} .

En plus des études sur les résolution spatiales et en amplitude, on présente ici les résultats obtenus sur le bruit de fond des galettes de microcanaux et le comportement de ces galettes face à différentes sources radioactives, ainsi que la brève étude faite avec un montage utilisant trois galettes.

Ces mesures ont été faites soit avec des galettes rondes de petit diamètre ($\phi=18\ mm$), soit avec les galettes rectangulaires ($40\times 50\ mm$) utilisées dans le mesureur. Dans tous les cas de figure, on a utilisé des galettes fabriquées par Hamamatsu Photonics. A l'exception du cas de l'étude de l'influence du rapport l/d , toutes les galettes utilisées avaient des canaux de $12.5\ \mu m$ de diamètre et une épaisseur de $0.5\ mm$.

La source d'ions a été fabriquée à partir du filament d'un ancien détecteur de fuite. Une série d'électrodes permettait d'extraire les ions en continu. Leur focalisation sur la galette de microcanaux était assurée par quatre petits quadrupôles. Un aimant permanent analysait le faisceau d'ions en énergie. Pour travailler efficacement avec les modules HAMU de manière pulsée, il aurait fallu pouvoir pulser cette source de façon efficace, ce qui n'a pas été le cas.

F. 1 Electronique des tests d'acquisition

On a vu au chapitre III que dans l'appareillage définitif, la base de l'électronique est constituée de mémoires analogiques qui permettent d'enregistrer un signal pendant $5\ \mu s$, à contition d'avoir un signal de déclenchement.

Pour les tests préliminaires que nous avons effectués au LAL, cette électronique est inefficace car nous ne maîtrisons pas le temps d'arrivée des ions issus de la source à la microseconde près. De plus, un problème de dérive en température nous a longtemps forcé

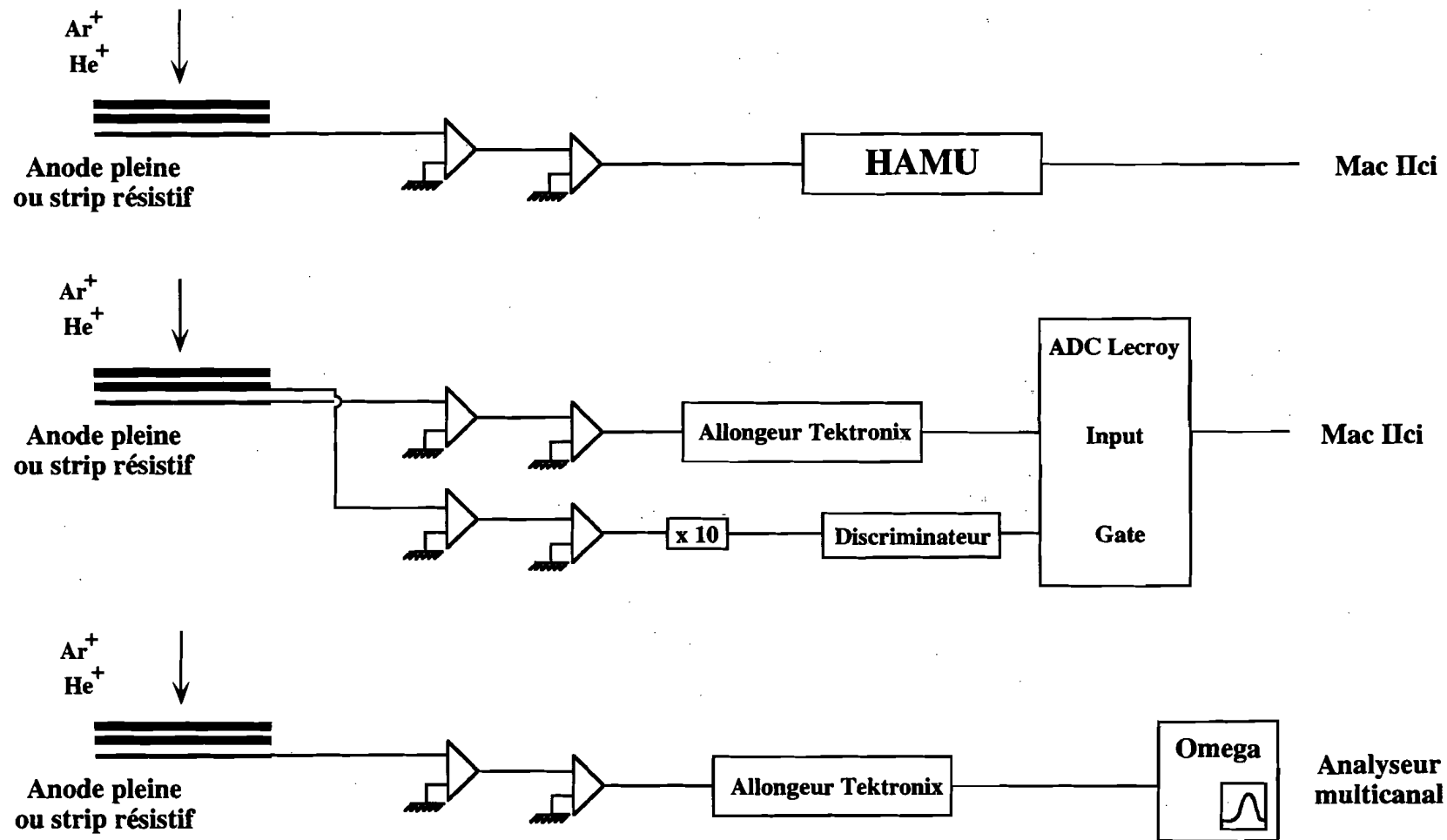


Figure F. 1 : Les différents systèmes d'acquisition utilisés au cours des tests effectués à Orsay (pour une seule voie d'électronique)

à n'utiliser les HAMU que de manière pulsée. Les acquisitions qui se faisaient avec un HAMU étaient donc très lentes, car il fallait pulser la source d'ions avec une très faible efficacité (5 μs sur 100 ms). Ce n'est qu'au bout de quelques mois que nous avons pu utiliser les HAMU en mode de déclenchement aléatoire et obtenir des taux de comptage de l'ordre de quelques dizaines de coups par seconde. Le problème avec cette méthode est qu'il n'existait qu'un seul module HAMU au LAL lorsque ces tests ont débuté, soit uniquement huit canaux d'électronique.

