



**HAL**  
open science

# Spectroscopie de Précision des Atomes Pioniques et Antiprotoniques

Pascal El-Khoury

► **To cite this version:**

Pascal El-Khoury. Spectroscopie de Précision des Atomes Pioniques et Antiprotoniques. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1998. Français. NNT : . tel-00011580v1

**HAL Id: tel-00011580**

**<https://theses.hal.science/tel-00011580v1>**

Submitted on 10 Feb 2006 (v1), last revised 10 Feb 2006 (v2)

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

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



**LABORATOIRE  
KASTLER BROSSEL**



**Thèse de doctorat de l'Université Paris 6**

Spécialité : Physique Atomique

*présentée par*

**Pascal EL-KHOURY**

Pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

*Sujet :*

**Spectroscopie de Précision  
des Atomes Pioniques et Antiprotoniques**

*Soutenue le 3 Avril 1998 devant le jury composé de :*

<b>M. R. McCARROLL</b>	Président
<b>M. G. BORCHERT</b>	
<b>M. J.-P. EGGER</b>	Rapporteur
<b>M. O. GORCEIX</b>	Rapporteur
<b>M. P. INDELICATO</b>	Directeur de thèse



*A mes parents...*



*Ce travail de thèse a été effectué en un premier temps au Laboratoire de Physique Atomique et Nucléaire sous la direction de M. Jean-Pierre Briand, et en un second temps au Laboratoire Kastler Brossel sous la direction de Mme Michèle Leduc. Je remercie M. Briand pour l'aide qu'il m'a apportée au début de ma thèse, et Mme Leduc pour m'avoir si gentiment accueilli dans son laboratoire et pour l'intérêt qu'elle a porté à l'avancement de mon travail.*

*Cette thèse a été effectuée sous la direction de M. Paul Indelicato. Je le remercie de m'avoir accueilli dans son équipe et de m'avoir permis de participer à plus de 160 jours de travail sur accélérateurs. Je remercie également MM. Jean-Pierre Egger, Olivier Gorceix, Gunter Borchert et Ronald McCarroll d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse et d'avoir lu avec attention et patience ce mémoire.*

*Je remercie la Communauté Européenne (contrat n° CHRX-CT94-0505) et l'OTAN (contrat n° CRG-960623) d'avoir pris en charge les frais de mission au cours de mes déplacements au CERN, à PSI et à Jülich.*

*Je voudrais remercier tous les membres de la collaboration européenne, notamment:*

***Gunter Borchert*** pour ses explications diverses sur les propriétés des cristaux de Bragg, son chaleureux accueil quand j'allais à Jülich, sa bonne humeur et sa gentillesse,

***Detlev Gotta*** qui m'a initié d'une façon inégalée au monde des expériences sur accélérateurs. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a accordée, pour son enthousiasme à répondre à mes questions, ses explications intéressantes sur le fonctionnement du spectromètre, sur la physique nucléaire et la physique des particules, et pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec lui, et qui duraient parfois jusqu'à 4 heures du matin (!),

***Jean-Pierre Egger*** pour ses explications indispensables sur le fonctionnement des CCD, pour sa sympathie et sa simplicité malgré ses qualités de grand physicien,

***Leo Simons*** de n'avoir jamais hésité à répondre à mes questions sur le fonctionnement de la trappe cyclotron, pour sa bonne humeur le matin, pour le travail sérieux qu'il a fait,

***Dimitrios Anagnostopoulos*** qui a toujours été disponible pour m'aider dans l'analyse des données, pour me fournir les valeurs des paramètres qui me manquaient, discuter avec moi et m'encourager,

***Klaus Kirch*** pour avoir toujours su répondre à mes questions et pour nos discussions enthousiastes et intéressantes,

***Peter Hauser, Didier Chatellard et Michel Augsburg*** qui, grâce à leur humour et à leur sympathie, ont fait des « shifts » des moments agréables et des souvenirs inoubliables,

**Manfred Daum** pour ses explications sur le fonctionnement des accélérateurs, et **Khalid Rashid** pour sa bonne humeur et sa sympathie lors des expériences au CERN,

et enfin, mes collègues allemands **Hubert Gorke, Stefan Lenz et Thomas Siems** pour les bons et les mauvais moments qu'on a passés ensemble.

Nombreuses sont les personnes que j'ai connues au cours de ma thèse: Stéphane Boucard avec qui j'ai partagé le même bureau pendant presque deux ans, Thomas Coudreau, Antonio Zelaquett-Khoury, Matthias Vaupel, Pierre-François Cohadon, Hichem Eleuch, Laurent Vernac, Alberto Bramati, Gaëtan Messin, Jean-Pierre Hermier, Thibaut Jonckheere, Catherine Schwob, Benoît Grémaud, Astrid Lambrecht, Agnès Maître, François Nez, Bruno Manil, Eric-Olivier Le Bigot et beaucoup d'autres. Je les remercie pour les mots échangés qui ont fait du laboratoire un lieu sympathique.

Je voudrais également remercier Blandine Moutiers et Karine Gautier pour leur aide dans les différentes démarches administratives. Je remercie tout particulièrement Blandine d'avoir été pour moi non simplement une collègue, mais une vraie amie. Avec son humour et sa gentillesse, elle a apporté beaucoup de sympathie aux moments qu'on a passés ensemble. Je la remercie pour son aide, ses encouragements et son amitié. A ce propos, je remercie spécialement Pierre-François de m'avoir fait la chronique du temps au secrétariat, et toutes les personnes qui se sont intéressées à mon emploi du temps, en espérant que cela les a aidées à penser à autre chose que la physique!

Je n'oublierai pas de remercier Francesca Grassia et Yassine Hadjar pour avoir prêté une oreille attentive à mes problèmes. Je leur en suis reconnaissant.

Un grand merci collectif à toutes les personnes du LPAN: Renaud Pras, Gilles Borsoni, Sébastien Thuriez, Gianni Giardino, Vincent Le Roux, Nicolas Béchu, Serge Dreuil, Guillaume Machicohane, Lucile de Billy, Michèle Lamoureux, Pierre Charles, Annie De Corte et bien d'autres pour leur aide et leur amitié.

Pour finir, je voudrais remercier chaleureusement toute ma famille qui n'a jamais cessé de me soutenir et de m'encourager tout le long de mes longues années d'études. Je dédie ce mémoire tout particulièrement à mon père à qui je dois ma vocation pour la physique, et qui était et qui reste mon professeur préféré.

# Sommaire

---

---

<b>INTRODUCTION GÉNÉRALE.....</b>	<b>5</b>
<b>1. NOTIONS FONDAMENTALES .....</b>	<b>9</b>
1.1. INTRODUCTION AUX ATOMES EXOTIQUES.....	9
1.1.1. Définition et aperçu historique.....	9
1.1.2. Propriétés générales des atomes exotiques.....	10
1.1.3. Formation des atomes exotiques et cascade atomique.....	10
1.2. MOTIVATION.....	12
1.2.1. Mesure de la masse du pion.....	12
1.2.2. Etude du protonium.....	14
<b>2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.....</b>	<b>19</b>
2.1. INTRODUCTION.....	19
2.2. LA TRAPPE CYCLOTRON.....	21
2.2.1. Introduction.....	21
2.2.2. Description.....	22
2.2.3. Principe de fonctionnement.....	23
2.2.4. Réglage.....	24
2.3. LE SPECTROMÈTRE DE BRAGG.....	25
2.3.1. Loi de Bragg.....	25
2.3.2. Acceptance angulaire d'un cristal.....	26
2.3.3. Cristaux de Bragg.....	28
2.3.4. Géométrie du spectromètre.....	29
2.3.5. Le spectromètre de Jülich.....	32
2.4. LE DÉTECTEUR CCD.....	35
2.4.1. Description.....	35
2.4.2. Puits de potentiel.....	36
2.4.3. Lecture d'un CCD (couplage des charges).....	37
2.4.4. Bruit thermique.....	39
2.4.5. Fonctionnement du CCD.....	39
2.4.6. Caractéristiques des CCD de Neuchâtel.....	40
<b>3. ANALYSE DES DONNÉES .....</b>	<b>43</b>
3.1. INTRODUCTION.....	43
3.2. POSITION DU PROBLÈME.....	45
3.2.1. Spectres de calibration.....	45
3.2.2. Spectres en énergie des atomes exotiques.....	46
3.3. RECONNAISSANCE DES RAYONS-X.....	47



3.3.1. Etude de la diffusion de charges (Charge-splitting).....	48
3.3.2. Rejet du bruit de fond .....	51
3.3.3. Principe du calcul.....	52
3.3.4. Efficacité de la méthode.....	56
3.4. SPECTRE EN POSITION.....	56
3.5. CORRECTIONS AUX SPECTRES.....	60
3.5.1. Correction de la courbure du réflecteur .....	60
3.5.2. Détermination du décalage entre les CCD.....	64
3.5.3. Elimination des pixels défectueux.....	66
3.6. DÉTERMINATION DE L'ÉNERGIE DE LA TRANSITION.....	70
3.7. CALCUL DE LA LARGEUR DE LA RAIE.....	72
3.8. CORRECTIONS A L'ÉNERGIE.....	73
3.8.1. Correction due à l'alignement du CCD.....	73
3.8.2. Correction due à la rotation du cristal.....	75
3.8.3. Effet de l'indice de réfraction du cristal - Correction de la loi de Bragg .....	78
<b>4. MESURE DE LA MASSE DU PION.....</b>	<b>81</b>
4.1. INTRODUCTION.....	81
4.2. PRODUCTION DES PIONS .....	83
4.3. PRÉPARATION DE L'EXPÉRIENCE .....	84
4.3.1. Transitions pioniques .....	84
4.3.2. Raie de calibration .....	86
4.3.3. Choix des cristaux .....	87
4.4. MESURES.....	87
4.4.1. Azote pionique .....	89
4.4.2. Calibration.....	90
4.5. ÉNERGIE DE LA TRANSITION PIONIQUE .....	93
4.5.1. Calcul de l'angle de calibration $\theta_{Cu}$ .....	94
4.5.2. Positions réelles de l'azote pionique .....	95
4.5.2.1. Calcul de $\Delta X_{rot}$ .....	95
4.5.2.2. Calcul de $\Delta X_{align}$ .....	95
4.5.2.3. Défocalisation.....	97
4.5.2.4. Effets géométriques.....	97
4.5.3. Energie de l'azote pionique.....	98
4.6. CALCUL D'ERREURS .....	99
4.7. RELATIONS DE DISPERSION.....	101
4.7.1. Evaluation des corrections .....	102
4.7.2. Résolution instrumentale et explosion coulombienne.....	102
4.8. MASSE DU PION .....	103
4.9. RÉSULTATS ET DISCUSSION .....	104
<b>5. SPECTROSCOPIE X DU PROTONIUM.....</b>	<b>109</b>
5.1. INTRODUCTION.....	109

---

5.2. PRODUCTION DES ANTIPROTONS.....	110
5.3. PRÉPARATION DE L'EXPÉRIENCE .....	113
5.4. MESURES.....	115
5.4.1. <i>Résolution instrumentale</i> .....	115
5.4.2. <i>Spectre de silicium</i> .....	117
5.4.3. <i>Hydrogène antiprotonique</i> .....	118
5.5. DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DE L'INTERACTION FORTE POUR L'HYDROGENE ANTIPROTONIQUE ...	121
<b>CONCLUSION .....</b>	<b>125</b>
<b>RÉFÉRENCES.....</b>	<b>127</b>



# Introduction générale

---

---

Le développement des accélérateurs modernes, fournissant des faisceaux intenses de particules, a permis un essor important de la physique des atomes exotiques. Un atome exotique, où un des électrons est remplacé par une autre particule de charge négative, est un système simple d'un grand intérêt en physique. En effet, suivant la nature de la particule et le choix de la transition, l'étude de l'atome exotique peut fournir des informations, soit sur la particule elle-même, soit sur le noyau ou bien encore sur l'interaction entre les deux composantes du système. On a ainsi étudié la distribution de charge de nombreux noyaux atomiques, en mesurant l'énergie des rayons-X émis par des atomes muoniques; aussi, les masses du pion et du kaon ont été déterminées par spectroscopie des atomes exotiques appropriés. Ainsi, la physique des atomes exotiques s'avère être un domaine multidisciplinaire qui se situe à l'interface de la physique atomique, la physique nucléaire et la physique des particules élémentaires.

Notre équipe s'intéresse surtout aux interactions fondamentales, et mène à cet effet une activité de recherche fondamentale tant au niveau théorique qu'expérimental. Au cours de ma thèse, j'ai été concerné par la partie expérimentale qui porte sur la *spectroscopie de précision des atomes exotiques*. Plus particulièrement, nous nous sommes intéressés à deux types d'atomes exotiques: les atomes pioniques et les atomes antiprotoniques. La présente thèse traite donc de deux sujets différents qui portent, l'un sur la physique nucléaire, l'autre sur la physique des particules élémentaires, mais comme je viens de le mentionner, les deux sujets tombent dans le même cadre expérimental, celui des atomes exotiques: le même dispositif expérimental est utilisé sous différentes conditions, pour obtenir des résultats différents.

D'une part, nous avons porté notre attention sur les atomes antiprotoniques, plus particulièrement sur les atomes légers comme l'hydrogène antiprotonique (système  $\bar{p}H$  ou  $p\bar{p}$ ), appelé encore « protonium », et l'hélium antiprotonique ( $\bar{p}^4He^+$ ) ainsi que sur leurs isotopes: le deutérium antiprotonique ( $\bar{p}D$ ) et l'hélium 3 antiprotonique ( $\bar{p}^3He^+$ ). L'étude de ces systèmes simples permet la détermination de certains

paramètres expérimentaux, nécessaires au développement théorique du potentiel d'interaction entre nucléons  $N$  et antinucléons  $\bar{N}$ .

D'autre part, nous nous sommes intéressés aux atomes pioniques dans le but de mesurer la masse du pion; le pion ou le méson- $\pi$  étant la particule d'échange de l'interaction nucléaire forte entre hadrons à basse énergie.

Le travail s'est déroulé dans le cadre d'une collaboration européenne qui comprend, en plus de notre laboratoire (Laboratoire Kastler Brossel), un laboratoire allemand de l'Institut de Physique Nucléaire du Centre de Recherche Scientifique de Jülich (IKP-KFA Jülich)<sup>1</sup>, un laboratoire suisse de l'Université de Neuchâtel<sup>2</sup>, un deuxième laboratoire suisse de l'Institut Paul Scherrer (PSI)<sup>3</sup> et un laboratoire grec de l'Université d'Ioannina<sup>4</sup>; le laboratoire allemand étant le responsable de cette collaboration. Les différentes tâches du travail sont distribuées entre les différents membres de la collaboration. Ainsi, la formation des atomes exotiques est de la compétence du groupe du PSI (L.M. Simons), la dispersion spatiale des rayons-X par des cristaux de Bragg est l'œuvre du groupe de Jülich (G. Borchert, D. Gotta), tandis que la détection des rayons-X relève de la responsabilité du groupe CCD de l'Institut de Physique de Neuchâtel (J.-P. Egger). Notre équipe participe aux montages et réglages des expériences, à la prise et l'analyse des données, ainsi qu'au calcul théorique des énergies des transitions X dans les atomes exotiques, ce calcul étant indispensable au bon déroulement des expériences.

Les expériences se sont déroulées dans les centres de recherche spécialisés, capables de fournir les particules nécessaires à la formation des atomes exotiques. Les expériences portant sur les atomes antiprotoniques ont été effectuées au CERN<sup>5</sup> sur l'anneau de stockage d'antiprotons de basse énergie LEAR<sup>6</sup>, tandis que l'expérience sur la masse du pion s'est déroulée au PSI où un faisceau intense de pions peut être obtenu.

Ce mémoire comporte cinq chapitres:

Dans le premier chapitre, nous rappellerons des notions fondamentales sur les atomes exotiques, nous parlerons donc des propriétés générales de ces atomes et de certaines de leurs applications. Nous ferons aussi le lien entre les atomes exotiques et les deux

---

<sup>1</sup> Institut für Kernphysik - Forschungszentrum Jülich, D-52425 Jülich, Allemagne

<sup>2</sup> Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel, Suisse

<sup>3</sup> Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Suisse

<sup>4</sup> Department of Physics, University of Ioannina, GR-45110 Ioannina, Grèce

<sup>5</sup> Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire connu aujourd'hui sous le nom de Laboratoire Européen pour la Physique des Particules, CH-1211 Genève 23, Suisse

<sup>6</sup> Low Energy Antiproton Ring

sujets de ce travail, tout en montrant l'intérêt que présentent les mesures que nous avons voulu effectuer.

Ensuite, dans le deuxième chapitre, nous présenterons le dispositif expérimental qui se compose principalement de trois parties nécessaires à la formation des atomes exotiques, à la dispersion spatiale et à la détection des rayons-X émis par ces atomes lors de leur désexcitation. Nous discuterons des conditions de production de ces atomes, de la géométrie du spectromètre, et nous présenterons les caractéristiques des détecteurs utilisés, qui font d'eux un outil indispensable à la réussite de nos expériences.

Puis, nous aborderons dans le troisième chapitre, la méthode d'analyse des données qui consiste, d'une part, à rejeter le bruit de fond expérimental afin d'obtenir des spectres avec un bon rapport signal sur bruit, et d'autre part, à calculer l'énergie de la transition à partir de la position de la raie sur le détecteur et la géométrie du spectromètre. Nous parlerons aussi des différentes corrections qu'il faut apporter à ces deux opérations.

Le quatrième chapitre est consacré à la mesure de la masse du pion. Nous montrerons en détail comment les calculs et les corrections sont faits et nous présenterons notre résultat sur la masse du pion.

Enfin, le cinquième et dernier chapitre parle de l'expérience de spectroscopie du protonium. Les calculs ne seront pas détaillés puisqu'ils ressemblent bien à ceux présentés dans le Chapitre 4. Les paramètres de l'interaction forte du niveau  $2p$  du protonium sont présentés à la fin du chapitre.



# Chapitre 1

---

---

## NOTIONS FONDAMENTALES

Une définition générale, ainsi que plusieurs propriétés des atomes exotiques, sont présentées dans le premier paragraphe de ce chapitre. Nous montrerons ensuite deux exemples d'application aux atomes pioniques et antiprotoniques, en présentant l'intérêt des mesures que nous avons voulu faire.

### 1.1. Introduction aux atomes exotiques

#### 1.1.1. Définition et aperçu historique

Dans un atome “ordinaire”, le noyau de charge positive interagit avec des électrons, pour former des états atomiques liés. Lorsqu'un électron de l'atome est remplacé par une autre particule, différente de l'électron, on obtient ce que l'on appelle un “atome exotique”. La particule en question doit être chargée négativement pour former des états liés dans le potentiel coulombien du noyau, et a une masse plus importante que celle de l'électron. Le plus souvent, cette particule est un muon  $\mu^-$ , un pion  $\pi^-$ , un antiproton  $\bar{p}$ , un kaon  $K^-$  ou encore un  $\Sigma$ -hypéron  $\Sigma^-$ . Ainsi, à titre d'exemple, en remplaçant un électron de l'atome par un muon, un pion ou un antiproton, on forme respectivement un atome muonique, pionique ou antiprotonique.