Une autre méthode a consisté à utiliser un ADC Lecroy 2249A, précédé d'un module Chronetix qui allongeait le signal sur plusieurs microsecondes. Les quatre voies de module allongeur Chronetix disponibles ne permettaient une acquisition des signaux que sur deux anodes résistives. Cette méthode permettait d'atteindre des taux de comptage de quelques centaines d'ions par seconde (le Macintosh limitait en fait l'acquisition à environ 50 c/s).

Le troisième système utilisé est un analyseur multicanal Omega, précédé lui aussi d'un allongeur Chronetix. C'est de loin le système le plus performant au niveau de la vitesse (plusieurs milliers de coups par seconde), mais il est évidemment limité à une seule voie et ne permet pas de reconstruire les signaux frappant plusieurs voies à la fois, ou de faire une étude des anodes résistives.

La figure F. 1 résume les différents types d'acquisition utilisés. Les acquisitions faites à Orsay utilisant le module HAMU prêté par SLAC ou l'ADC Lecroy, ont été faites en standard CAMAC sur un Macintosh Ici, avec un programme écrit en Fortran. Les enregistrements faits à SLAC sur le mesureur ont bien sûr été fait en standard VME, à partir du programme d'acquisition écrit en C.

F. 2 Etude du bruit de fond propre des galettes

On a procédé à un relevé systématique du bruit de fond sur toutes les paires de galettes de microcanaux rectangulaires utilisées sur le mesureur. Une courbe typique du taux de bruit de fond est donnée en fonction de la tension sur la figure F. 2 pour quatre anodes résistives consécutives de surface 90 mm^2 chacune. On observe une nette différence de comportement entre les différentes anodes. La représentation bidimensionnelle (figure F. 3) des amplitudes lues à chaque extrémité de ces anodes montre clairement sur l'anode #0 que le bruit y est localisé en un point précis dans la première galette de la paire considérée (si ce point chaud était sur la deuxième galette, le gain serait 1000 fois plus faible et le signal indétectable).

Pour calibrer les efficacités relatives des galettes de microcanaux, on peut soustraire les signaux de l'anode numéro 1 de cette paire de galettes correspondant au point chaud, ou bien ignorer cette zone qui représente moins de 1 % de la surface totale.

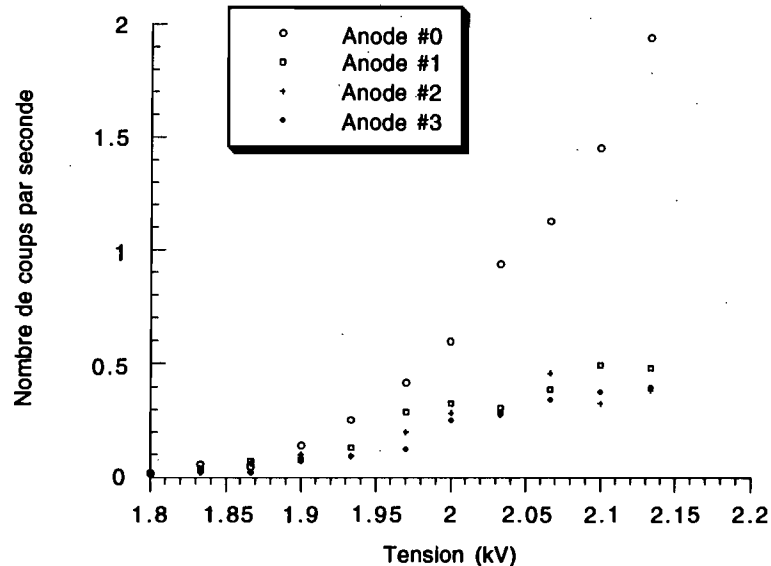


Figure F. 2 : Courbes de l'évolution du taux de bruit de fond avec la tension sur quatre anodes adjacentes

Néanmoins, le bruit de fond des galettes de microcanaux a été trouvé extrêmement bas (très largement inférieur à 2 coups/seconde/anode) dans la plupart des cas. De plus, en laissant sous très bon vide ($P < 5.0 \cdot 10^{-7}$ Torr) les galettes pendant plusieurs semaines, il est devenu inférieur à 2 coups/seconde sur l'ensemble de la galette, ce qui montre que le bruit de fond, au dessus de cette valeur de la pression, est principalement lié à l'état de surface des parois des microcanaux^[37] qui se modifie au cours du temps par suite du dégazage.

F. 3 L'étude de la résolution en amplitude

Pour obtenir une résolution de l'ordre de 100 %, il faut travailler dans le régime de gain saturé (décrit au paragraphe IV. 1) : la limitation de la charge qui peut être extraite d'un microcanal fournit alors la saturation souhaitée.

F.3.1 Le montage à deux galettes

On a utilisé pour cela un montage en chevron sur deux galettes de microcanaux rondes ($\phi = 18$ mm), de rapport $l/d = 40$. L'acquisition a été faite avec l'ADC Lecroy. Les particules incidentes sont des ions Ar^+ .