L'existence des atomes exotiques a été postulée par Wheeler [1] en 1947 ainsi que par Fermi et Teller [2], juste après la découverte du méson- $\pi$ . Les premières espèces observées expérimentalement via leurs émissions de rayons-X caractéristiques des transitions atomiques ont été les atomes pioniques [3] en 1952 à Rochester, puis les atomes muoniques [4] en 1953 à Colombia. La première observation des atomes kaoniques (K-mésoniques) [5] a été faite en 1965 à Argonne, tandis que la formation des atomes  $\Sigma$ -hypéroniques [6] et antiprotoniques [7] date de 1970 au CERN où ces atomes ont été observés pour la première fois.



### 1.1.2. Propriétés générales des atomes exotiques

Les propriétés les plus remarquables des atomes exotiques peuvent être facilement comprises dans le cadre du modèle classique de Bohr. L'énergie de liaison  $E_n$  d'un niveau atomique  $n$  est donnée par la formule de Balmer:

$$E_n = -\frac{\mu c^2}{2} \left( \frac{Z\alpha}{n} \right)^2 \quad (1.1)$$

où  $\mu$  est la masse réduite du système noyau-particule,  $Z$  est la charge du noyau,  $\alpha$  la constante de structure fine,  $n$  le nombre quantique principal et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

Le rayon de Bohr correspondant  $r_n$  est donné par:

$$r_n = \frac{\eta^2}{\mu e^2} \frac{n^2}{Z} \quad (1.2)$$

$\eta$  étant la constante de Planck divisée par  $2\pi$ , et  $e$  la charge de l'électron. Comme la masse de la particule est grande par rapport à celle de l'électron, le rayon de Bohr correspondant est petit, et la particule se trouve donc bien à l'intérieur du cortège électronique, même pour des valeurs de  $n$  relativement grandes. Dans la mesure où le noyau peut toujours être considéré comme ponctuel, l'atome exotique peut être traité au premier ordre d'approximation comme étant un atome hydrogénoïde, puisque l'écrantage électronique de la charge nucléaire n'intervient pas, ou du moins est négligeable; le facteur  $Z$  est alors entièrement applicable. Suivant la masse de la particule, on s'attend donc à des énergies de transitions allant du keV jusqu'au MeV.

Pour les faibles valeurs de  $n$ , le rayon de Bohr de la particule est plusieurs ordres de grandeur plus petit que celui dans un atome ordinaire, et le recouvrement des fonctions d'onde de la particule et du noyau devient important. Cette dernière caractéristique fait des atomes exotiques un outil excellent pour étudier la structure du noyau.

### 1.1.3. Formation des atomes exotiques et cascade atomique

En principe, la formation des atomes exotiques est très simple. Il suffit de ralentir la particule incidente dans la cible, jusqu'à une énergie de quelques eV. A cette énergie, la particule a une vitesse qui est du même ordre de grandeur que celle des électrons dans l'atome. Lorsqu'elle passe à proximité d'un noyau, la particule est alors attirée par le champ coulombien de ce dernier.

D'après des affirmations communément admises sans démonstration [8,9,10], il est supposé que la probabilité de capture est plus grande pour les états où le recouvrement des fonctions d'onde de la particule et du système électronique est important. Ainsi, la particule remplace dans la plupart des cas 1 électron de la couche K, où la densité électronique est plus grande. Au moment de sa capture, la particule a donc un rayon de Bohr égal à celui d'un électron K. D'après l'équation (1.2), on peut calculer le nombre quantique principal  $n_{ex}$  de la particule lors de sa capture, et on trouve facilement (pour un électron K,  $n_e = 1$ )

$$n_{ex} = \sqrt{\frac{\mu_{ex}}{\mu_e}} \quad (1.3)$$

où  $\mu_{ex}$  et  $\mu_e$  sont les masses réduites des systèmes particule-noyau et électron-noyau respectivement. Pour les systèmes  $p\bar{p}$  et  $\bar{p}D$  on obtient  $n_{ex}(p\bar{p}) = 30$  et  $n_{ex}(\bar{p}D) = 35$ . Pour l'azote pionique  $\pi^{-14}N$ , la valeur  $n_{ex} \approx 16$  est obtenue.

On voit donc que la particule est capturée dans un état de grand  $n$  et doit subir une cascade atomique pour atteindre le niveau fondamental. La cascade atomique se manifeste en un premier temps par des transitions non radiatives, où l'atome éjecte ses électrons par effet Auger, et en un second temps par des transitions radiatives où la désexcitation se produit par émission de photons X.

La durée de vie d'un atome exotique est limitée par la durée de vie de la particule, dans le cas où la particule est instable, ou par la durée de la cascade atomique, le temps que met la particule pour atteindre le noyau. Dans le cas des atomes hadroniques, la particule est alors absorbée par le noyau via l'interaction forte. Dans le cas des atomes muoniques, le muon se désintègre à la fin de la cascade, ou bien il est capturé par le noyau via l'interaction faible. Le temps de capture de la particule et de la cascade atomique est relativement court par rapport à la durée de vie de la particule. De ce fait, la durée de vie de l'atome exotique se trouve limitée par la durée de la cascade atomique qui est de l'ordre de  $10^{-15}$  s.

□ Pour conclure, notons qu'il y a en gros deux régimes différents dans un atome exotique. Il est utile de se référer à la taille moyenne du noyau  $R_N$  et le rayon moyen de l'orbite de la particule  $\langle r_x \rangle$  pour décrire ces deux régimes:

- (i) Régime hydrogénoïde:  $R_N \ll \langle r_x \rangle$
- (ii) Régime nucléaire:  $R_N \sim \langle r_x \rangle$

Le régime hydrogénoïde permet la détermination de certains paramètres de la particule, comme la masse ou le moment magnétique. En outre, si on considère que les propriétés de la particule, ainsi que les niveaux d'énergie (calculés par l'électrodynamique quantique) sont bien connus, le régime nucléaire nous permet

l'investigation des propriétés du noyau atomique, ou de l'interaction de la particule avec le noyau.

## 1.2. Motivation

### 1.2.1. Mesure de la masse du pion

La question de savoir si les neutrinos ont une masse non nulle est d'une grande importance en cosmologie. En fait, les neutrinos sont de bons candidats pour la matière cachée de l'Univers. Une masse non nulle des neutrinos, influencera la valeur de la densité de l'Univers, et permettra une meilleure description de son expansion.

Une méthode utilisée au PSI pour mesurer la masse du neutrino muonique repose sur la désintégration d'un pion au repos [11,12]. Un pion positif ( $\pi^+$ ) se désintègre pour donner un muon positif ( $\mu^+$ ) et un neutrino muonique ( $\nu_\mu$ ):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.4)$$

En écrivant le 4-vecteur impulsion-énergie de l'équation (1.4), pour un pion se désintégrant au repos, on remonte facilement à la masse du neutrino muonique au carré ( $m_{\nu_\mu}^2$ ), qui s'exprime en fonction de la masse du pion ( $m_{\pi^+}$ ), la masse du muon ( $m_{\mu^+}$ ) et l'impulsion du muon lors de cette désintégration du pion au repos ( $p_{\mu^+}$ ):

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_{\pi^+}^2 + m_{\mu^+}^2 - 2m_{\pi^+} \sqrt{m_{\mu^+}^2 + p_{\mu^+}^2} \quad (1.5)$$

Pour calculer la masse du neutrino muonique, il suffit de connaître les trois quantités physiques figurant au second membre de l'équation (1.5). L'expérience effectuée au PSI pour mesurer la masse du neutrino muonique consiste à mesurer l'impulsion du muon. La méthode utilisée a atteint une précision telle que l'incertitude sur la masse du pion ( $\pm 2.5$  ppm) donne la plus grande contribution à l'erreur finale sur la masse du neutrino muonique (cf. § 4.9). Afin de fournir une meilleure détermination de la masse du neutrino, une mesure plus précise de la masse du pion est souhaitable.

D'autre part, la valeur la plus précise de la masse du pion, déterminée lors d'une expérience au PSI par Jeckelmann et al. [13,14], où les pions sont arrêtés dans du magnésium à l'état solide ( $^{24}\text{Mg}$ ), présente une ambiguïté provenant de l'hypothèse sur le nombre d'électrons K recapturés de la cible. La Figure 1-1 montre le spectre mesuré de la transition  $4f \rightarrow 3d$  du magnésium pionique. L'asymétrie de la raie est reproduite en majeure partie par deux pics. Le pic principal est attribué à la présence de 1 électron dans la couche K lors de la transition pionique  $4f \rightarrow 3d$ , le second à zéro électron dans la couche K (solution A). Plus tard, le même groupe a montré qu'une deuxième

configuration possible consiste à attribuer 2 électrons-K à la composante principale, et 1 électron-K à la seconde (solution B) [15]:

$$m_{\pi^-} \text{ (A)} = 139.56782 \pm 0.00037 \text{ MeV} \quad (1.6)$$

$$m_{\pi^-} \text{ (B)} = 139.56995 \pm 0.00035 \text{ MeV} \quad (1.7)$$

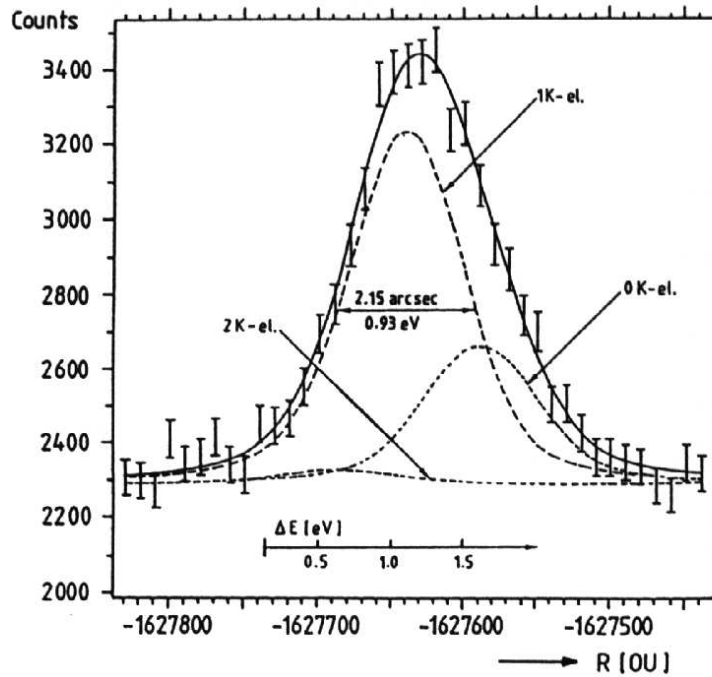


Figure 1-1: Spectre en énergie de la transition  $4f \rightarrow 3d$  du magnésium pionique, enregistré avec un spectromètre à cristaux de quartz de type DuMond [13]. L'axe des  $x$  est en unités optiques. La fonction d'ajustement est la somme de 3 pics attribués à zéro, un et deux électrons présents dans la couche K durant la transition du pion.

Le changement entre ces deux solutions a un impact important sur la masse du neutrino muonique au carré. La solution A mène à une valeur négative à 6.2 déviations standards (équation (1.8)), alors que la solution B donne une valeur compatible avec zéro (équation (1.9)) [16]:

$$m_{\nu_\mu}^2 \text{ (A)} = -0.148 \pm 0.024 \text{ MeV}^2 \quad (1.8)$$

$$m_{\nu_\mu}^2 \text{ (B)} = -0.022 \pm 0.023 \text{ MeV}^2 \quad (1.9)$$

Vue l'importance des implications, une mesure indépendante de la masse du pion était nécessaire pour décider de la validité de ces suppositions. Pour s'affranchir des

problèmes de recapture électronique de la cible solide, l'utilisation d'un milieu gazeux est indispensable. Ainsi, l'écrantage électronique n'intervient pas et l'ambiguïté de la détermination de la masse du pion n'existe pas. Cela est possible grâce à l'utilisation d'une trappe cyclotron. L'énergie de la transition est mesurée à l'aide d'un spectromètre de Bragg de haute résolution.

### 1.2.2. Etude du protonium

Lorsqu'un antiproton est arrêté dans de l'hydrogène, un atome d'hydrogène antiprotonique, appelé plus couramment « protonium » et noté  $p\bar{p}$ , pourrait se former suivant la réaction



L'électron de l'atome d'hydrogène est éjecté par effet Auger. L'atome exotique  $p\bar{p}$  se trouvant dans un état très excité (état de grand  $n$ ), se désexcitera par effets chimiques ou coulombiens (menant à la dissociation ou à une excitation rotationnelle et vibrationnelle de la molécule d'hydrogène  $H_2$ ), par effet Auger externe (impliquant l'ionisation des molécules d'hydrogène voisines), ou par émission de rayons-X.

Dans un gaz, où les collisions entre les molécules voisines d'hydrogène sont très réduites, la cascade atomique de l'atome  $p\bar{p}$  est plus régulière et la désexcitation de l'atome par émission de rayons-X est prédominante. A la fin de la cascade, lorsque l'antiproton atteint un état de petit moment angulaire, il s'annihile avec le proton par l'intermédiaire de l'interaction forte. L'interaction forte entre le proton et l'antiproton induit un décalage de l'énergie des plus bas niveaux atomiques par rapport à leurs valeurs purement électromagnétiques, alors que l'annihilation réduit la durée de vie du niveau, et les transitions X de ce dernier se trouvent donc élargies.

Des mesures précises du décalage en énergie et de l'élargissement des niveaux atomiques, livrent de précieuses indications sur la nature et la forme de l'interaction forte agissant entre nucléons  $N$  et antinucléons  $\bar{N}$  à énergie nulle.

Dans le cadre de la théorie des collisions, l'amplitude de diffusion, qui contient toute la physique de l'interaction projectile-cible, peut être développée dans une base de polynômes de Legendre, pour être alors quantifiée selon le nombre quantique relatif au moment cinétique  $l$ . Ainsi, on fait apparaître séparément la contribution des ondes de diffusion partielles S (pour  $l = 0$ ), P (pour  $l = 1$ ), etc... (voir par exemple [17] ou [18]). Le problème revient dans ce cas à déterminer les amplitudes de diffusions partielles  $f_l$ , quantifiées selon  $l$ .

A énergie nulle, les valeurs limites des  $f_l$  sont appelées les « longueurs de diffusion »  $a_l$  correspondant aux ondes de diffusion définies par  $l$ . Ainsi, l'amplitude totale de diffusion à énergie nulle, peut être exprimée en fonction des longueurs de diffusion  $a_l$ . Les longueurs de diffusions constituent donc les paramètres importants pour l'étude de l'interaction forte aux faibles énergies. Dans une expérience de diffusion, les longueurs de diffusion sont obtenues par extrapolation des amplitudes de diffusion à énergie nulle.

A ce stade, remarquons qu'il existe une analogie entre la diffusion à basse énergie, extrapolée à énergie nulle, et la mesure directe de l'effet de l'interaction forte dans les atomes exotiques, soit le décalage et l'élargissement hadroniques des niveaux atomiques. En effet, le décalage et l'élargissement d'un niveau  $(n,l)$  sont reliés directement à la longueur de diffusion de l'onde  $l$ , par la relation connue sous le nom de formule de Deser [19], et qui s'écrit en première approximation sous la forme générale suivante:

$$\varepsilon_{had} + i \frac{\Gamma_{had}}{2} \propto a_{p\bar{p}} \quad (1.11)$$

où  $\varepsilon_{had}$  : décalage et  $\Gamma_{had}$  : élargissement hadroniques du niveau  $(n,l)$  de l'atome  $p\bar{p}$  ;  
 $a_{p\bar{p}}$  : longueur de diffusion complexe du proton et de l'antiproton.

En mesurant les paramètres de l'interaction forte dans un atome exotique, nous accédons alors directement aux longueurs de diffusions.

Les atomes hadroniques forment un outil exceptionnel pour l'étude de l'interaction forte aux faibles énergies. Ce domaine d'énergie, important pour la compréhension des symétries de l'interaction forte et de leurs mécanismes de brisure, reste cependant mal compris, tant au niveau expérimental que théorique. En effet, aux faibles énergies (grandes distances), la force entre les quarks augmente avec la distance et l'utilisation d'une théorie perturbative, valable seulement quand les forces d'interaction sont faibles, devient impossible ce qui implique des complications énormes dans les calculs. D'autre part, l'extrapolation des résultats des expériences de diffusion à énergie nulle reste trop imprécise.

L'évaluation des paramètres de l'interaction forte dans les atomes hadroniques permet une mesure directe des longueurs de diffusion, évitant ainsi les problèmes d'extrapolation à énergie nulle rencontrés avec une expérience de diffusion. D'autre part, on a une distinction parfaite entre les ondes de diffusion (S, P, ...), aussi bien qu'une distinction entre les contributions de diffusion élastique (décrite par  $\varepsilon_{had}$ ) et d'absorption (décrite par  $\Gamma_{had}$ ).

Pour une description plus quantitative, plusieurs modèles ont été développés pour étudier l'interaction nucléons-antinuéons ( $N\bar{N}$ ) dans les atomes hadroniques. Ces modèles décrivent les états liés de l'antiproton avec le noyau et permettent de prédire le décalage et l'élargissement hadroniques des niveaux. Une méthode habituelle pour décrire l'interaction  $N\bar{N}$  se base sur un potentiel optique (complexe) dont la partie réelle dérive du potentiel de Paris, par application de la transformation de G-parité, alors que la partie imaginaire, décrivant l'annihilation, est ajoutée d'une façon phénoménologique [20].

Dans le Tableau 1-1 nous montrons les prédictions de différents modèles pour les deux premiers niveaux atomiques du protonium. La structure hyperfine de ces deux niveaux est notée ( $1^1S_0$ ,  $1^3S_1$ ) et ( $2^3P_2$ ,  $2^3P_1$ ,  $2^1P_1$ ,  $2^3P_0$ ), car dans l'atome du protonium, la structure hyperfine est du même ordre de grandeur que la structure fine. On recouple alors les spins du proton et de l'antiproton pour donner le label final. Les calculs théoriques pour ces niveaux ne sont cependant pas très consistants, ce qui montre qu'un travail au niveau théorique reste à faire.