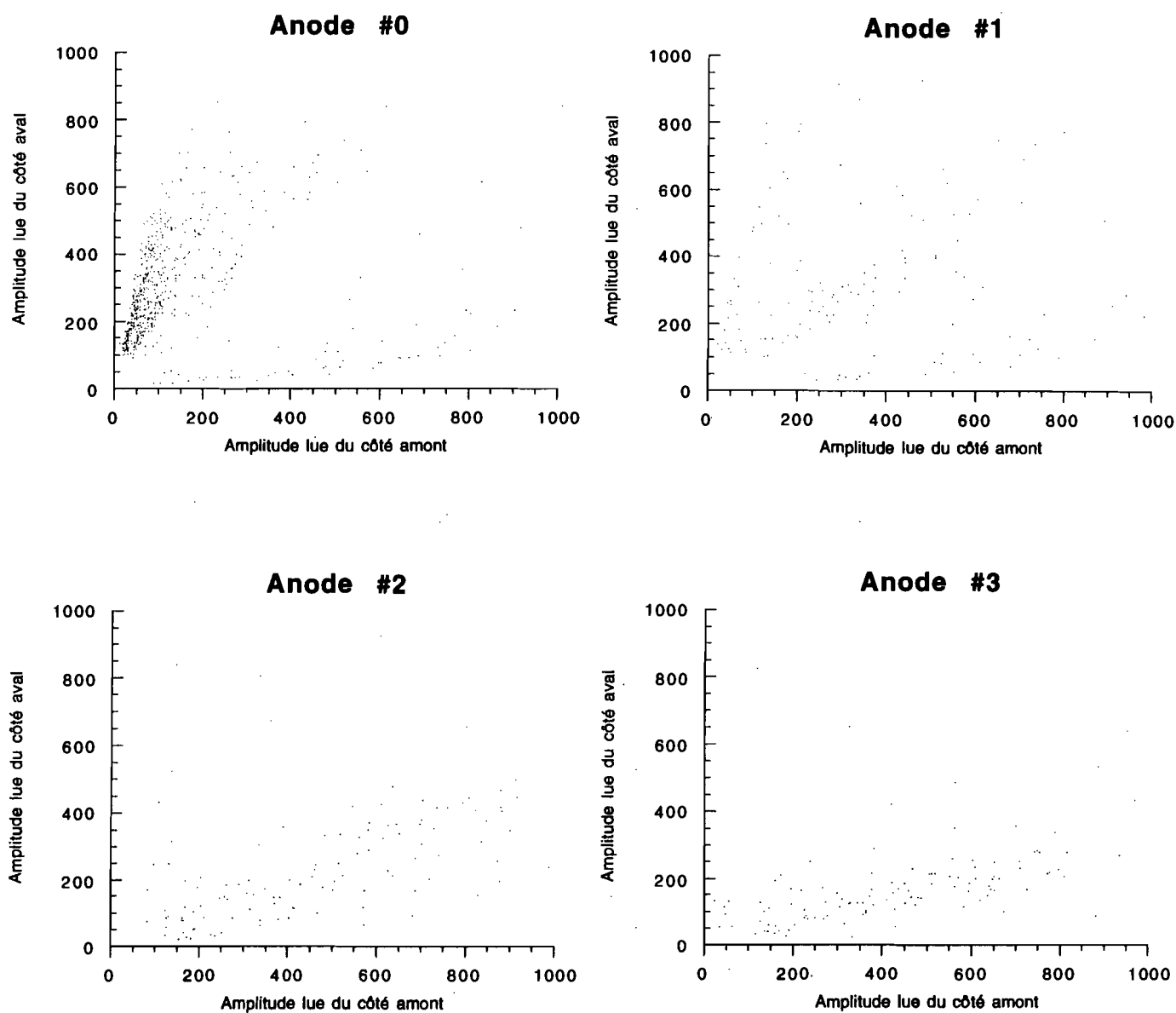


Figure F. 3 : Représentation bidimensionnelle des signaux lus à chaque extrémité des anodes considérées à la figure F. 2. Tous les points situés sur une même droite passant par l'origine sont des coups issus de la même zone de la galette, la dispersion sur cette droite correspondant à la dispersion des signaux en amplitude

La figure F. 4 représente l'évolution de l'histogramme de l'amplitude des signaux en fonction de la tension appliquée. Jusqu'à une tension de 1700 V, le spectre d'amplitude est exponentiellement décroissant. Un pic de saturation commence à se former vers 1800 V. Au delà de 1950 V, la résolution ne s'améliore plus, tandis que le pic s'élargit. On choisit donc de travailler vers 1850 - 1900 V, pour prendre en compte la gamme dynamique forcément limitée de l'électronique.