$1^1S_0$		$1^3S_1$		$2^3P_2$		$2^3P_1$		$2^1P_1$		$2^3P_0$		réf.	VM ( $\varepsilon_{had}$ ) [meV]
$\varepsilon_{had}$	$\Gamma_{had}$	$\varepsilon_{had}$	$\Gamma_{had}$	$\varepsilon_{had}$	$\Gamma_{had}$	$\varepsilon_{had}$	$\Gamma_{had}$	$\varepsilon_{had}$	$\Gamma_{had}$	$\varepsilon_{had}$	$\Gamma_{had}$		
[keV]				[meV]									
				—	—	+35	16	+28	14	+69	118	[21]	—
				-5	45	-25	32	+25	29	+25	194	[22]	-2.27
-1.60	6.34	-0.53	0.63	+20	49	-2	36	+32	24	+27	39	[23]	+17.27
-0.86	1.49	-0.71	0.80	+3	28	-32	19	+30	28	+72	112	[24]	+0.81
-0.59	1.32	-0.87	1.26	+5	32	-37	24	+29	26	+84	130	[25]	+0.09
-0.60	1.14	-0.93	0.96	-15	20	-38	26	-2	26	-13	50	[26]	-17.72
-0.54	1.02	-0.75	0.68	+6	24	-36	20	+26	26	+74	114	[27] <sub>1</sub>	0
-0.50	1.26	-0.75	0.88	+3	30	-29	22	+29	26	+69	96	[27] <sub>2</sub>	+1.36

Tableau 1-1: Décalages  $\varepsilon_{had}$  et élargissements  $\Gamma_{had}$  hadroniques des premiers niveaux hyperfins du protonium (notation:  $n^{2S+1}L_F$ , où  $S$  est le spin total du proton et de l'antiproton), calculés avec différents modèles.

VM( $\varepsilon_{had}$ ): valeurs moyennes du décalage hadronique  $\varepsilon_{had}$  du groupe des trois transitions ( $2^3P_2$ ,  $2^3P_1$ ,  $2^1P_1$ ) calculées pour chacun des différents modèles en tenant compte des poids statistiques.

Du côté expérimental, seuls les paramètres du niveau  $1s$  ont été mesurés directement (Tableau 1-2). La précision obtenue n'a pas permis la résolution de la structure hyperfine. Ce niveau est d'ailleurs très large (800 eV) à cause de l'annihilation du proton avec l'antiproton. Aucune mesure du décalage du niveau  $2p$  n'a été faite. L'élargissement hadronique de ce niveau a été déduit indirectement du rapport d'intensité de toutes les transitions L alimentant le niveau  $2p$ , et la transition  $K\alpha$  ( $2p \rightarrow 1s$ ).

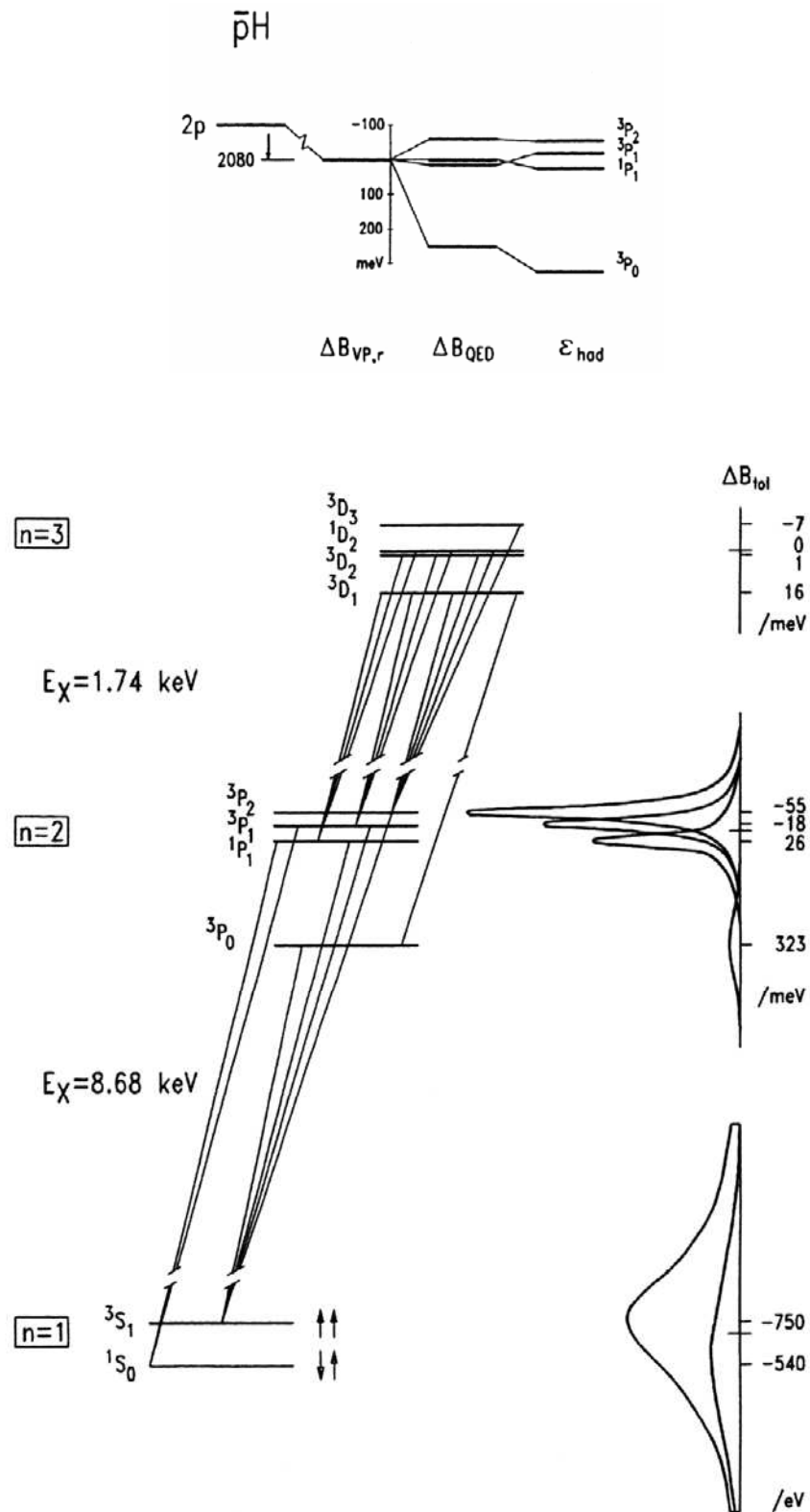


Figure 1-2: Séparation des niveaux  $2p$  hyperfins (en haut) et cascade atomique  $3d \rightarrow 2p \rightarrow 1s$  (en bas) dans le protonium. Les calculs électromagnétiques  $\Delta B_{QED}$  sont pris de [28], le décalage hadronique  $\epsilon_{had}$  de [27].



$1s$		$2p$		réf.
$\mathcal{E}_{had}$ [keV]	$\Gamma_{had}$ [keV]	$\mathcal{E}_{had}$ [meV]	$\Gamma_{had}$ [meV]	
$-0.750 \pm 0.060$	$0.900 \pm 0.180$	—	$45 \pm 10$	[29]
$-0.730 \pm 0.050$	$1.130 \pm 0.090$	—	—	[30]
$-0.740 \pm 0.150$	$1.600 \pm 0.400$	—	—	[31]
$-0.620 \pm 0.110$	$1.130 \pm 0.070$	—	$32 \pm 10$	[32]
$-0.726 \pm 0.036$	$1.119 \pm 0.053$	—	$39 \pm 7$	Valeur Moyenne

Tableau 1-2: Mesures expérimentales du décalage  $\mathcal{E}_{had}$  et de l'élargissement  $\Gamma_{had}$  hadroniques des niveaux  $1s$  et  $2p$  du protonium. Notons qu'aucune mesure n'a été faite pour le décalage du niveau  $2p$ , alors que l'élargissement de ce niveau a été mesuré indirectement.

Une mesure directe des paramètres de l'interaction forte du niveau  $2p$  peut être réalisée à l'aide d'un spectromètre de Bragg de haute résolution [33]. La Figure 1-2 montre la séparation des niveaux hyperfins  $2p$  obtenue avec le modèle Dover-Richard incluant les effets de l'interaction forte [27,34]. Le décalage et l'élargissement hadroniques étant plus importants pour le niveau hyperfin  $2^3P_0$  que pour les autres, on peut diviser ces niveaux en deux sous-groupes: ( $2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1$ ) et ( $2^3P_0$ ). Avec la précision prévue de  $\sim 0.3$  eV de notre spectromètre, nous nous attendons à pouvoir mesurer le décalage et l'élargissement du niveau  $2^3P_0$  ainsi que le décalage et l'élargissement moyens du sous-groupe ( $2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1$ ). Notons que les mesures antécédentes opéraient avec une précision de  $\sim 160$  eV.

Les techniques expérimentales utilisées pour la réalisation de cette mesure et celle de la masse du pion font l'objet du chapitre suivant.

# Chapitre 2

---

---

## DISPOSITIF EXPERIMENTAL

### 2.1. Introduction

L'appareillage expérimental se compose principalement de trois parties :

- 1) **la trappe cyclotron,**
- 2) **le spectromètre de Bragg,**
- 3) **le détecteur CCD.**

A cela s'ajoute bien entendu, les accélérateurs de particules des centres de recherche spécialisés où l'expérience doit se dérouler.

La trappe cyclotron se connecte à la ligne du faisceau pour décélérer et capturer les particules incidentes afin de former les atomes exotiques à étudier. Le spectromètre se connecte à la trappe pour recevoir les rayons-X émis par ces atomes lors de leurs désexcitations, et les diffracte à l'aide de cristaux de Bragg sur le détecteur CCD monté sur le bras du spectromètre. Les différentes parties sont interconnectées en respect de la géométrie de diffraction de rayons-X par les cristaux de Bragg. Le tout est maintenu sous vide pour éviter l'atténuation des rayons-X due à l'absorption dans l'air. La Figure 2-1 illustre l'image globale sous laquelle se présente le dispositif expérimental.

Dans les paragraphes qui suivent, on trouve une description détaillée des différentes parties citées ci-dessus. Nous commencerons par une explication rapide du fonctionnement de la trappe dont le rôle se limite à la formation des atomes exotiques dans les meilleures conditions envisageables. Le spectromètre de Bragg recevra une attention particulière vue son importance majeure dans la détermination des énergies des transitions radiatives. Enfin, on donnera une description détaillée du CCD puisqu'elle est indispensable à la compréhension de la formation des spectres. Cette dernière opération nécessite plusieurs étapes définies par la structure même du CCD, qui impose des critères particuliers à l'analyse des données (cf. Chapitre 3).

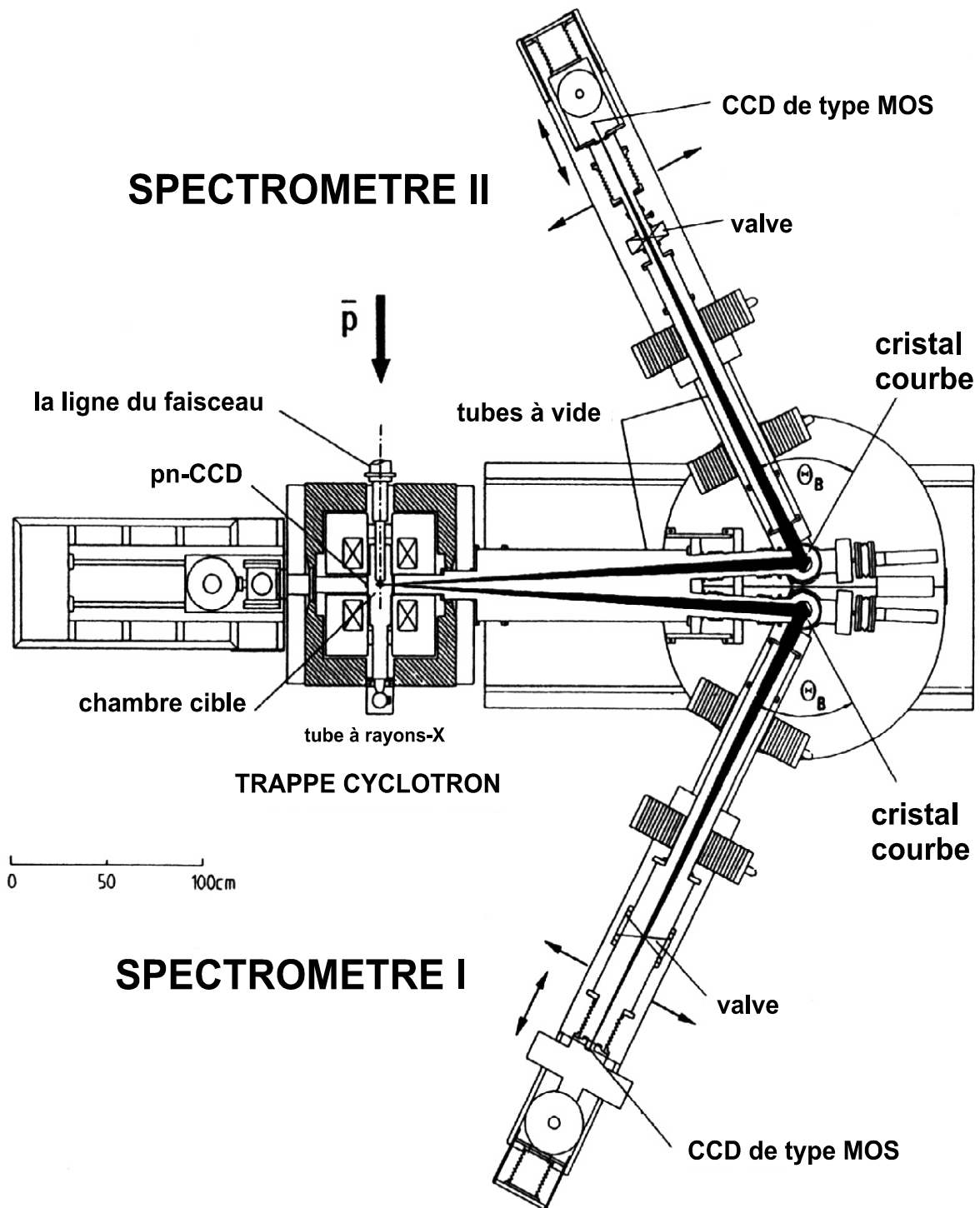


Figure 2-1: *Vue globale du dispositif expérimental. Les particules sont arrêtées à l'aide du champ magnétique dans la cible gazeuse au centre de la trappe cyclotron. Les rayons-X des atomes ainsi formés, sont dispersés selon leurs énergies, par réflexion sur les cristaux. En utilisant des détecteurs CCD, on peut déterminer précisément l'angle de diffraction des rayons-X, et obtenir ainsi une mesure précise de l'énergie. L'utilisation de deux bras du spectromètre permet d'augmenter la statistique de la mesure.*

## 2.2. La trappe cyclotron

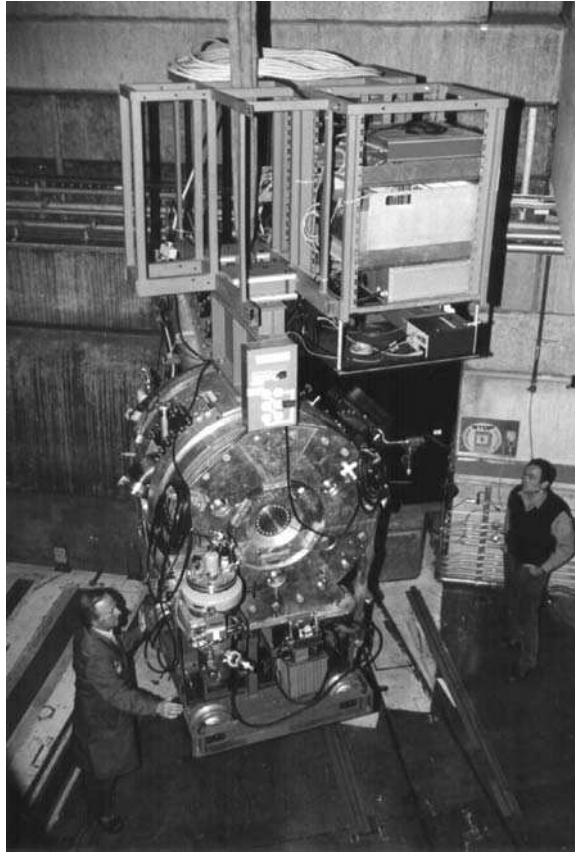


Figure 2-2: La trappe cyclotron lors de son installation dans la zone expérimentale  $\pi E5$  au PSI, pour l'expérience sur la mesure de la masse du pion.

### 2.2.1. Introduction

Les premières expériences visant le domaine de la physique des atomes exotiques, ont utilisé des milieux modérateurs solides ou liquides dans le but d'arrêter les particules incidentes. De tels milieux ne conviennent pas pour effectuer nos expériences sur les atomes antiprotoniques ou les atomes pioniques.

En fait, le problème primordial dans la spectroscopie des atomes antiprotoniques a toujours été la faible statistique dans les raies, même avec les intensités des faisceaux de particules modernes qui peuvent atteindre quelques  $5 \times 10^8 \bar{p}$  / heure au CERN-LEAR. L'atome  $p\bar{p}$  étant relativement petit et électriquement neutre peut traverser les atomes voisins. Il est soumis, lors des collisions avec les molécules  $H_2$  du milieu modérateur, à un champ électrique intense et fluctuant. L'effet Stark lève alors la dégénérescence du moment angulaire, et les états atomiques se mélangent, ce qui perturbe la cascade de l'antiproton vers l'état fondamental. Ceci mène à une annihilation de l'antiproton depuis des états  $s$  et  $p$  de grands  $n$  (nombre quantique

principal). Par conséquent, le taux des transitions  $X$  entre états atomiques de faible  $n$  se trouve considérablement réduit [35]. Comme cet effet dépend de la probabilité de collision avec les atomes voisins, il est prépondérant dans les milieux denses, c'est à dire les milieux solides et liquides.

En ce qui concerne les atomes pioniques, le problème vient de la recapture d'électrons du milieu modérateur. Comme expliqué au § 1.2.1, une ionisation totale de l'atome pionique est nécessaire pour une bonne interprétation du résultat expérimental. Or, pour les atomes plus légers que le magnésium, l'ionisation totale est atteinte par effet Auger lors de la cascade atomique du pion. Cependant, dans un solide ou un liquide, la recapture électronique est inévitable vu le nombre d'électrons présents au voisinage de l'ion pionique. On se retrouve en fin de compte avec quelques électrons dans le cortège atomique.

On peut s'affranchir des problèmes cités ci-dessus en utilisant un milieu gazeux pour arrêter les particules. En effet, les probabilités de collisions et de recapture électronique deviennent très faibles dans un gaz. L'utilisation d'un milieu gazeux nécessite une nouvelle technique de décélération. Ici intervient la trappe cyclotron (Figure 2-2).

### 2.2.2. Description

La trappe cyclotron est un dispositif destiné à ralentir les particules incidentes jusqu'à leur arrêt en son centre, où se trouve le gaz cible, afin de former les atomes exotiques [36]. Elle est constituée principalement de deux bobines supraconductrices refroidies à l'hélium liquide, qui engendrent un champ magnétique de 2.8 Teslas au centre de l'appareil (Figure 2-3).

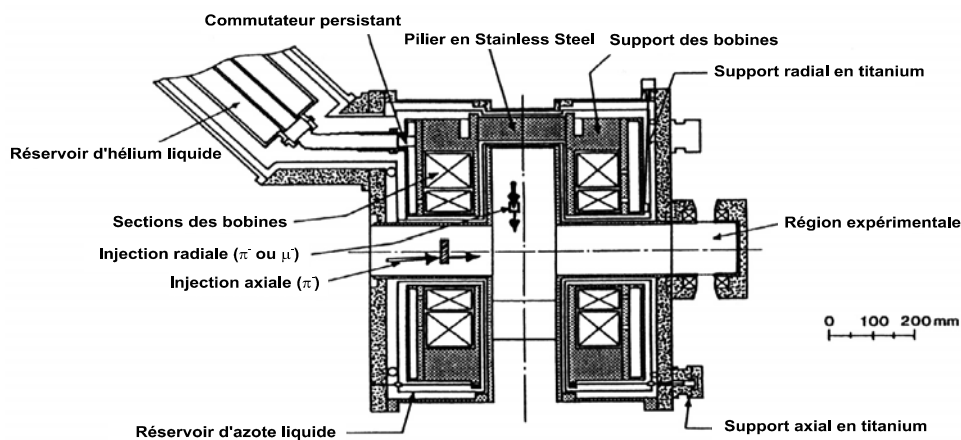


Figure 2-3: Coupe schématique de la trappe cyclotron.

### 2.2.3. Principe de fonctionnement

Le processus de décélération diffère selon qu'on opère avec des particules stables comme les antiprotons, ou instables comme les pions.

Dans le cas des antiprotons, le centre de la trappe est rempli de gaz. Le gaz est isolé du spectromètre et de la ligne du faisceau par des fenêtres en Kapton<sup>TM</sup><sup>1</sup>. A l'entrée de la trappe, les antiprotons sont pris par le champ magnétique engendré par les bobines, et décrivent alors une trajectoire circulaire à cause de la force de Lorentz. Suite aux collisions successives qu'ils subissent dans le gaz, les antiprotons perdent progressivement de leur énergie cinétique, et orbitent avec un rayon de plus en plus petit, jusqu'à atteindre le centre de la trappe où ils sont arrêtés après avoir effectué une centaine de révolutions (Figure 2-4).

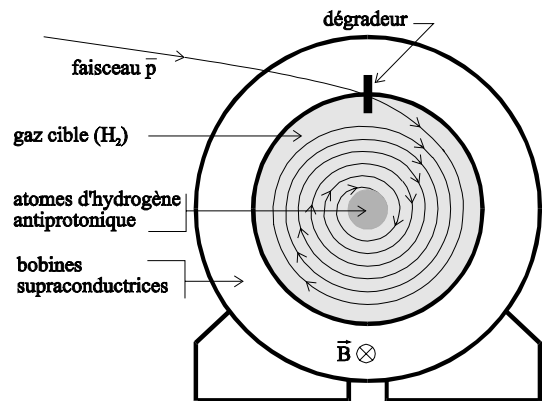


Figure 2-4: Suite aux collisions qu'elles subissent dans le gaz, et sous l'action du champ magnétique, les particules décrivent une spirale qui les amènent au centre de la cible gazeuse où elles sont stoppées.

Les pions étant des particules instables (durée de vie = 26 ns), il faut les arrêter très vite avant qu'ils ne se désintègrent. Les collisions des pions avec le gaz ne sont pas suffisantes pour les ralentir rapidement. En plus, à cause des conditions de production (cf. § 4.2), le faisceau a une extension spatiale assez grande (diamètre  $\approx 10$  cm) et une trajectoire régulière amenant les pions au centre du gaz comme dans le cas des antiprotons n'est pas envisageable. Dans ce cas, des modérateurs larges et fins en polyéthylène, et une petite cible gazeuse cylindrique sont utilisés. Les modérateurs sont placés sur le parcours du faisceau de pions, alors que la cible gazeuse est installée au centre de la trappe (Figure 2-5). Les pions perdent pratiquement toute leur énergie cinétique dans les modérateurs et sont arrêtés dans le gaz de la chambre cible, qui forme ainsi la source

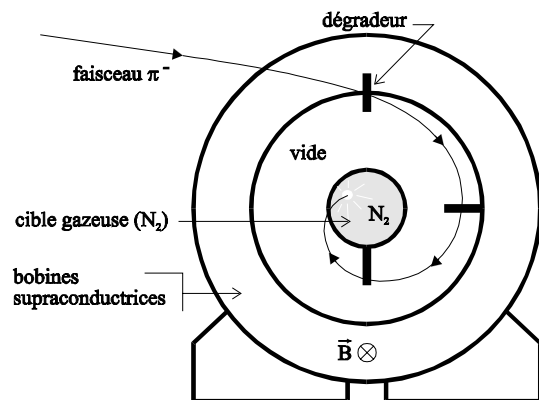


Figure 2-5: Plusieurs modérateurs sont utilisés pour ralentir les pions rapidement et les arrêter dans la cible gazeuse placée au centre de la trappe.

<sup>1</sup> Film polymère très transparent aux rayons-X mous

de rayons-X. La répartition des pions dans la cible est uniforme, ce qui assure l'homogénéité des rayons-X émis.

La cible gazeuse est constituée d'un cylindre en Kapton™ de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, de 6 cm de diamètre et de 10 cm de longueur. Elle peut être déplacée horizontalement en avant et en arrière de façon à libérer le centre de la trappe cyclotron pour y introduire une cible solide, comme celle utilisée pour la calibration (cible en cuivre par exemple).

#### 2.2.4. Réglage

Le résultat dépend étroitement des conditions initiales et donc de l'injection des particules dans la trappe. Le réglage de l'injection est une opération délicate qui s'effectue à l'aide de plusieurs dégradeurs fins et d'un scintillateur. Les dégradeurs sont de simples feuilles minces en plastique et sont utilisés pour éviter que le faisceau ne sorte de la trappe. Placé à l'entrée de la trappe, le scintillateur a pour rôle de délivrer un signal optique lors de la traversée du faisceau. Ce signal, capté par un photomultiplicateur, est transformé en un signal électrique qui nous donne une mesure du flux des particules qui sont injectées dans la trappe, et aussi sur la façon dont elles sont injectées. Des détecteurs en Si(Li) ou en Ge sont utilisés pour contrôler l'injection en mesurant le taux de production d'atomes exotiques. Ainsi, on peut ajuster les paramètres qui optimisent l'injection - comme par exemple la hauteur de la trappe par rapport au faisceau, la pression du gaz, ou bien les paramètres du faisceau - afin d'obtenir le maximum d'efficacité du processus.

## 2.3. Le spectromètre de Bragg

Afin d'obtenir la résolution nécessaire pour mener à bien ces expériences, on va tirer parti de la dispersion en énergie des cristaux de Bragg. Dans ce but, un spectromètre à cristaux courbes est utilisé. Ce type d'appareil permet en effet d'atteindre facilement une très bonne résolution, inférieure à 1 eV. La courbure des cristaux assure quant à elle une focalisation des rayons-X sur le détecteur et donc, un gain considérable en intensité.

Dans ce paragraphe, nous présentons les principes de base de la réflexion des rayons-X sur des cristaux, ainsi que le type de spectromètre que nous avons adopté. Ses avantages, ses inconvénients et son principe de fonctionnement sont abordés par la suite.

### 2.3.1. Loi de Bragg

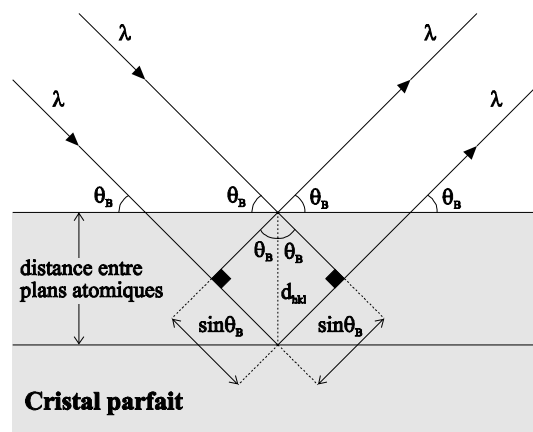


Figure 2-6: Réflexion de Bragg d'un faisceau de rayons-X sur un cristal parfait. Les plans atomiques agissent comme des miroirs, l'angle d'incidence est donc égal à l'angle de réflexion. Une interférence additive apparaît lorsque la différence de marche  $2d_{hkl} \sin \theta_B$  est un multiple entier de la longueur d'onde  $\lambda$ .

L'énergie des rayons-X est analysée par réflexion sur des cristaux. Cette réflexion obéit à la loi de Bragg:

$$2d_{hkl} \sin \theta_B = n\lambda = n \frac{hc}{E} \quad (2.1)$$

où  $\theta_B$  : angle de Bragg;  
 $d_{hkl}$  : distance entre les plans réticulaires d'indice de Miller ( $hkl$ );



$\lambda$  : longueur d'onde et  $E$  : énergie des rayons-X;

$h$  : constante de Planck;

$c$  : vitesse de la lumière;

$n$  : ordre de diffraction.

Le terme de gauche de l'équation (2.1) est la différence de marche entre les rayons se réfléchissant sur le premier et le deuxième plan du cristal, et  $n\lambda$  est la condition pour obtenir des interférences constructives (voir Figure 2-6).

La loi de Bragg est une approche très simplifiée car elle néglige l'effet des réflexions multiples des rayons-X sur les plans cristallins et l'absorption par le cristal. Si l'on tient compte des réflexions multiples, on montre que la réflexion a lieu en fait, pour un angle légèrement supérieur à celui donné par la loi de Bragg (quelques secondes d'arc de différence). Ceci est dû à l'indice de réfraction du cristal, dont l'effet est discuté au § 3.8.3 du chapitre suivant. La loi de Bragg n'est valable que pour un indice de réfraction du cristal égal à 1.

En outre, on montre que la réflexion des rayons-X d'énergie  $E$  a lieu, non seulement pour l'angle de Bragg  $\theta_B$ , mais dans un certain domaine angulaire autour de ce dernier (voir paragraphe suivant).

### 2.3.2. Acceptance angulaire d'un cristal

Pour établir la loi de Bragg (2.1) on n'a tenu compte que de la réflexion des rayons-X sur les deux premiers plans atomiques du cristal. Bien entendu, un photon X a toujours une probabilité non nulle de traverser les deux premiers plans, pour être réfléchi sur le troisième ou le quatrième plan par exemple (voir Figure 2-7). Si l'on tient compte des réflexions multiples sur les plans cristallins, l'image de diffraction change considérablement du fait de l'interaction entre les faisceaux incidents et réfléchis. Ce problème a d'abord été traité par Darwin, et plus tard par Ewald et Laue.

Une étude complète de la diffraction des rayons-X par les cristaux, incluant en plus des réflexions multiples, les effets

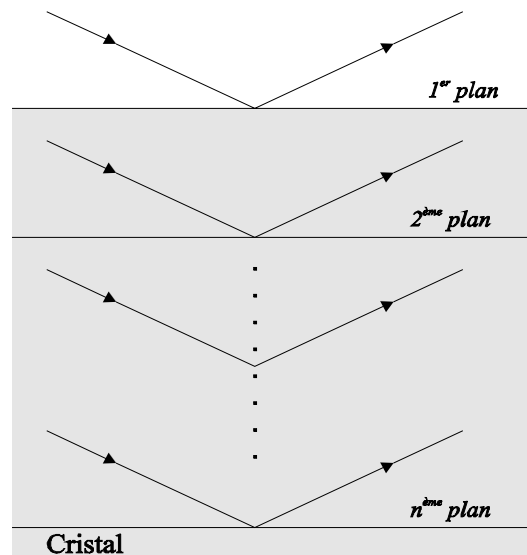


Figure 2-7: Réflexions multiples dans un cristal. Les interférences entre les ondes primaires et secondaires sont responsables de l'élargissement de la figure de diffraction autour de l'angle de Bragg.

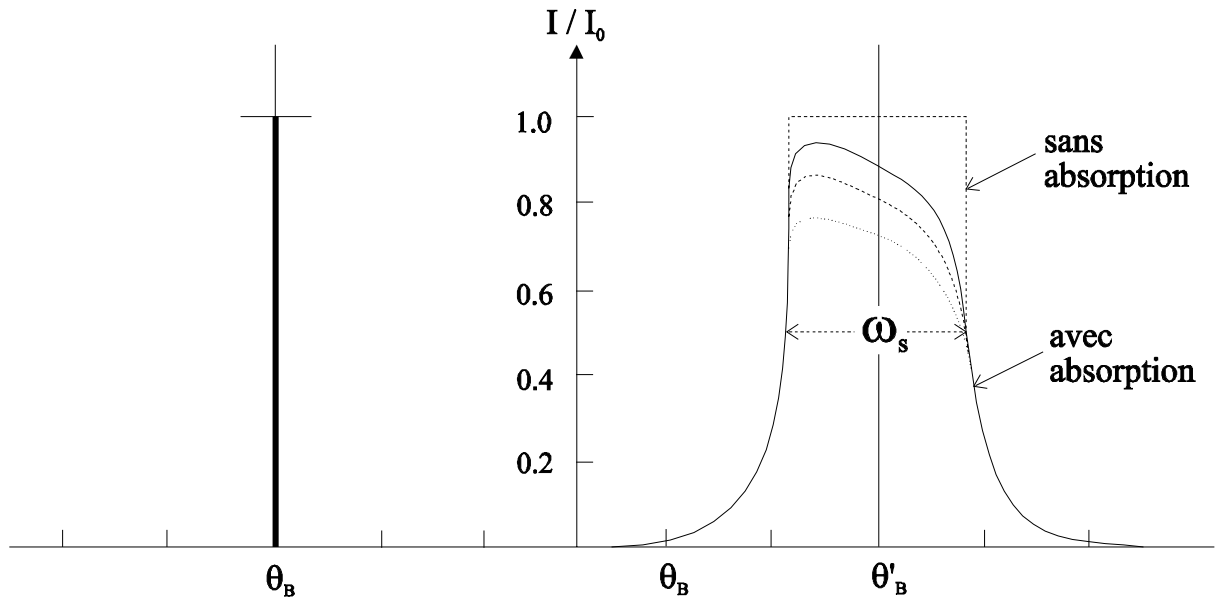


Figure 2-8: Comparaison entre les figures de diffraction données par un cristal parfait, dans le cas simple de la réflexion de Bragg (à gauche), et dans le cas réel où les réflexions multiples sur les plans atomiques génèrent des interférences (à droite). La largeur de la courbe  $\omega_s$  est l'acceptance angulaire du cristal qui définit sa résolution.  $\theta'_B$  est l'angle auquel apparaît réellement la diffraction.

de dispersion et d'absorption dans le cristal, fait l'objet de ce qu'on appelle la « Théorie Dynamique de la diffraction des rayons-X ». De par son importance dans de nombreux domaines de la physique, ce sujet est traité abondamment dans la littérature (voir par exemple la référence [37]). Nous nous contentons ici de présenter le résultat d'une telle étude: les interférences entre les ondes incidentes et réfléchies font que la figure de diffraction s'élargit autour de l'angle de Bragg. Pour un cristal symétrique tel que ses plans cristallins sont parallèles à sa surface, la largeur de la courbe de diffraction en radians est  $\omega_s$  ou  $\omega_s \cos \theta_B$  suivant que la polarisation du faisceau est perpendiculaire ou parallèle au plan d'incidence, avec:

$$\omega_s = \frac{2r_e}{\pi V} \frac{\lambda^2}{\sin \theta_B} |F| \quad (2.2)$$

où  $r_e = e^2/m_e c^2$  : rayon classique de l'électron;  
 $e$  : charge et  $m_e$  : masse de l'électron;  
 $c$  : vitesse de la lumière;  
 $\lambda$  : longueur d'onde du faisceau incident;  
 $F$  : facteur de structure du cristal;  
 $V$  : volume de la maille élémentaire.

Pour tenir compte de l'absorption, il suffit de considérer que l'indice de réfraction est un nombre complexe (méthode de Prins). Comme l'indice de réfraction s'exprime en fonction du facteur de structure  $F$ , on peut généraliser la méthode en considérant que  $F$  est complexe. Sur la Figure 2-8, sont montrées les figures de diffraction données par un cristal parfait, selon l'approche de Bragg (à gauche), et celle de Darwin-Prins (à droite). Cette dernière forme et sa largeur  $\omega_s$  sont respectivement, la fonction de réponse et la résolution du cristal.

Il faut noter que plus l'énergie du rayon incident augmente plus la largeur de la courbe de diffraction diminue, ceci étant dû au plus grand nombre de plans cristallins participant à la reconstruction de l'onde diffractée.

Un cristal réel possède donc une certaine « acceptance angulaire » pour la réflexion de rayons-X, dépendant essentiellement de la qualité du cristal et de sa nature. C'est pourquoi il est primordial de bien sélectionner les cristaux afin d'obtenir le meilleur compromis entre la résolution du cristal et sa réflectivité.

### 2.3.3. Cristaux de Bragg

Une bonne statistique étant indispensable à la réussite de nos expériences, il faut opter pour les conditions qui assurent un maximum d'intensité arrivant sur le détecteur. Comme nos détecteurs sont de petites dimensions (cf. § 2.4.6), on utilisera des cristaux courbés sphériquement. Ces cristaux agissent comme des miroirs concaves et permettent donc de focaliser le faisceau de rayons-X sur le détecteur. D'autre part, l'intensité des rayons-X étant très faible, on a intérêt à augmenter la surface réfléchissante des cristaux, ce qui permet un gain en intensité. En fait, avec un cristal plan, en augmentant la surface du cristal, le nombre de rayons-X réfléchis augmente, mais comme le détecteur est de petite taille, le nombre de rayons-X arrivant sur le détecteur reste le même, car il n'y a aucune focalisation. D'un autre côté, si le cristal était courbé cylindriquement et non sphériquement, la focalisation se ferait uniquement dans le plan de dispersion. La courbure sphérique permet en plus, une focalisation dans le plan perpendiculaire au plan de dispersion.

Pour l'expérience sur la masse du pion au PSI, les cristaux utilisés sont des cristaux de silicium d'indices de Miller 220. Ils ont un rayon de courbure égal à 2982.1 mm et une résolution intrinsèque de l'ordre de 230 meV à 4.055 keV. Pour l'expérience sur les atomes antiprotoniques au CERN, des cristaux de quartz coupés suivant les plans atomiques (100) sont utilisés. Leur rayon de courbure est de 2985.4 mm et leur résolution intrinsèque est proche de 200 meV à 1.74 keV. Tous ces cristaux sont symétriques, courbés sphériquement et ont une grande surface de réflexion circulaire de 10 cm de diamètre.

Originellement sous forme de disques de  $\approx 300 \mu\text{m}$  d'épaisseur, les cristaux sont courbés par contact optique sur des supports concaves en verre, creusés et polis méticuleusement à la précision voulue<sup>2</sup>. Aucune colle n'est utilisée. L'adhésion est assurée par les forces de Van der Waals, évitant éventuellement toute déformation locale de la courbure due à l'application de la colle. Les cristaux sont ensuite montés sur des supports solides se fixant au spectromètre et permettant leur orientation (voir Figure 2-9).



Figure 2-9: Un cristal courbe de silicium avec son support.