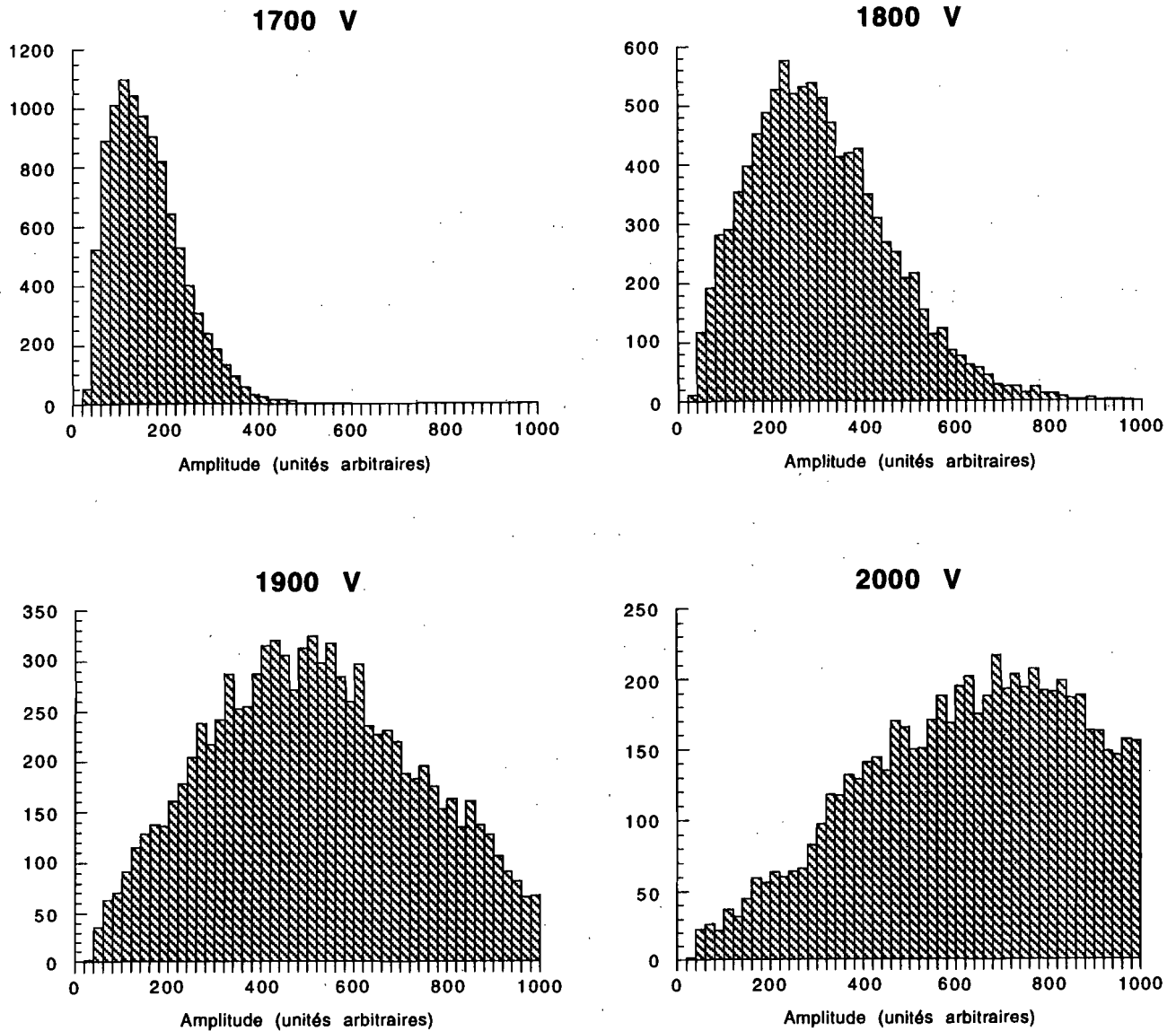


Figure F. 4 : Histogrammes d'amplitudes des signaux des ions Ar^+ pour différentes valeurs de la tension appliquée sur la chaîne

L'évolution du gain moyen (représenté par la valeur du pic de saturation) et de la résolution $R_{(G)}$ avec la tension est représentée sur la figure F. 5. La meilleure résolution obtenue de façon reproductible est $R_{(G)} = 120 \%$.

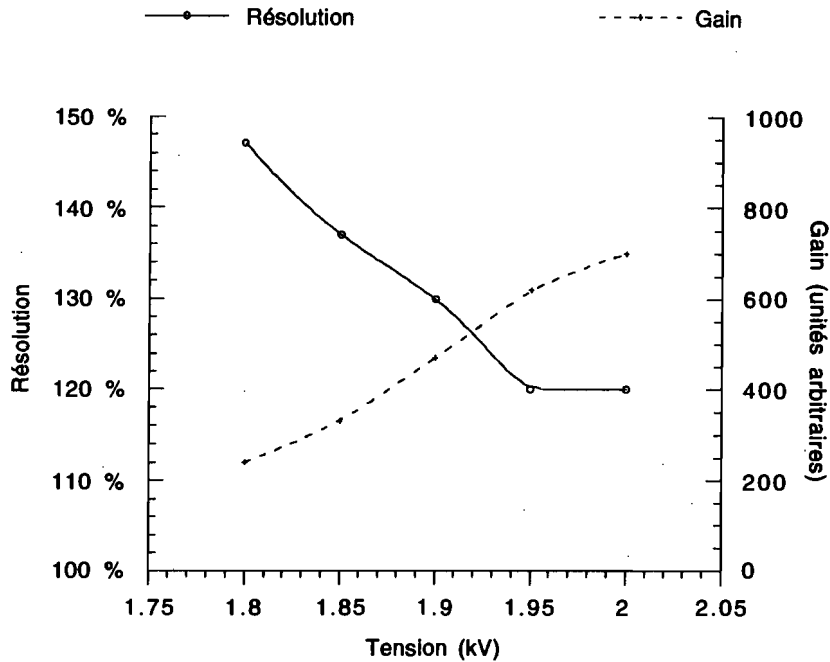


Figure F. 5 : Variation du gain moyen et de la résolution sur l'histogramme d'amplitude avec la tension appliquée sur la chaîne

F.3.2 Le montage à trois galettes

On a utilisé pour cela trois galettes rectangulaires ($40 \times 50 \text{ mm}$). Le principe de ce montage (dit *montage en Z*) est le même que pour le montage en chevron (cf figure F. 6) : l'angle entre les axes des canaux de deux galettes consécutives empêche les retours d'ions secondaires. La distance entre deux galettes était de $160 \mu\text{m}$. Cette étude a été exclusivement faite avec le spectromètre Omega. Les tensions appliquées sur chaque galette ont toujours été équilibrées. Il est important de noter que ce type de montage nécessite d'appliquer sur la face d'entrée de la première galette une tension plus négative que dans le cas du montage en chevron.

On a utilisé pour ces tests un faisceau d'ions He^+ continu, et les signaux étaient recueillis sur une anode pleine ($5 \times 4 \text{ cm}$) Cu-Ag collée sur une plaque d'époxy.

En augmentant la tension jusqu'à 900 V par galette (cf figure F. 7), on a réussi à descendre la résolution jusqu'à 85% (cf figure F. 8).

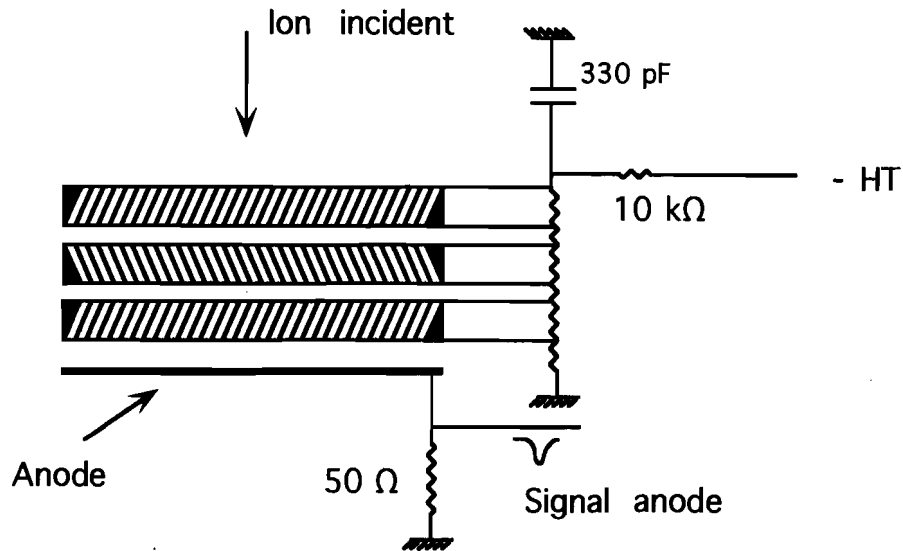


Figure F. 6 : Montage à trois galettes, ou "montage en Z": comme dans le montage en chevron, les canaux de deux galettes consécutives sont inclinés les uns par rapport aux autres

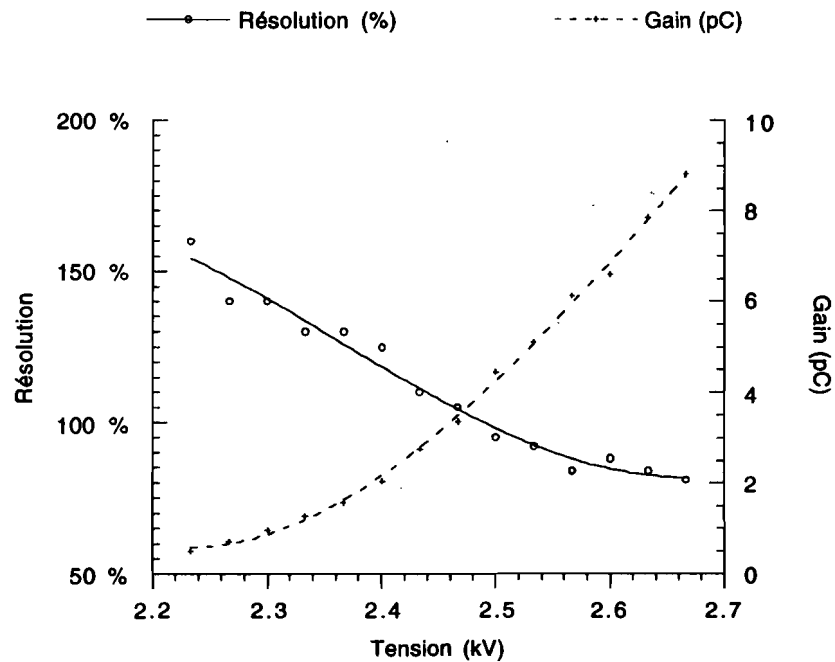


Figure F. 7 : Variation du gain moyen et de la résolution sur l'histogramme d'amplitude avec la tension appliquée sur la chaîne pour un montage en Z

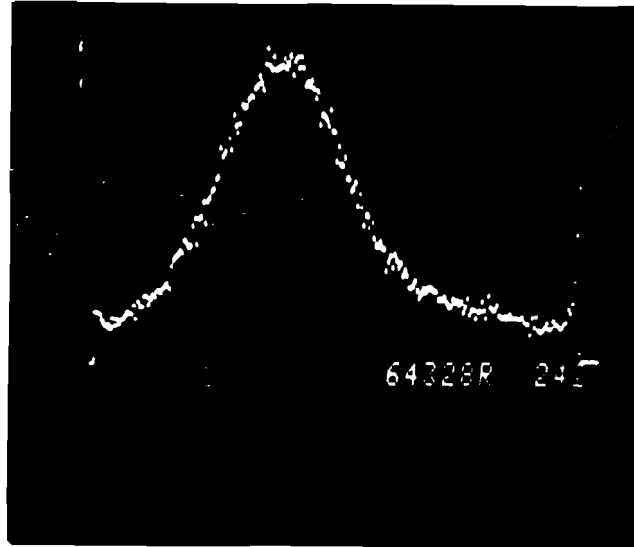


Figure F. 8 : Meilleur histogramme d'amplitude obtenu donnant une résolution de $R=80\%$

De plus, la réponse de l'ensemble en fonction de la tension appliquée fait apparaître un plateau d'au moins 200 V (cf figure F. 9). L'augmentation linéaire du gain avec la tension appliquée nous situait bien dans le domaine de saturation des galettes de microcanaux.

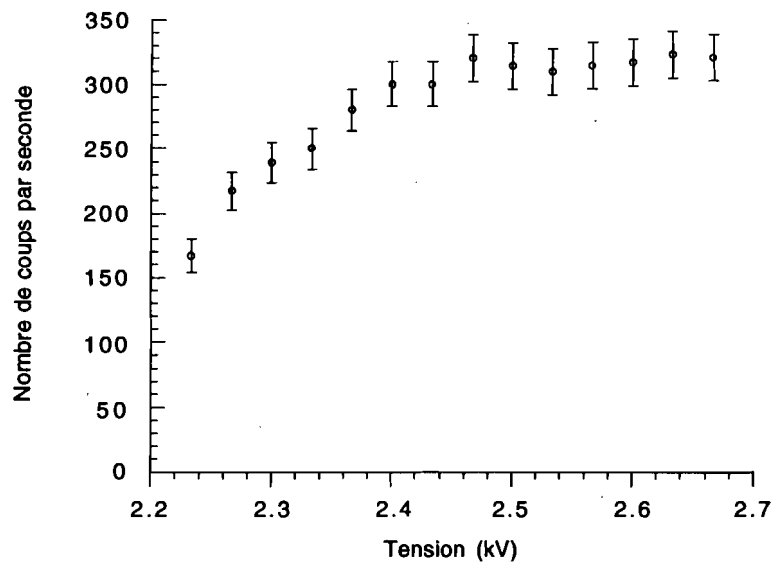


Figure F. 9 : Evolution du nombre de coups relevés en fonction de la tension

Tout ceci a été reproductible, aussi bien au centre de la galette que sur les bords ... pendant trois jours. Ensuite, il est apparu un phénomène auto-entretenu qui générerait un signal sans faisceau d'ions, dès que la tension atteignait 500 V par galette. Après avoir ouvert l'appareillage, on a remarqué que de nombreuses poussières s'étaient fixées sur la

face d'entrée de la première galette. On a supposé qu'elles s'y sont collées, attirées par le fort potentiel négatif (-3 kV) de celle-ci. Bien qu'ayant ensuite nettoyé la galette et l'enceinte à vide, on n'a jamais pu faire disparaître ce bruit. L'explication la plus plausible est que la galette a dû être endommagée par ces poussières et qu'à certains endroits, des électrons étaient émis près de la face d'entrée par émission de champ, rendant le bruit de fond trop important pour pouvoir travailler.