### 2.3.4. Géométrie du spectromètre

Pour que la focalisation soit optimale, la source, le cristal et le détecteur doivent être disposés suivant une géométrie particulière dite de Johann [38]. D'après cette géométrie, la condition de focalisation est la suivante:

- La source, le cristal et le détecteur doivent se trouver sur un même cercle, appelé *cercle de Rowland*, de rayon  $R/2$  où  $R$  est le rayon de courbure du cristal (Figure 2-10.a).

Si  $Y$  est la distance focale définie par la distance entre les centres du cristal et du détecteur, on montre facilement la relation ci-dessous, reliant  $Y$  à l'angle de Bragg  $\theta_B$ :

<sup>2</sup> Les cristaux ont été fabriqués en collaboration avec Carl Zeiss GmbH, D-73446 Oberkochen, Allemagne

$$Y = R \sin \theta_B \quad (2.3)$$

La condition géométrique de focalisation, pose un problème au niveau du cristal et de la source:

- 1) Pour que la focalisation soit obtenue pour tout point du cristal, la surface de ce dernier doit se trouver sur le cercle de Rowland. Ceci peut être vérifié, si le rayon de courbure du cristal est égal au rayon du cercle de Rowland. Or, dans la géométrie de Johann, le cristal a un rayon de courbure deux fois plus grand. Il n'y a donc que le centre du cristal qui se trouve exactement sur le cercle de Rowland et c'est uniquement pour ce point que la condition de focalisation est strictement vérifiée. Les autres points de la surface conduisent à une défocalisation d'autant plus importante que le cristal est large. Ceci mène à des aberrations géométriques qui ont pour conséquences, d'une part, de décaler la raie et donc causer des erreurs systématiques dans la mesure de l'énergie, et d'autre part, d'élargir la raie et par suite détruire la résolution du système. Ces aberrations géométriques, appelées aussi *aberrations de Johann*, peuvent être évitées si le cristal est d'abord creusé de sorte qu'après courbure, sa surface se trouve entièrement sur le cercle de Rowland. Dans ce cas, on aboutit à une géométrie du type Johansson [39] illustrée sur la Figure 2-10.b. Si le principe est simple, son application ne l'est pas. Dans la géométrie de Johansson, il est quasi-impossible d'obtenir une bonne surface du cristal. Bien qu'on n'ait pas de défocalisation, la résolution du système n'est pas forcément meilleure dans ce cas.
- 2) Le fait que la source est en réalité étendue et non ponctuelle, conduit au même genre d'aberrations déjà mentionnées.

Il est clair qu'on peut réduire les aberrations géométriques dans un spectromètre de type Johann si on réduit la dimension du cristal. Mais nous avons besoin d'un grand cristal pour obtenir une bonne intensité de rayons-X arrivant sur le détecteur. On peut s'affranchir de ce problème en choisissant convenablement le rayon de courbure du cristal. En effet, des calculs précis montrent que les effets de ces aberrations sur le décalage et l'élargissement de la raie sont inversement proportionnels au carré du rayon de courbure du cristal [40,41]. Ceci concerne également les effets dus à une source étendue. En choisissant de grands rayons de courbure, on arrive à réduire les aberrations géométriques tout en gardant une grande surface de réflexion du cristal.

Pour nos cristaux, nous avons choisi un rayon de courbure de l'ordre de 3 mètres. Cette courbure présente un choix optimal dans notre cas. Outre la réduction des aberrations géométriques, cette valeur du rayon de courbure fournit une grande distance entre le cristal et le détecteur, ce qui réduit énormément la courbure de l'image de la source sur le détecteur (cf. § 3.5.1). D'autre part, une plus grande

courbure (10 m par exemple) n'est pas convenable. A part les difficultés pratiques que ça pose (stabilité mécanique du système, grande place, pompage...), le spectre d'une raie à mesurer risque d'être tronqué vu la petite taille de nos détecteurs, car la dispersion spatiale sur le détecteur augmente avec le rayon de courbure du cristal (cf. § 3.7). En plus, le cristal sera plus loin de la source et l'angle solide sous lequel il verra la source sera plus petit; on perdra donc en intensité. D'un autre côté, avec une petite courbure, le cristal se présente comme une multitude de petits cristaux (cristal mosaïque), ce qui conduit encore à un élargissement de la figure de diffraction et donc à une mauvaise résolution.

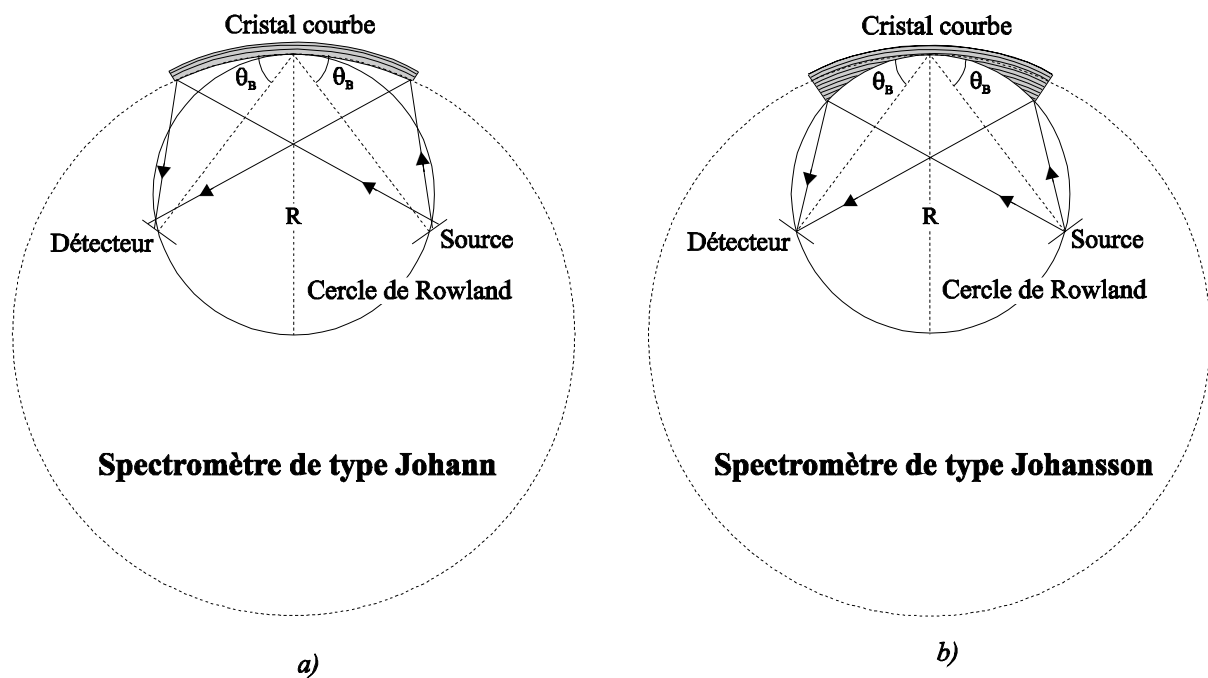


Figure 2-10: Schémas de principe des spectromètres de Johann (a) et de Johansson (b). Dans la géométrie de Johann, la surface du cristal ne suit pas le cercle de Rowland; la surface est quasi-parfaite mais on a défocalisation. Dans la géométrie de Johansson, la surface du cristal se trouve sur le cercle de Rowland; la surface est très imparfaite mais il n'y a pas de défocalisation.

Concernant la source, on a intérêt à réduire sa taille, surtout lorsqu'on opère avec les antiprotons, non seulement pour réduire les aberrations géométriques, mais aussi pour gagner en intensité (le flux des antiprotons étant constant). Cependant, il faut que la dimension de la source soit en tout cas plus étendue que la largeur totale de la raie qu'on mesure, sinon on ne mesurerait que l'image optique de la source et non celle de la raie. Cette condition est respectée dans le choix des dimensions des cibles de calibration et des atomes exotiques. Par exemple, la cible de calibration de cuivre, est un échantillon de 20 mm  $\times$  30 mm de dimensions, ce qui permet de détecter le doublet  $K\alpha$  du cuivre. Quant aux antiprotons, ils sont arrêtés dans un volume sphérique de presque 20 mm de diamètre.

Notre équipe dispose d'un programme de simulation Monte-Carlo adapté à notre spectromètre [42], qui nous permet de calculer avec exactitude les différents décalages des raies. Nous pouvons ainsi corriger la valeur de l'énergie affectée par les erreurs systématiques, qui résultent des aberrations géométriques.

### 2.3.5. Le spectromètre de Jülich

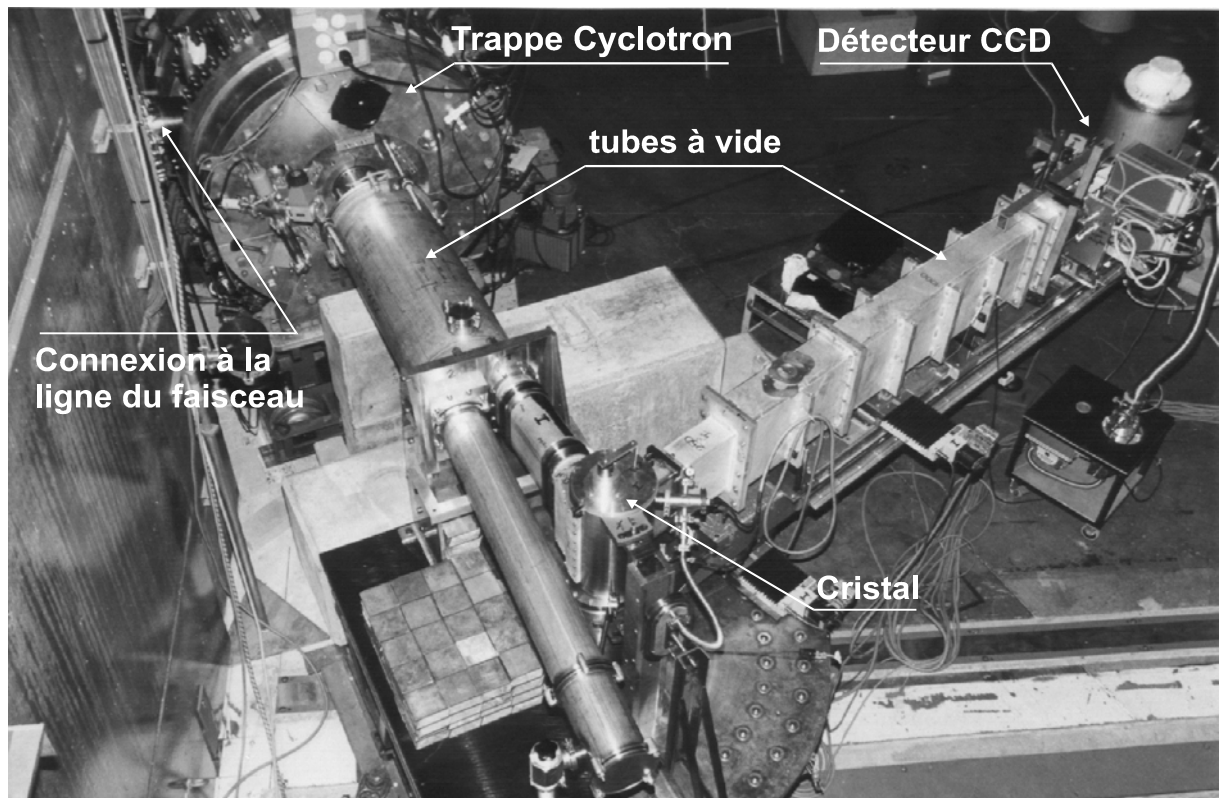


Figure 2-11: Vue globale du spectromètre de Jülich laissant apparaître en plus, la trappe cyclotron et le détecteur CCD. La photo montre le spectromètre où un seul bras est installé.

Le spectromètre se connecte à la trappe pour recevoir les rayons-X émis par la source, et les diffracte à l'aide du cristal vers le détecteur. Le cristal et le détecteur sont montés sur un support commun qui constitue le bras du spectromètre (Figure 2-11). Le spectromètre de Jülich peut posséder deux bras, chaque bras pouvant contenir 2 cristaux et deux détecteurs (Figure 2-12). Chaque couple cristal-détecteur fournit une mesure distincte des autres. La multiplication des cristaux et des détecteurs permet d'augmenter la statistique de la mesure.

Les cristaux sont montés sur des supports se fixant au bras du spectromètre. Les supports sont munis d'un moteur pas-à-pas permettant de tourner la face du cristal et de sélectionner un angle de Bragg. L'angle est mesuré par un encodeur Heidenhain<sup>3</sup>

<sup>3</sup> Dr. Johannes Heidenhain GmbH, D-8225 Traunreut, Allemagne

atteignant une précision de  $\pm 0.12$  seconde d'arc. Le réglage fin et la stabilité de l'angle sont assurés par des céramiques piézo-électriques pilotées par un signal d'erreur proportionnel à  $(\theta_{lu} - \theta_{voulu})$ .

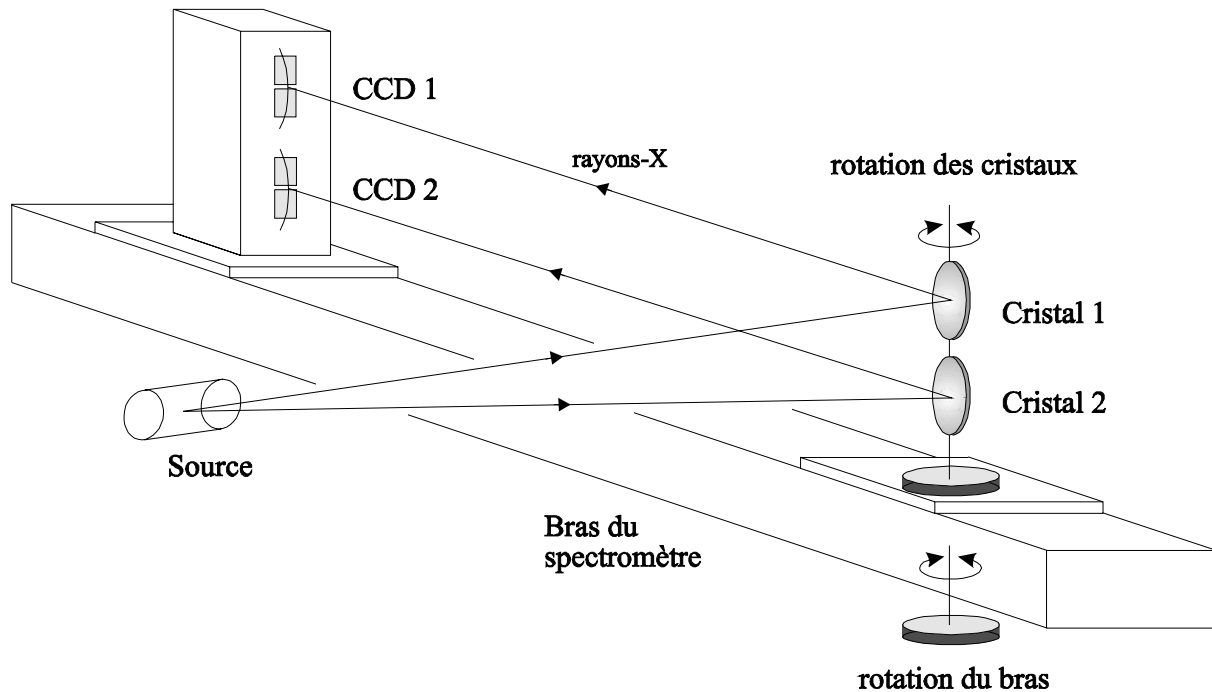


Figure 2-12: Dispositions des cristaux et des détecteurs montés sur un bras du spectromètre. La rotation du bras entraîne une rotation des cristaux.

Des rayons-X d'énergies différentes, correspondent à des angles de Bragg différents et donc à différentes dispositions de la source et du détecteur sur le cercle de Rowland (Figure 2-13). Pour atteindre la nouvelle position focale du détecteur, le bras du spectromètre doit être tourné autour du cristal, et le détecteur déplacé le long du bras. L'angle de ce dernier est mesuré avec une précision de  $\pm 1$  seconde d'arc. La variation de la distance focale est mesurée à l'aide d'un potentiomètre qui donne une précision de  $\pm 0.1$  mm.

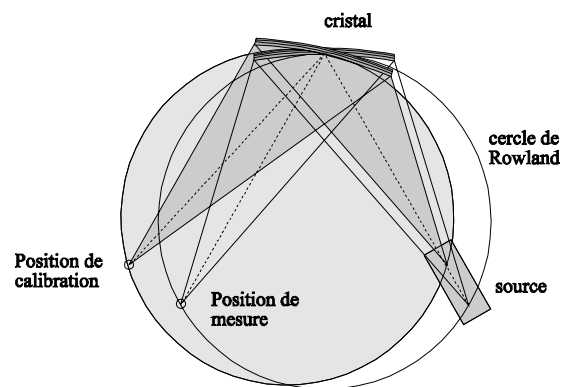


Figure 2-13: Effet de focalisation dans un spectromètre de type Johann. La figure montre les dispositions du détecteur, de la source et du cristal par rapport au cercle de Rowland, pour deux raies différentes.



La source étant fixe, le passage d'une position de détection à une autre se fait en tournant le cristal autour de son centre. Si le cristal tourne de  $\Delta\theta_B$ , le bras du spectromètre doit être tourné de  $2\Delta\theta_B$  pour vérifier la condition de Bragg (Figure 2-14):

$$\theta'_c = \theta_c + \Delta\theta_B \quad (2.4)$$

$$\theta'_a = \theta_a + 2\Delta\theta_B \quad (2.5)$$

$\theta_c$  et  $\theta_a$  sont respectivement les angles du cristal et du bras du spectromètre.  $\theta'_c$  et  $\theta'_a$  correspondent aux nouvelles valeurs de ces angles.