Le montage à trois galettes nous a semblé trop délicat pour pouvoir être retenu dans la configuration finale. Nous n'avons donc pas poursuivi ces tests, en dépit de la meilleure résolution que nous avons obtenue pendant un temps : le gain de 15 % sur la résolution en amplitude n'était pas suffisant pour justifier ce montage plus délicat (sans parler d'une augmentation du prix de l'ensemble des galettes de 50 %).

F. 4 L'étude de la réponse des galettes de microcanaux à différentes sources radioactives

Le but de cette étude était de trouver la source adéquate qui nous permettrait de calibrer les gains et les efficacités relatives des 160 voies pour pouvoir reconstituer la distribution azimutale des ions et pour détecter une éventuelle variation du comportement des galettes en fonction du temps. Pour cela, on a cherché la meilleure résolution en amplitude possible, afin d'avoir la meilleure efficacité absolue possible.

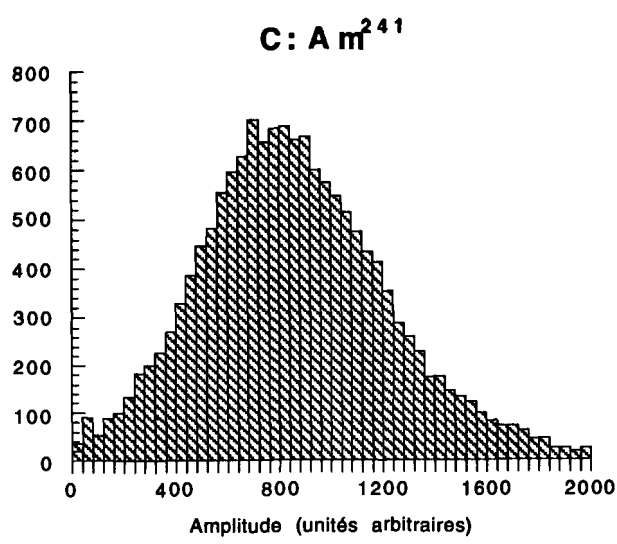
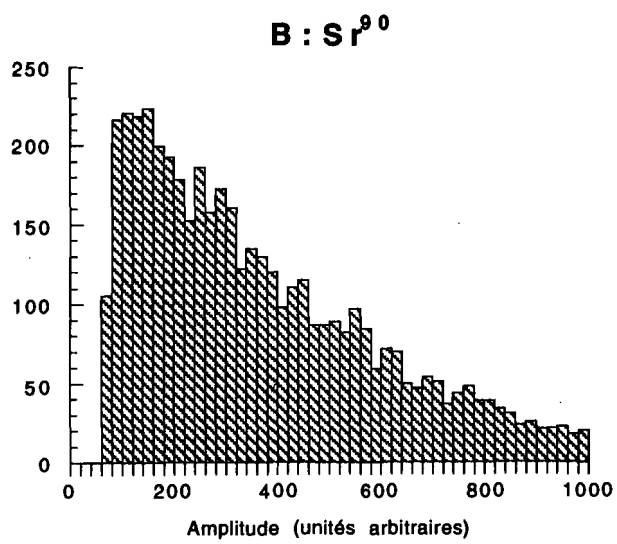
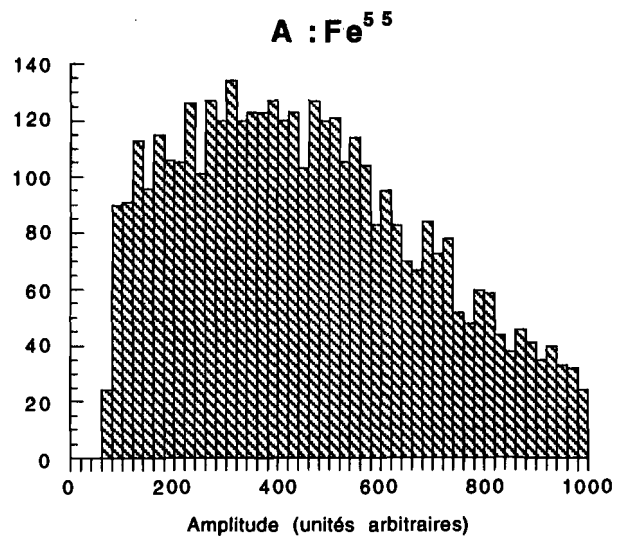
Cette étude a été faite avec une source de rayons X (Fe^{55}), une source de β^- (Sr^{90}) et une source de particules α (Am^{241}).

F.4.1 Source de rayons X (Fe^{55})

Les rayons X émis par le Fe^{55} emportent une énergie de 417 keV . Clairement la meilleure résolution obtenue (cf figure F. 10) ne présente pas un pic de saturation suffisant pour faire une quelconque calibration. La longueur d'absorption des rayons X étant de 5 cm dans du verre, il est logique de voir un tel spectre d'amplitude puisque le rayon X se convertit en moyenne loin des parois des canaux, et donc la probabilité d'émission d'un électron primaire est faible, conduisant à une grande dispersion de l'amplitude.

F.4.2 Source de β^- (Sr^{90})

La situation est encore pire avec une source de Strontium (Sr^{90}) émettant des β de 2.27 MeV et 546 keV (cf figure F. 10). Ces deux particules ont un parcours plus grand que l'épaisseur que la galette et ne peuvent donner une bonne résolution.



*Figure F. 10 : Meilleurs histogrammes d'amplitude obtenus
 A : avec une source de Fe⁵⁵,
 B : avec une source de Sr⁹⁰,
 C : avec une source de Am²⁴¹*

F.4.3 Source de particules α (Am^{241})

L'histogramme d'amplitude est bien meilleur dans ce cas puisque les particules α provoquent l'émission des électrons secondaires à l'entrée des microcanaux. On obtient typiquement une résolution $R_{(G)} \simeq 110 \%$, comme indiqué sur la figure F.10C, pour une tension de 1950 V appliquée sur la chaîne.