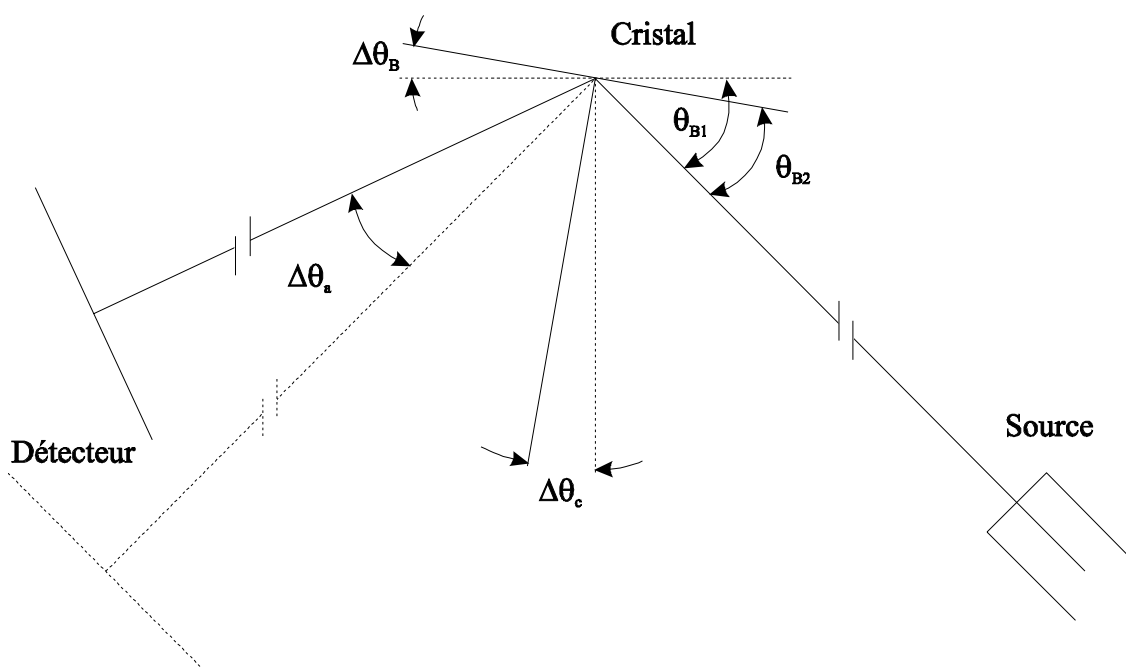


Figure 2-14: Sélection d'un angle du cristal. Si on tourne le cristal de  $\Delta\theta_B$ , le bras du spectromètre doit être tourné de  $2\Delta\theta_B$ .

*Remarque:* Une rotation du bras du spectromètre entraîne une rotation du cristal (voir Figure 2-12). Ainsi, l'angle de Bragg reste conservé ce qui permet de regarder un autre point de la source. On peut alors balayer la source, en tournant le bras du spectromètre, à la recherche du maximum d'intensité (ce qui correspond au centre de la source pour une source homogène), ou encore pour mesurer sa largeur.

## 2.4. Le détecteur CCD

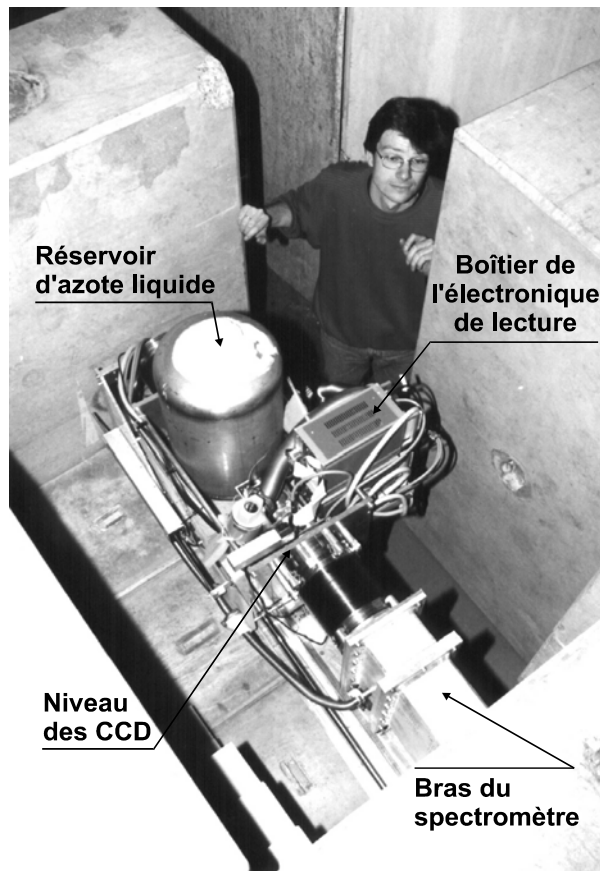


Figure 2-15: Vue du CCD monté sur le bras du spectromètre. On remarque le réservoir d'azote liquide et le boîtier de l'électronique de lecture.

### 2.4.1. Description

Un CCD<sup>4</sup> est un détecteur solide en silicium de type MOS<sup>5</sup> ayant une structure en pixels<sup>6</sup> (Figure 2-16). Les pixels sont formés par des électrodes portées à des potentiels différents et croisées par des canaux de confinement (zones inactives de type p). Chaque groupe de 3 électrodes de potentiels 0V, +10V et 0V respectivement, forme 1 pixel qui n'est autre qu'un puits de potentiel.

L'utilisation des CCD est indispensable dans les expériences où le signal est très faible par rapport au bruit de fond expérimental, car ils ont une grande capacité de rejeter le bruit de fond, grâce à des tests statistiques possibles du fait même de la structure en pixels.

<sup>4</sup> Charge-Coupled Device

<sup>5</sup> Metal Oxide Silicon

<sup>6</sup> de l'anglais "picture element"

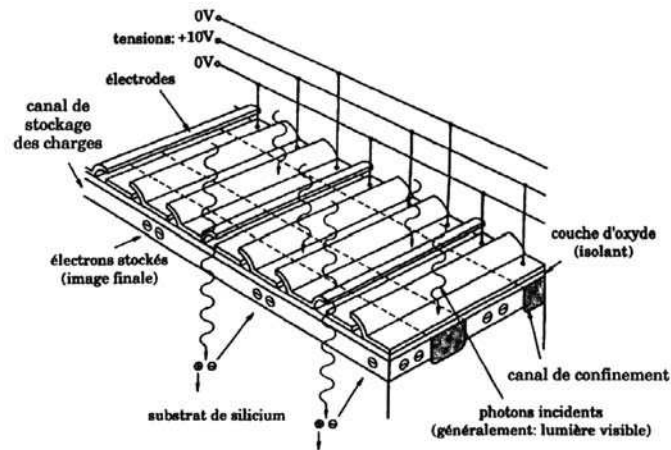


Figure 2-16: Structure interne d'un CCD. Les photons sont détectés par photoionisation. Les charges ainsi libérées sont récoltées dans des puits de potentiel créés par les tensions appliquées aux trois groupes d'électrodes.

#### 2.4.2. Puits de potentiel

La Figure 2-17 montre une coupe simplifiée d'un pixel formé d'un substrat et une électrode, séparés par une couche d'isolant ( $\text{SiO}_2$ ). Le substrat est formé de deux couches de silicium, l'une dopée de type n et l'autre de type p. En appliquant une différence de potentiel  $V_B$  entre ces deux couches, on crée deux zones de déplétion  $X_1$  et  $X_2$  (appauvrissement de porteurs de charges positives et négatives respectivement). Au fur et à mesure que l'on augmente  $V_B$ , les deux zones de déplétion s'élargissent jusqu'à ce qu'elles se touchent en Z. A ce moment, le potentiel en Z,  $V_Z$ , est égal à  $V_B$  et on obtient un puits de potentiel. Toute charge introduite dans ce puits y reste confinée.

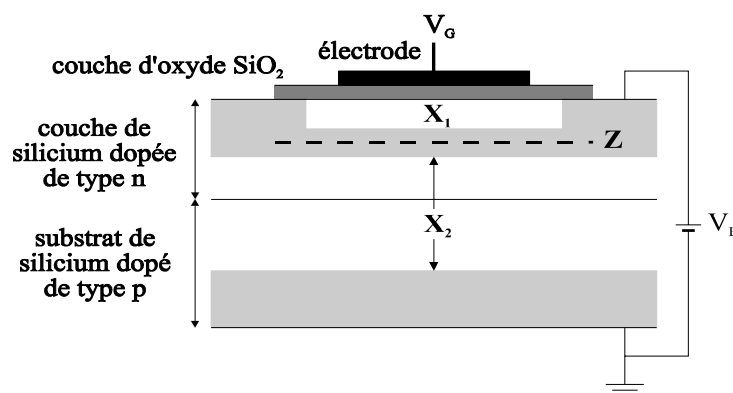


Figure 2-17: Création de zones de déplétion  $X_1$  et  $X_2$  près d'une électrode grâce aux tensions  $V_G$  et  $V_B$ . Pour une certaine tension  $V_B$ , les deux zones se rejoignent en Z et forment un puits de potentiel.

Pour faire varier le potentiel en Z, il faut jouer sur le potentiel  $V_G$  de l'électrode. On montre que  $V_Z$  varie quasi-linéairement en fonction de  $V_G$ , et la profondeur du puits est en quelque sorte définie par  $V_G$ . D'autre part, la profondeur du puits est proportionnelle à la charge qu'il contient, ce qui mène au modèle hydraulique de puits de potentiel associant l'introduction d'une charge au remplissage du puits par un liquide (Figure 2-18).

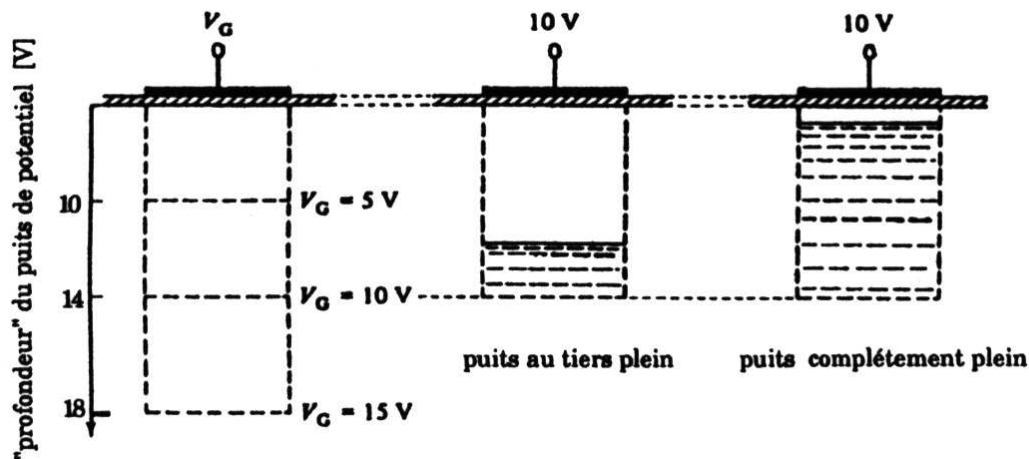


Figure 2-18: Le modèle hydraulique du puits de potentiel. La profondeur du puits est définie par  $V_G$ . Le stockage d'une charge est assimilable au remplissage du puits par un liquide.

*Remarque :* Le modèle hydraulique du puits de potentiel a ses limites. Lorsqu'une charge importante est introduite dans le puits, le champ électrique local tend à perturber la forme du potentiel et les parois du puits se trouvent déstabilisées, ce qui pourrait provoquer la diffusion de la charge vers les puits voisins. Cependant, ce modèle est utile pour expliquer d'une manière simple le stockage et le transfert des charges d'un pixel à un autre.

### 2.4.3. Lecture d'un CCD (couplage des charges)

Considérons un groupe de quatre électrodes, dont une est soumise à un potentiel de +10V et les autres à 0V formant un puits de potentiel comme illustré sur la Figure 2-19. Supposons de plus que ce puits contienne une certaine charge. Si on fait varier le potentiel de l'électrode ② de 0V à +10V, les deux électrodes juxtaposées, ① et ②, formeront un seul puits de potentiel puisqu'elles seront soumises au même potentiel de +10V. La charge diffusera alors du premier puits et sera répartie entre les deux électrodes. Maintenant, en faisant varier le potentiel de la première électrode de +10V à 0V, la charge diffusera complètement vers le second puits, et on se retrouve avec la situation de départ mais avec la charge décalée d'un pixel.

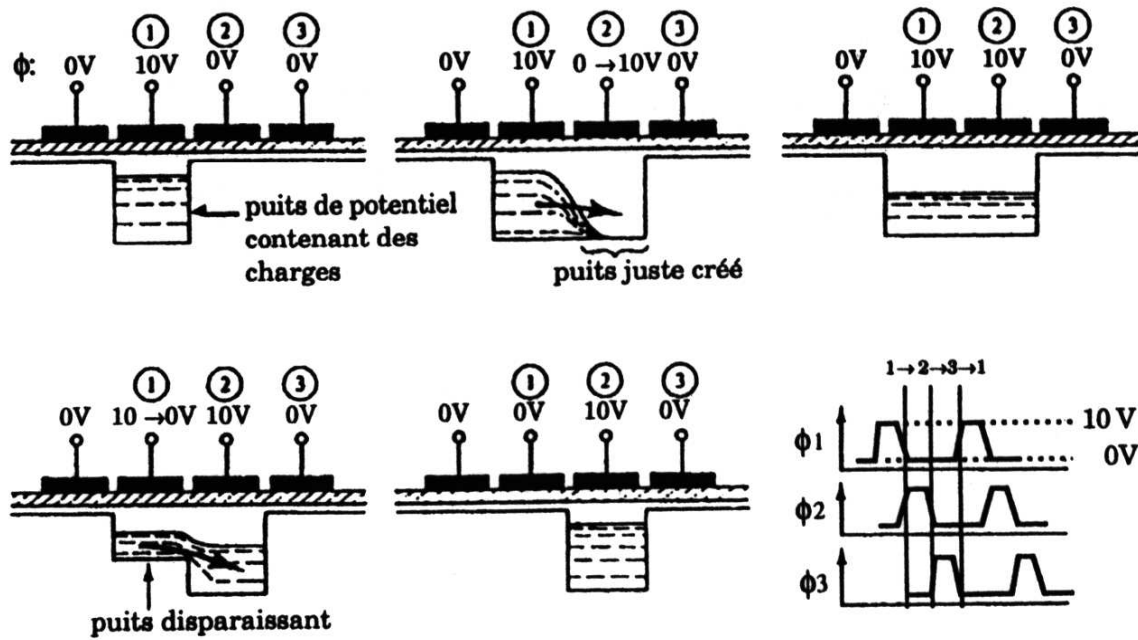


Figure 2-19: Transfert des charges par application de tensions déphasées  $\phi_{1,2,3}$  au groupe des trois électrodes ①, ② et ③.

En appliquant des potentiels convenablement déphasés à chaque groupe de trois électrodes, on arrive à transférer la charge d'un pixel à l'autre. C'est de cette façon que les pixels d'un CCD sont lus : les lignes sont transférées une par une vers la zone de lecture de lignes, qui consiste en un étage horizontal d'électrodes, et dont le rôle revient à effectuer un transfert horizontal de la charge suivant toutes les colonnes vers un préamplificateur de sortie (Figure 2-20). La charge de chaque pixel est alors convertie en un signal digital codé sur 12 bits et enregistrée dans un fichier. Pour chaque pixel, deux valeurs sont enregistrées : l'énergie représentée par la charge que contient le pixel, ainsi que sa position (son abscisse et son ordonnée).

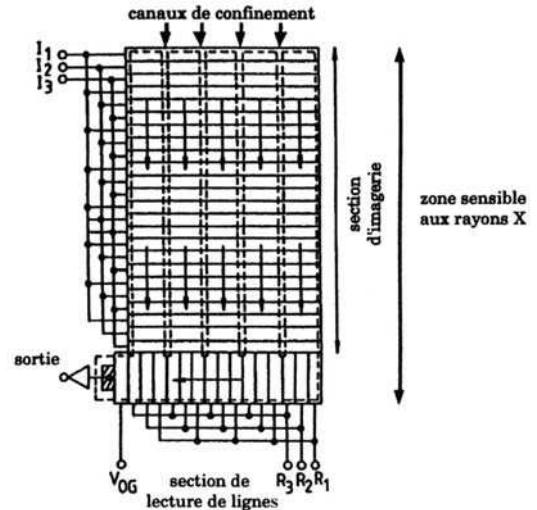


Figure 2-20: Lecture d'un CCD. Le transfert des charges se fait d'une ligne à l'autre, jusqu'à la section de lecture de lignes; celle-ci suit le même principe de transfert par charges couplées.

#### 2.4.4. Bruit thermique

Le bruit thermique tend à remplir les puits de potentiel (les pixels) par création de paires électron-trou dues à l'absorption de phonons du réseau cristallin. Ceci résulte en un courant  $I_D$ , appelé courant noir, qui suit une statistique de Boltzmann [43]:

$$I_D \propto e^{-\frac{E_{gap}}{2k_B T}} \quad (2.6)$$

$E_{gap}$  (= 1.1 eV) est l'énergie de gap entre les bandes de valence et de conduction du semiconducteur,  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température absolue du semiconducteur.

On voit que cet effet est très important à température ambiante, d'où l'intérêt de refroidir le CCD à l'azote liquide. Ainsi, une température de  $-110^\circ\text{C}$  sera requise pour réduire cet effet et permettre des temps de mesures très longs ( $\sim 1$  heure).

#### 2.4.5. Fonctionnement du CCD

Pour faire une mesure avec un CCD, il faut effectuer les trois opérations suivantes dans l'ordre :

- 1) initialisation des pixels du CCD,
- 2) accumulation des charges,
- 3) lecture du CCD.

La première opération se fait simplement par une lecture du CCD. Les pixels sont alors vides de toute charge, et sont prêts à recevoir les rayons-X. Le CCD est ensuite exposé aux rayons-X qui viennent remplir les pixels. On dit qu'il est en "mode d'accumulation des charges". Enfin, le CCD est lu pixel par pixel et les valeurs sont enregistrées dans un fichier.

L'accumulation des charges impose un temps d'exposition bien choisi. Ce temps d'exposition est limité d'une part, par le courant noir, et d'autre part, par le bruit de fond expérimental qui, à long terme, peut saturer les pixels du CCD. Un temps d'exposition long entraîne une perte de la capacité de reconnaissance des rayons-X, car les tests statistiques utilisés pour identifier un photon X ne pourront plus être appliqués (cf. § 3.3).

Le temps d'exposition est typiquement de 20 à 30 minutes pour les spectres enregistrés en présence du faisceau de particules, et de 3 minutes pour les spectres de calibration

réalisés à l'aide d'un tube à rayons-X, pour un voltage de 30 à 40 kV et un courant de 2 mA. Ce temps est choisi pour éviter que les pixels soient touchés plus d'une fois. Pour augmenter la statistique d'une mesure, il suffit d'en faire plusieurs dans les mêmes conditions, et d'additionner les données après.

*Remarque :* Les CCD ont été développés surtout pour la fabrication de caméras. Toutefois, il ne faut pas confondre le détecteur décrit ici, avec une caméra CCD, où le CCD est lu  $\sim 25$  fois par seconde.

#### 2.4.6. Caractéristiques des CCD de Neuchâtel

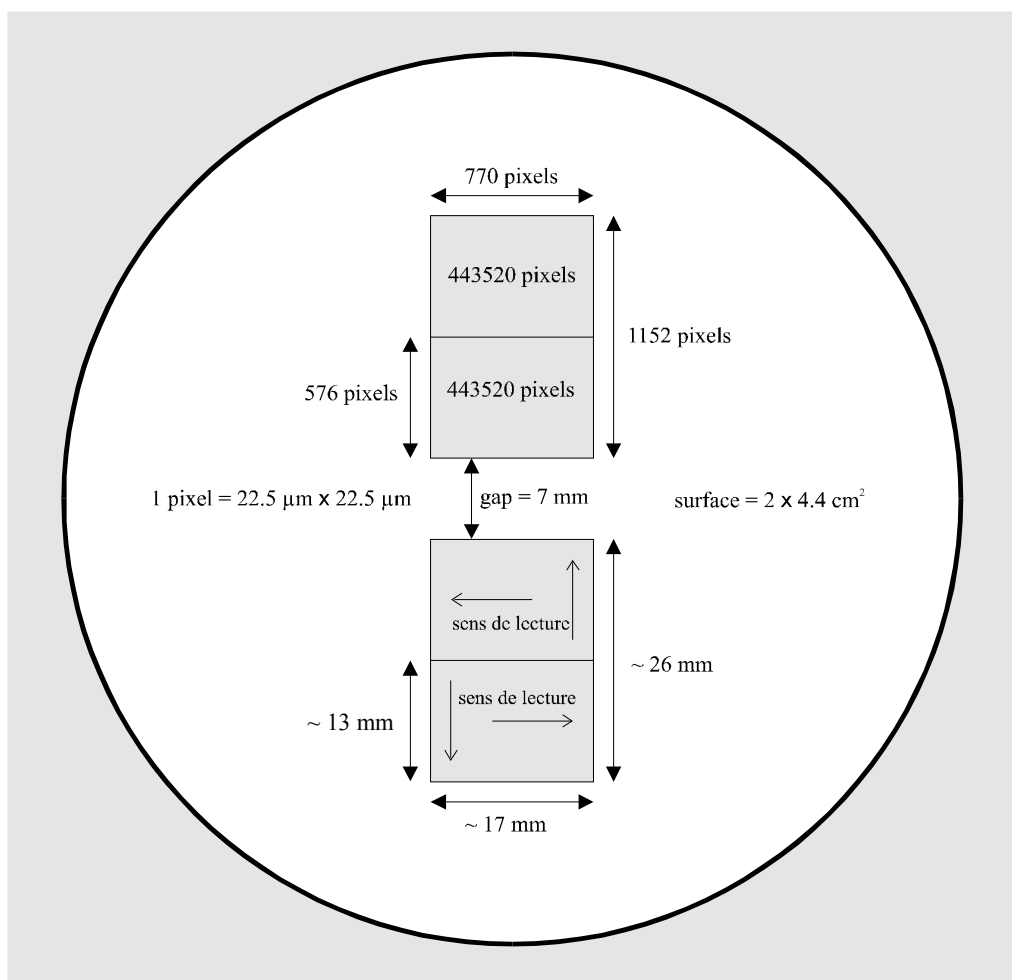


Figure 2-21: Dimensions et disposition des CCD de Neuchâtel.

Les détecteurs utilisés ont été construits à l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel par le groupe du Professeur J.-P. Egger. Ils sont formés de deux CCD indépendants qu'on a superposés dans le but d'augmenter la statistique de la mesure en

agrandissant la surface de détection (Figure 2-21). Ils sont séparés par un gap de 7 mm. Chaque CCD est constitué de deux demi-CCD appartenant au même bloc de silicium, mais qui diffèrent l'un de l'autre par le sens de transfert des charges. Chaque demi-CCD contient  $770 \times 576$  pixels. Un pixel a une taille de  $22.5 \mu\text{m} \times 22.5 \mu\text{m}$  ce qui donne une surface de  $\sim 4.4 \text{ cm}^2$  pour un CCD, et donc une surface totale de détection de  $\sim 9 \text{ cm}^2$ .

Les différentes caractéristiques sont groupées ci-après :

- Dimensions d'1 pixel :  $22.5 \mu\text{m} \times 22.5 \mu\text{m}$
- Dimensions du CCD :  $2 \times (1152 \times 770)$  pixels, soit  $\sim 9 \text{ cm}^2$
- Domaine de détection : 1 keV à 10 keV (efficacité  $\geq 15\%$ )
- Résolution en énergie :  $\sim 120 \text{ eV}$  à 3 keV,  $\sim 170 \text{ eV}$  à 8 keV
- Résolution en position :  $22.5 \mu\text{m}$  sur les deux axes
- Température de travail :  $-110^\circ\text{C}$
- Vide : typiquement  $10^{-6} \text{ mbar}$





# Chapitre 3

---

---

## ANALYSE DES DONNEES

### 3.1. Introduction

Une fois les fichiers enregistrés, encore faut-il les dépouiller pour en déduire l'énergie et la largeur de la transition. C'est le but de l'analyse des données qui se fait en deux étapes:

- 1) En premier lieu, vient l'analyse des spectres où les fichiers sont traités à l'aide d'un programme informatique capable de générer les 3 genres de spectres qu'on peut obtenir avec un CCD: le spectre en énergie, le spectre de dispersion et le spectre en position. Ce même programme est utilisé pour apporter les différentes corrections aux spectres, à savoir, la correction de la courbure du réflecte, le décalage entre les CCD et l'élimination des pixels défectueux. Mais son rôle principal revient à effectuer les calculs nécessaires au rejet du bruit de fond, une tâche indispensable, sans quoi l'obtention d'un spectre avec un bon rapport signal sur bruit ne serait pas possible.
- 2) Un fit du spectre en position nous donne la localisation de la raie sur le CCD ainsi que sa largeur. Ceci nous permet de calculer l'angle de Bragg correspondant à la transition et de remonter à l'énergie. Encore une fois, des corrections sont prises en compte pour obtenir la bonne valeur de l'énergie. Ici, il s'agit de l'effet de l'indice de réfraction du cristal, l'alignement du détecteur et enfin la correction due à la rotation du cristal. Cette deuxième partie de l'analyse se fait à partir de la géométrie de l'expérience, indépendamment du programme informatique.

Les différents points mentionnés ici sont développés dans la suite de ce chapitre. Il n'est pas question d'aborder en détails le développement du programme informatique; seul le principe de calcul est expliqué.

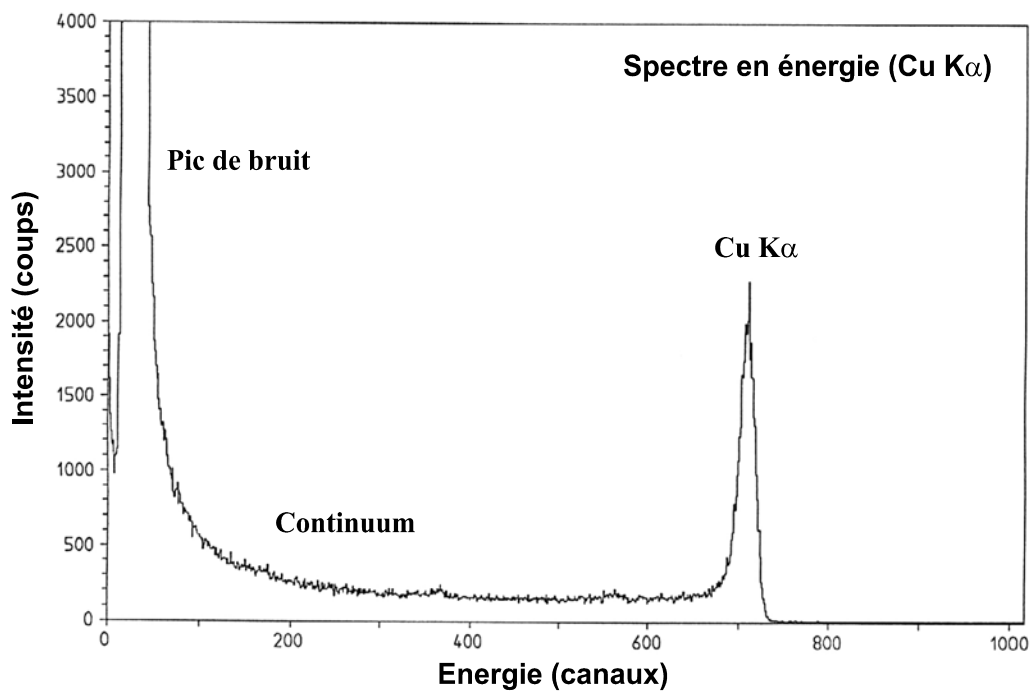


Figure 3-1: Spectre brut en énergie de la raie  $K\alpha$  du Cu. On remarque la présence du pic de bruit à basse énergie ainsi que le continuum provenant de la diffusion de charges, en plus du spectre des rayons-X.

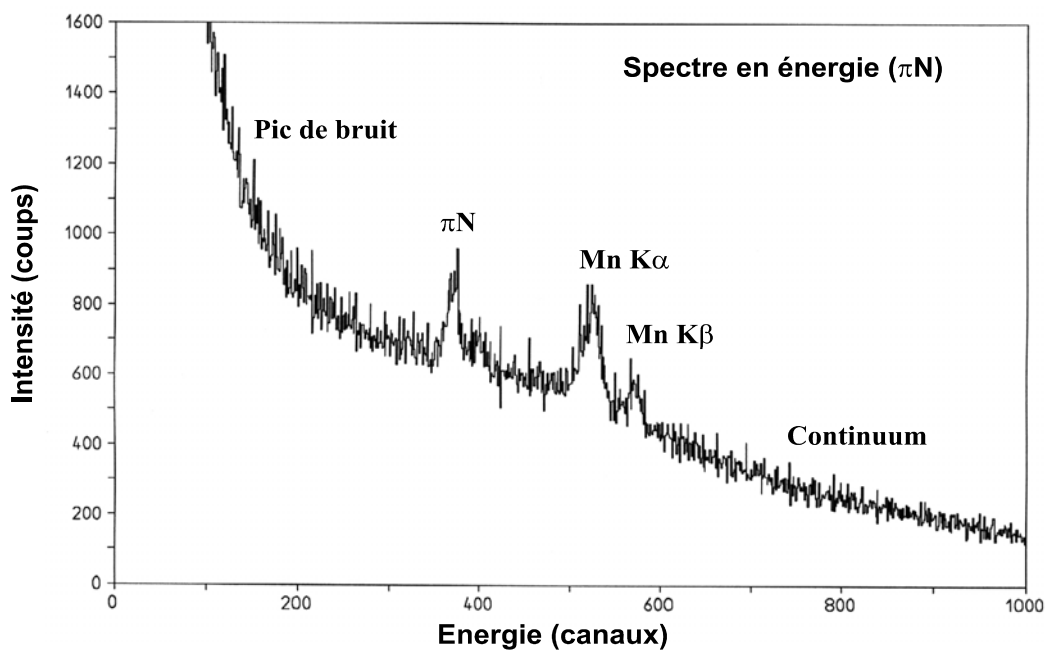


Figure 3-2: Spectre brut en énergie de l'azote pionique. Ce spectre se caractérise principalement par la présence du bruit de fond expérimental, formé essentiellement de particules chargées.

## 3.2. Position du problème

Nous commençons d'abord par examiner la charge accumulée sur chaque pixel afin de former le spectre en énergie. Les valeurs de l'énergie sont codées sur 1024 canaux pour un CCD. En portant sur l'axe des x les numéros des canaux, et sur l'axe des y le nombre de pixels correspondant à chaque canal, on obtient l'histogramme en canaux (ou en énergie) des pixels d'un CCD.

L'examen des spectres en énergie montre deux difficultés à surmonter avant d'aller plus loin dans l'analyse. Ceci est abordé dans les 2 exemples de spectres en énergie qui suivent.

### 3.2.1. Spectres de calibration

La Figure 3-1 montre un exemple de spectre brut en énergie d'une raie de calibration (ici la  $K\alpha$  du Cu). Ce spectre fait apparaître trois composantes différentes:

- 1) A basse énergie, se dresse un pic très haut auquel contribuent la plupart des pixels. Ce pic est le pic de bruit défini par la charge moyenne que contient chaque pixel due au bruit thermique du CCD, toujours présent même à  $-110^{\circ}\text{C}$  (cf. § 2.4.4).
- 2) Aux plus hautes énergies, se trouve le spectre "monopixel" des rayons-X de l'élément à étudier.
- 3) Entre ces deux pics, s'étale un continuum. Ce continuum provient de la diffusion de charges vers 2, 3 ou 4 pixels.

Lorsqu'un photon X tombe au milieu d'un pixel, la charge libérée y reste confinée puisque le pixel forme un puits de potentiel (Figure 3-3.a). Cette charge vient s'ajouter à celle provenant du bruit thermique. L'ensemble de ces pixels forme ce qu'on a appelé le spectre monopixel des rayons-X.

Maintenant, supposons que le photon X tombe à l'interface de deux pixels. La charge libérée va se trouver dans une zone de potentiel 0V, entourée par deux zones (deux pixels) où le potentiel est porté à +10V. La charge diffusera alors vers ces deux zones (Figure 3-3.b), et on se retrouve avec deux pixels contenant une charge plus grande que celle du pic de bruit, et plus petite que celle du spectre monopixel.

Le même phénomène peut se produire pour les photons tombant à l'intersection de 4 pixels, mais cette fois, la charge peut diffuser vers 2 pixels (en diagonale), 3 ou 4 pixels comme le montre la Figure 3-3.c. L'ensemble de ces pixels définis par la

diffusion de charges forme le continuum observé dans les spectres bruts en énergie. Nous reviendrons en détails sur ce point au § 3.3.1.

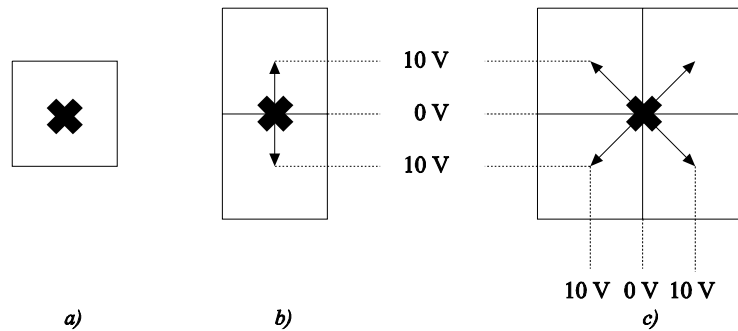


Figure 3-3: *Confinement et diffusion de charges vers les pixels voisins. Si le photon X tombe au milieu du pixel, la charge libérée y reste confinée et il n'y a pas de diffusion (a). Quand le photon est absorbé au bord d'un pixel, la charge diffuse vers les pixels voisins où le potentiel est non nul: diffusion vers 2 pixels en b), et vers 3 ou 4 pixels en c).*

La diffusion de charges couvre presque 30% des rayons-X, ce qui n'est pas négligeable surtout dans le cas des atomes antiprotoniques où le problème majeur vient de la faible statistique. Il va donc falloir récupérer ces photons!

### 3.2.2. Spectres en énergie des atomes exotiques

Un exemple de spectre en énergie des atomes exotiques (ici l'azote pionique) est montré sur la Figure 3-2. Ce spectre présente les mêmes caractéristiques que le spectre de calibration: pic de bruit à faible énergie, continuum et spectre monopixel des rayons-X (on distingue la raie qui nous intéresse ( $\pi^{-14}N(5 \rightarrow 4)$ ) et d'autres raies (Mn  $K\alpha$  et  $K\beta$ ) provenant de la fluorescence des matériaux environnant le CCD).

Cependant, on remarque que le continuum est beaucoup plus prononcé dans ce cas et s'étend sur toute la gamme d'énergie de l'histogramme. Ce continuum provient de la diffusion de charges, mais aussi du bruit de fond expérimental puisque, contrairement aux spectres de calibration, les spectres des atomes exotiques sont enregistrés en présence du faisceau de particules.

Le bruit de fond expérimental est constitué principalement de particules chargées, de rayons  $\gamma$  et de neutrons qui interagissent avec les pixels du CCD. A cela s'ajoutent les rayons cosmiques, présents aussi dans les spectres de calibration éventuellement, mais négligeables par rapport au reste, vue la faible probabilité pour qu'un rayon cosmique traverse le CCD.

Les particules formant le bruit de fond expérimental proviennent directement du faisceau de particules ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $n...$  présents dans le faisceau de pions au PSI), ou bien résultent de la réaction de la particule de l'atome exotique avec le noyau à la fin de la cascade atomique. Ainsi, dans l'atome d'hydrogène, un pion négatif réagit avec le proton pour donner un neutron et un  $\pi^0$ , ou un neutron et un rayon  $\gamma$ :



ou bien



Dans les noyaux plus lourds, le pion réagit avec une paire proton-neutron. La réaction résulte en plusieurs neutrons dont le nombre est estimé à 5 pour le noyau de l'azote.

D'autre part, un antiproton s'annihile avec un proton pour donner des rayons  $\gamma$  et des pions chargés et neutres. Au repos, l'énergie de  $\sim 2$  GeV se transforme en particules. En moyenne, l'annihilation proton-antiproton donne:



### 3.3. Reconnaissance des rayons-X

On comprend facilement d'après ce qui a précédé, que l'analyse des spectres comptera parmi ses objectifs les deux points suivants:

- 1) Le bruit de fond étant important par rapport au signal (rayons-X des atomes exotiques), il faut trouver une méthode efficace, capable de l'éliminer ou du moins le réduire au minimum possible.
- 2) Comme la faible statistique constitue un problème majeur dans ce genre d'expériences, la méthode d'analyse doit permettre la récupération des photons X dont la charge libérée a diffusé vers plusieurs pixels, car ces photons sont en nombre non négligeable puisque, comme on vient de le mentionner plus haut, ils forment  $\sim 30\%$  des photons X intéressants.

Pour atteindre ces deux objectifs, on va tirer parti de la structure en pixels du CCD. En effet, le fait qu'on puisse stocker la charge dans chaque pixel, et déterminer sa position spatiale, va nous permettre d'appliquer des tests statistiques sur la charge des pixels entourant le pixel candidat, pour savoir si la charge qu'il contient est due à un photon X ou bien si elle provient du passage d'une particule (chargée ou neutre).

Le même genre de tests, appliqués cette fois à un ensemble de pixels adjacents, pourra nous dire si la charge libérée par le photon X a diffusé vers ces pixels ou non.

### 3.3.1. Etude de la diffusion de charges (Charge-splitting)

Dans la plupart des cas, un rayon-X de basse énergie (rayon-X mou, 1-10 keV) interagit dans un seul pixel, tandis qu'une particule chargée ou neutre, active plusieurs pixels adjacents vue la relativement grande énergie mise en jeu lors de son interaction avec le détecteur. De ce fait, l'identification d'un photon X est facile quand le photon dépose toute son énergie dans un seul pixel.

La situation se complique quand la charge produite par le photon se disperse sur les pixels voisins, ce qui arrive quand le photon est absorbé au bord d'un pixel. Ceci mène à une confusion entre un photon X et une autre particule.

Pour s'affranchir de ce problème, examinons de plus près l'interaction des particules avec le CCD:

Un rayon-X mou interagit en moyenne à une profondeur de quelques  $\mu\text{m}$ , voire une dizaine de  $\mu\text{m}$ . Le CCD utilisé a une zone de déplétion de  $30 \mu\text{m}$ ; le rayon-X tombant sur le CCD sera donc absorbé dans la zone de déplétion. Par ailleurs, les électrons éjectés sont peu énergétiques, ils sont donc arrêtés dans quelques  $\mu\text{m}^3$ . La charge est alors recueillie dans un seul pixel, ou dans le cas éventuel d'une diffusion, au plus dans les 4 pixels entourant le lieu d'interaction du photon avec le détecteur.