F. 5 Conclusion

A la suite de tous ces tests, on a donc décidé d'utiliser des galettes de microcanaux de rapport $l/d = 40$, qui donnaient à l'aide d'un montage en chevron et en espaçant les deux galettes de 160 μm , une résolution sur l'amplitude $R_{(G)} \simeq 120 \%$, suffisante pour nos besoins. La résolution spatiale des anodes résistives de 250 μm est suffisante pour séparer les ions Ar^{2+} . Enfin, on a choisi des sources de particules α pour calibrer le mesureur.

RÉFÉRENCES

- [1] K. Brown et al : *Proposal for Experiment Investigation of Final Focus Optical Systems for High Energy e^+e^- Linear colliders* (Mai 1989)
- [2] J. Buon et al. : *A Beam Size Monitor for the Final Focus Test Beam*, Nucl. Instr. Meth. **A306** (1991) 93-111 et LAL/RT 90-14
- [3] J. Rees : *Using ions to probe the transverse size of a bunch*, SLAC-AP 24 (Mai 1984)
- [4] C. Prescott : SLAC internal memorandum (non publié)
- [5] J. Buon : *Possibility to measure very small spot sizes using gas ionization at future linear colliders*, Part. Accel. 31, 39 (1990), présenté à la 14^{ième} Conference on High Energy Accelerators, Tsukuba, Japon (Août 1989) et LAL/RT 89-05
- [6] P. Chen : *Plasma Focusing and Diagnostic of High Energy Particles Beams*, SLAC-PUB 5186, Septembre 1990
- [7] Final Focus Test Beam Project Design Report, SLAC-Report 376 (1991)
- [8] voir entre autres G. Roy : thèse de doctorat de l'Université Paris XI, *Analyse de l'optique du Final Focus Test Beam à l'aide de méthodes basées sur les algèbres de Lie*, LAL 92-20 (Avril 1992)
- [9] T. Shintake : *Nano-meter Beam Size Monitor by Laser-Compton Scattering (Laser Compton Beam Size Monitor)*, proceeding du 8^{ième} symp. "Accelerator Science and Technology", 25-27 Novembre 1991, Saitama, Japon

Proposal of Nano-meter Beam Size Monitor for e^+e^- linear colliders, Nucl. Instr. Meth. **A311** (1992) 453-464
- [10] F. Villa : *Liquid Wire Spot Size Monitor* paru dans "FFTB Collaboration Meeting, October 11-12, 1993", D. Burke éditeur
- [11] Voir pour les paramètres les plus récents le compte rendu de "*Linear Collider 93*", à paraître
- [12] Voir pour les paramètres les plus récents le compte rendu de "*Linear Collider 93*", à paraître
- [13] J.J. Murray et al. : *The Completed Design of the SLC Final Focus System*, SLAC-PUB 4219 (1987)
- [14] K. Brown : *A Conceptual Design of Final Focus Systems for Linear Colliders*, SLAC-PUB 4159 (1987)

- [15] K. Brown et R. Servranckx : *First and Second Order Charged Particle Optics*, SLAC-PUB 3381 (Juillet 1984)
- [16] K. Oide : *Design of Optics for the Final Focus Test Beam at SLAC*, SLAC-PUB 4953 (1989)
- [17] C. Field, communication privée
- [18] S. Wagner : *Laser Wire Spot Size Monitor*, paru dans "FFTB Collaboration Meeting, October 11-12, 1993", D. Burke éditeur
- [19] J. Norem : *A Beam Profile Monitor for Small Electron Beams*, Rev. Sci. Instrum., Vol. 62 (1991) 1464-1467
- [20] L. Landau et L. Lifchitz : *Théorie quantique relativiste*, éditions MIR
- [21] W.W.M. Allison et J.H. Cobb : *Relativistic charged particles identification by energy loss*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. Vol. 30 (1980) 253-298
- [22] J.H. Cobb, W.W.M. Allison et J.N. Bunch : *The Ionisation of Relativistic Charged Particles in Thin Gas Samples and its use for Particle Identification*, Nucl. Instrum. Meth. 133 (1976) 315-323
- [23] V.N. Baier, V.M. Katkov et V.M. Strakhovenko : *Role of Geometrical factors in bremsstrahlung in colliding e^+e^- beams*, Sov. J. Nucl. Phys. 36 (1982) 95
- G.L. Kotkin, S.I. Polityko et V.G. Serbo : *Influence of the transverse dimensions of Colliding Beams on processes of bremsstrahlung and production of e^+e^- pairs*, Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985) 440
- [24] F. Le Diberder : *Extension of the quasi-real photon beam in space* (Janvier 1990)
- F. Le Diberder : *Extension of the quasi-real photon beam in space (II)* (Février 1990)
- [25] P. Chen, D. Burke, M. Hildreth et R. Ruth : *A Plasma Beam Size Monitor*, SLAC-AAS 41, 1988
- [26] F. Le Diberder : *Longitudinal momentum transferred to ions* (Mai 1990)
- [27] Série 9 High Speed Solenoid Valve from General Valve Corporation, Fairfield, N.J. 07004, USA
- [28] Model FIG 1, Fast Ionization Gauge, from Beam Dynamics Inc., Minneapolis, Minnesota 55417, USA
- [29] G.M. Haller, D. Freytag et al. : *The Front-End Analog and Digital Signal Processing Electronics for the Drift chambers of the Stanford Large Detector*, SLAC-PUB-5317, Octobre 1990
- et D. Freytag et al. : *Waveform Sampler CAMAC Module*, IEEE, Vol. 33, No. 1 (Février 1986)

- [30] A. Ducorps, LAL
- [31] J.L. Wiza : *Microchannel Plate Detectors*, Nucl. Instrum. Meth. 162 (1979) 587-601
- [32] A.J. Guest : *Un modèle mathématique pour l'étude par ordinateur du fonctionnement d'une galette de microcanaux*, Acta Electronica, Vol. 14, No. 1, 79 - 97 (1971)
- [33] M. Audier, thèse du Conservatoire National des Arts et Métiers : *Etude d'un multiplificateur à galettes de microcanaux à gain élevé et présentant de très faibles fluctuations statistiques de gain* (Décembre 1980)
- [34] W.B. Colson, J. McPherson et F.T. King : *High Gain Imaging Electron Multiplier*, Rev. Sci. Instrum., Vol. 44, No. 12 (Décembre 1973)
- [35] R. Gao et al. : *Review of Scientific Instrumentation*, Vol. 55 p 1756 (1984)
- [36] B. Schram et al. : *Physica* 32, p 749 (1966)
- [37] voir entre autre : O.H.W. Siegmund et al. : *High Amplitude Events in Microchannel Plates*, IEEE, Vol. 36, No. 1
- [38] voir entre autre : G.W. Fraser, J.F. Pearson et J.E. Lees : *Dark Noise in Microchannel Plate X-Ray Detectors*, Nucl. Instrum. Meth. **A254** (1987) 447-462
- [39] J. Buon et V. Lepeltier : *Report on MCP tests of April 92 at the Orsay linac*, FFTB Memorandum (Juillet 1992)
- [40] S. Cloche et C. Louis : *Rapport de stage*, (Juillet 1991)
- [41] V. Lepeltier : *Bruit de fond, faux ions et ions précoces*, BSM Note (Février 1994)
- [42] M.S. Avilov et T.J. Seeman : *The Analysis of transverse Beam Tail Distribution of Bunches with non Gaussian Shapes*, publié dans le compte rendu de la "XVth International Conference on High Energy Accelerators", p 882
- [43] J. Buon : *Temps de vol minimum des ions Ar⁺ et fit*, BSM Note
- [44] Selon l'idée originale de F. Le Diberder
- [45] F. Le Diberder et P. Puzo : *Measurement of the aspect ratio*, BSM Note, 5 Juillet 1991
- [46] R. Clerc : *Simulation de trajectoires d'ions dans une géométrie à trois dimensions*, rapport de stage (Juin-Juillet 1992)
- [47] G. Le Meur et F. Touze : *PRIAM, a self consistant Final Elements Code for Particule Simulation in Electromagnetic Fields*, EPAC 1990, Nice, Editions Frontières, p 1693-1695
- [48] Compte rendu de "Linear Collider 93", à paraître

- [49] M.D.Perry et al., *Multiphoton Ionization of Noble Gases by an Intense 10^{14} W/cm² dye Laser*, Phys. Rev.A, Vol. 37, No. 3, p 747 (Février 1988)
- [50] L.V. Keldysh : *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, Soviet Physics JETP, Vol. 20, No. 5 (Mai 1965)
- [51] J. Berkowitz : *Photoabsorption, Photoionization and Photoelectron Spectroscopy*, Academic Press (1979)
- [52] *Handbook of Chemistry and Physics*, 69^{ième} édition, F 170 - F 173 (1988-1989)
- [53] M. Lamoureux, thèse de doctorat de l'Université Paris XI : *Etude théorique de l'influence du degré d'ionisation sur la photoionisation atomique en sous couche 2p et 3p* (1979)
- [54] R. Chapman et R. Henry : *Photoionization cross-sections for atoms and ions of Aluminium, Silicon and Argon*, The Astrophysical Journal, Vol. 173 (1972) 243 - 245
- [55] V. Schmidt et al. : *Double Ionization of Rare Gases - Ion Formation by Photon Impact*, Physical Review A, Vol. 13, No. 5 (Mai 1976)
- [56] J. Samson : *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Vol. 2 p 237 (1966)
- [57] J.M. Bizau, thèse de doctorat de l'Université Paris VII : *Contribution à l'étude des processus de photoionisation en phase gazeuse par spectroscopie d'électrons à l'aide du rayonnement synchrotron* (Avril 1981)
- [58] J. Buon, F. Le Diberder et P. Puzo
- [59] M. Bassetti et G.A. Erskine : CERN/ISR-TH/80-06
- [60] G.W. Fraser, J.F. Pearson, G.C. Smith, M. Lewis et M.A. Barstow : *The gain Characteristics of Microchannel Plates for X-ray Photon Counting*, IEEE, Vol. NS-30, No. 1 (Février 1983)

REMERCIEMENTS

Je remercie M. Davier de m'avoir accueilli dans son laboratoire et d'avoir accepté de présider ce jury. Je remercie D. Burke et J.L. Laclare d'avoir accepté d'en faire partie, ainsi que M. Baubillier et J. Bosser pour avoir accepté d'être rapporteur de ce travail.

Je remercie les membres du groupe FFTB au LAL : J. Buon, J.P. Coulon, J. Jeanjean, F. Le Diberder, V. Lepeltier, G. Martin, J. Perez Y Jorba et J. Rypko. Merci à François pour sa promptitude à répondre à mes questions. Merci à Vincent pour sa disponibilité. Merci à Jack pour son amitié. Enfin et surtout, merci à Jean pour les nombreuses heures passées à travailler ensemble.

Merci également à ceux qui ont contribué à faire que mon séjour à SLAC reste inoubliable : K. Bouldrin, D. Burke, C. Field, L. Eriksson, P. Holik, P. Tenenbaum et F. Villa. Merci à Dave pour son support, aussi bien professionnel que personnel. Merci à Clive pour son aide permanente. Merci à Leif et à Paul pour leur amitié.

Merci à A. Ducorps pour m'avoir fait profiter de son incomparable expérience sur le Macintosh.

Merci à H. Nguyen Ngoc pour m'avoir fait découvrir la physique, la vraie, pas celle qu'on apprend dans les livres.

Merci à Laurent pour sa patience dans ses explications.

Merci à M. Jegou pour son aide dans mes problèmes administratifs lorsque j'étais à SLAC.

Merci à tous les membres du Secrétariat Scientifique qui, sous la responsabilité de N. Mathieu, ont contribué à la réalisation de ce document. Merci surtout à C. Bourge, J. Brosselard et C. Eguren pour avoir mis en forme cette thèse en un temps record. Merci à B. Mazoyer pour toutes les figures réalisées. Et merci à J. Pennec pour la reprographie de cette thèse.

Enfin et surtout, merci à Catherine.