Dans nos expériences, le bruit de fond est composé essentiellement de particules d'énergie élevée. Une particule énergétique pénètre profondément dans le CCD, et son lieu d'interaction ne se limite pas à la zone de déplétion mais la dépasse de loin. Au minimum d'ionisation, une particule produit  $\sim 80$  paires électron-trou par  $\mu\text{m}$  tout le long de son trajet [44,45]. Avec la taille de nos pixels ( $22.5 \mu\text{m} \times 22.5 \mu\text{m}$ ), toute la charge produite dans la zone de déplétion ( $\sim 2500 e^-$ ) pourrait être récoltée dans un seul pixel. Mais la charge produite en dehors de la zone de déplétion, se répand isotropiquement autour du pixel central, ce qui résulte en un "amas" de pixels chargés.

Une étude du nombre de pixels activés dans ce cas nous mène finalement aux 2 critères ci-dessous, permettant la reconnaissance d'un photon X parmi les autres particules:

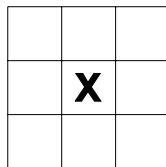
- 1) Un photon X mou dont l'énergie ne dépasse pas les 10 keV, interagit uniquement dans un seul pixel, s'il tombe au milieu, ou au plus dans 4 pixels adjacents s'il est absorbé au bord du pixel.
- 2) Une particule chargée, un neutron, un rayon  $\gamma$  ou un rayon cosmique sont capables d'activer plusieurs pixels adjacents dont le nombre dépasse 4 pixels.

La première condition exige que les pixels entourant ceux vers lesquelles la charge a diffusé doivent être vides. Ceci exclut le cas où plusieurs rayons-X viennent toucher des pixels voisins. Mais rappelons encore une fois que nos CCD sont utilisés principalement dans les expériences où le signal est faible. Dès lors, la probabilité pour que des rayons-X touchent des pixels adjacents devient très petite. Cette probabilité croît avec le temps d'exposition, mais ce dernier est limité par le bruit thermique et le bruit de fond et est d'ailleurs, choisi convenablement. De ce fait, l'exigence précédente se trouve justifiée.

On définit alors les différentes configurations de pixels chargés, correspondant à 1 photon X:

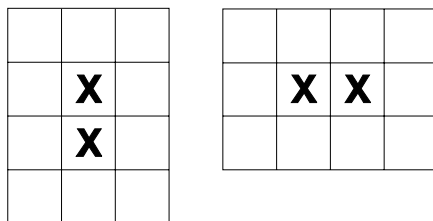
❑ **Configuration de type 1:** événement "monopixel"

Le pixel central est chargé et les 8 pixels qui l'entourent sont vides.



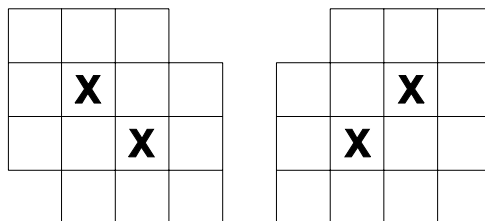
❑ **Configuration de type 2:**

La charge est répartie entre 2 pixels superposés ou juxtaposés, entourés par 10 pixels vides.



❑ **Configuration de type 2B:**

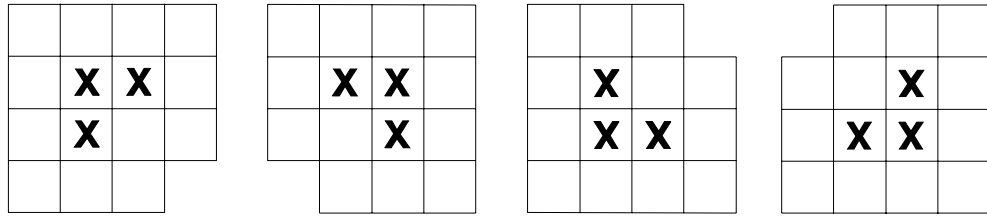
La charge est répartie entre 2 pixels en diagonale, entourés par 12 pixels vides.



❑ **Configuration de type 3:**

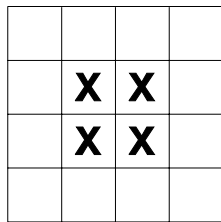
La charge est répartie entre 3 pixels adjacents (non linéaires et non diagonaux), entourés par 12 pixels vides.





□ **Configuration de type 4:**

La charge est répartie entre 4 pixels groupés en carré, entourés par 12 pixels vides.



Tout autre rassemblement de pixels chargés est pris pour du bruit et sera de ce fait supprimé. Une portion de CCD comportant des rayons-X et des traces de particules est illustrée sur la Figure 3-4. Les amas de pixels chargés ne correspondant pas à des rayons-X sont barrés.

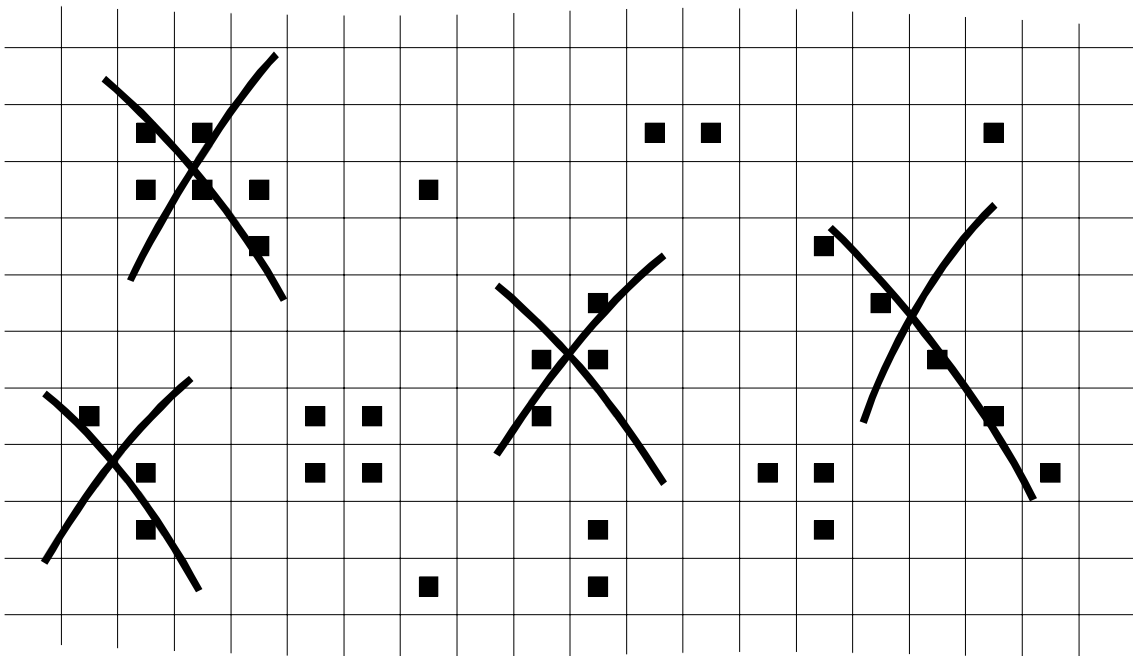


Figure 3-4: *Reconnaissance des rayons-X. Les pixels chargés dus au bruit de fond sont barrés. Ces rassemblements de pixels n'appartiennent à aucun type des 5 configurations correspondant à des rayons-X; ils sont dus au passage d'une particule chargée.*

### 3.3.2. Rejet du bruit de fond

En réalité, des pixels franchement vides n'existent pas car on a vu que tous les pixels sont remplis sous l'effet de l'excitation thermique. Dans ce cas, il convient de définir un pixel "vide" comme étant un pixel qui appartient au bruit thermique intrinsèque du CCD. Ainsi, les configurations présentées au paragraphe précédent pour la reconnaissance des rayons-X, restent valables si la charge des pixels dits "vides" n'est due qu'au bruit thermique du CCD.

Pour le savoir, il faut comparer le contenu de ces pixels avec le pic de bruit du CCD. Du moment où la charge des pixels subit des fluctuations statistiques, cette comparaison sera basée sur des tests statistiques. On est amené donc à déterminer certaines variables statistiques du pic de bruit, nécessaires à cette comparaison. Les mêmes variables seront calculées pour les pixels environnants et comparées avec celles du pic de bruit [46].

Dans notre cas, les variables statistiques que nous avons choisies sont la moyenne et la variance:

$$\text{Moyenne} = \bar{E} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_i \quad (3.4)$$

$$\text{Variance} = \sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (E_i - \bar{E})^2 = \frac{N}{N-1} \left( \overline{E^2} - \bar{E}^2 \right) \quad (3.5)$$

où  $\sigma$  est la déviation standard,

$$\text{et} \quad \overline{E^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_i^2 \quad (3.6)$$

avec  $N = 8$  pour une configuration de type 1  
 $N = 10$  pour une configuration de type 2  
 $N = 12$  pour une configuration de type 2B, 3 ou 4

La comparaison des moyennes se fait à l'aide du « test-t » de Student, et celle des variances à l'aide du « test-f » [47]. Le test-t (respectivement test-f) calcule la probabilité pour que les deux distributions statistiques, celles du pic de bruit et des pixels environnants, aient des moyennes (respectivement des variances) significativement différentes.

Les deux distributions statistiques sont considérées comme étant identiques, si et seulement si, elles ont simultanément des moyennes *et* des variances identiques.

### 3.3.3. Principe du calcul

En pratique, les calculs se font à l'aide d'un programme informatique dont le principe est présenté dans ce paragraphe.

Il est évident qu'il faut commencer par étudier le pic de bruit du CCD. On sait que le pic de bruit a une distribution gaussienne. Ceci est dû principalement aux effets de l'électronique de lecture [48]. Cette gaussienne est répartie autour d'une valeur arbitraire représentant le zéro de l'énergie.

La façon idéale de procéder serait de fitter par une gaussienne le pic de bruit qui apparaît dans le spectre brut en énergie. Ceci nous fournit les variables statistiques qui lui sont associées, notamment la moyenne (la position) et la variance, qui sont nécessaires à l'application des tests t et f pour la reconnaissance des rayons-X. Cependant, cette méthode ne pourrait pas être mise en pratique du moment où on a des milliers de fichiers à analyser. Il faut donc trouver un moyen automatique pour le calcul de la moyenne et de la variance du pic de bruit.

En revanche, cette méthode appliquée à un grand nombre de fichiers a permis de déterminer les 3 caractéristiques globales du pic de bruit d'un demi-CCD:

- 1) sa position se situe entre les canaux numéros 15 et 35 du spectre brut en énergie,
- 2) sa largeur totale à mi-hauteur varie entre 8 et 15 canaux,
- 3) son intensité dépasse en nombre de pixels 430 000 ce qui constitue plus de 96% des pixels ( $770 \times 576 = 443\,520$  pixels pour un demi-CCD).

Ces informations nous permettent de définir un intervalle en canaux suffisamment large pour contenir le pic de bruit en entier à coup sûr. Ainsi, on commence par une première lecture du CCD en retenant uniquement les pixels appartenant à cet intervalle prédéfini, et on calcule la moyenne et la variance en utilisant les formules (3.4) et (3.5) du paragraphe précédent. Bien sûr, cette méthode fait intervenir dans le calcul un certain nombre de pixels qui n'appartiennent pas au pic de bruit. Cependant, l'erreur commise dans ce cas n'affecte pas les valeurs obtenues, car ces pixels restent en nombre négligeables par rapport à l'intensité du pic de bruit qui contient plus de 96% des pixels du CCD comme on vient de le voir.

Ayant déterminé les paramètres du pic de bruit, on peut commencer l'analyse statistique pour la reconnaissance des rayons-X. A cet égard, on effectue un balayage du CCD, pixel par pixel, à la recherche des pixels contenant une charge significative, i.e., une charge au dessus d'un certain seuil dont la valeur, fixée dans le programme, indique que la charge en question ne provient pas de l'excitation thermique du CCD.

La valeur du seuil doit être bien choisie puisqu'une petite valeur pourrait réduire artificiellement le nombre de rayons-X détectés. Par exemple, si le seuil appartient au pic de bruit, en s'appuyant sur les configurations définies plus haut, on trouve que des photons X de type 1 pourront passer pour des photons de type 2 ou 2B, et dans plusieurs cas, des photons de types 2, 2B, 3 et 4 seront confondus avec du bruit et seront donc rejetés. D'autre part, un seuil très grand réduira l'intervalle du continuum et plusieurs pixels contenant une charge significative ne seront pas traités.

Comme le pic de bruit a une distribution gaussienne, la valeur du seuil marquant la présence d'une charge juste au dessus du bruit, est légèrement supérieure à la position du pic de bruit plus une fois sa largeur totale à mi-hauteur. Cette valeur doit correspondre par ailleurs au début du continuum observé dans les spectres brut en énergie du CCD.

Pour tout pixel contenant une charge au dessus du seuil, l'analyse statistique est appliquée aux 24 pixels environnants, numérotés et positionnés par rapport au pixel central comme l'indique la Figure 3-5.

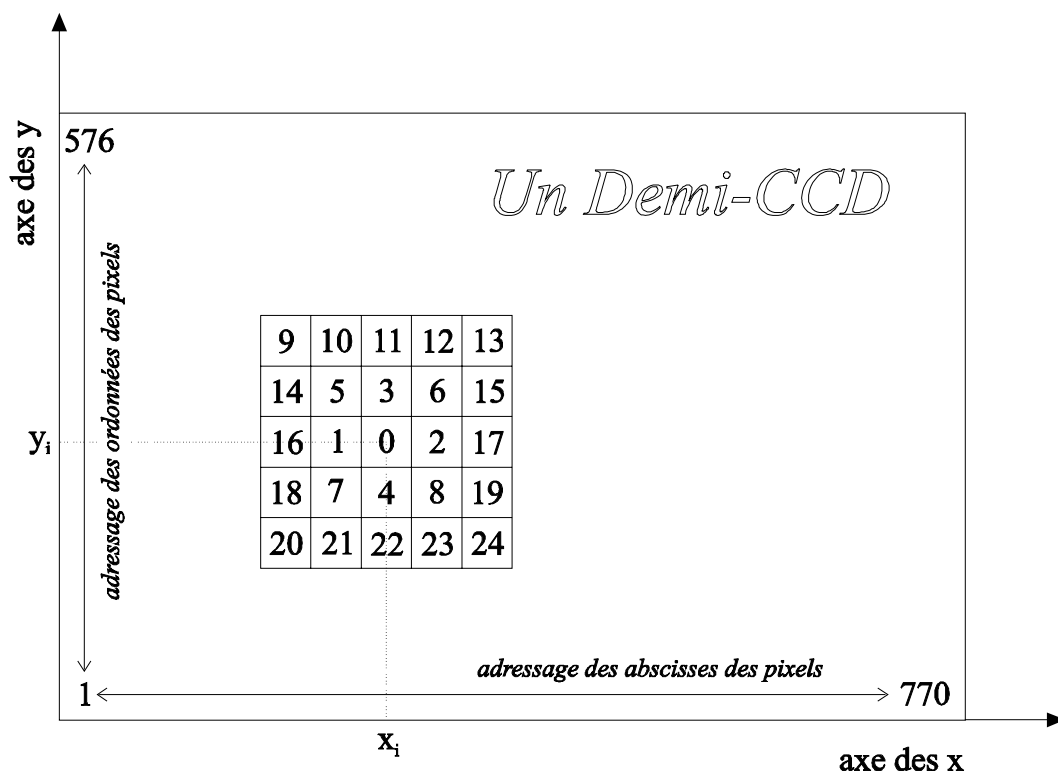


Figure 3-5: Numérotation et positionnement des pixels environnants. Les 24 pixels entourant le pixel central noté 0, sont répartis selon 2 cadres, interne (pixels 1 à 8) et externe (pixel 9 à 24). Chaque pixel est repéré par son abscisse et son ordonnée; les 2 axes horizontal et vertical du CCD sont pris pour les axes  $x$  et  $y$  respectivement.

On commence d'abord par une analyse de type 1 où on calcule la moyenne et la variance des 8 pixels environnants (pixels 1 à 8). Si les tests montrent qu'ils ne contiennent que du bruit, le pixel central est pris pour un photon X de type 1. L'énergie du photon est donnée par l'énergie du pixel diminuée de la valeur moyenne du pic de bruit. On retient la position du pixel, l'énergie du photon et le type de configuration. Ensuite, le pixel est écarté en lui attribuant la valeur moyenne du pic de bruit et ce, pour ne pas influencer les tests appliqués aux pixels restants.

Dans le cas contraire, où les tests montrent que les 8 pixels environnants contiennent une charge excédentaire au bruit thermique, on passe à une analyse de type 2. On considère alors le couple de pixels (0,1) et on applique les tests aux 10 pixels qui les entourent, soient les pixels 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 14, 16, 18. Si le contenu de ces pixels est assimilé à du bruit, l'événement est pris pour un photon X de type 2 dont l'énergie est donnée par la somme des énergies des 2 pixels, moins 2 fois la valeur moyenne du pic de bruit. Cette valeur de l'énergie est retenue, ainsi que la position du pixel central et le type de configuration. Les 2 pixels seront ensuite écartés en attribuant à chacun d'eux la valeur moyenne du bruit thermique. Sinon, on passe à un autre groupe de pixels, puis à un autre type de configuration et ainsi de suite jusqu'à essayer les 25 cas des 5 types de configuration groupés dans le Tableau 3-1.

Si malgré tous ces essais on n'arrive pas à identifier la présence d'un photon X, l'événement est pris pour du bruit et il n'est donc pas retenu. Les 25 pixels sont écartés en leur attribuant la valeur moyenne du bruit thermique.

Ayant parcouru tous les pixels du CCD, l'analyse d'un fichier résulte en plusieurs spectres indépendants de types différents. Ces spectres peuvent être tracés séparément ou peuvent être additionnés, ce qui est fait en général.

Pour un bloc de fichiers, la procédure décrite ici est faite pour chaque fichier à part, puisque la position et la largeur du pic de bruit varient d'un fichier à l'autre.

- Remarques:*
- 1) *L'analyse est faite par demi-CCD.*
  - 2) *Les configurations 1, 2, 2B, 3 et 4 doivent être abordées dans l'ordre précisé ici.*
  - 3) *Les pixels formant le premier rang du bord du CCD ne sont pas analysés, alors que le deuxième rang subit une analyse de type 1 seulement.*

N°	Type de configuration	Forme de l'événement	Pixels activés	Pixels environnants devant être « vides »
1	1	0	0	1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8
2	2	x 0	0, 1	2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 14, 16, 18
3	2	0 x	0, 2	1, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 15, 17, 19
4	2	x 0	0, 3	1, 2, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 11, 12
5	2	0 x	0, 4	1, 2, 3, 5, 6, 7, 8, 21, 22, 23
6	2B	x 0	0, 5	1, 2, 3, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 14, 16
7	2B	0 x	0, 6	1, 2, 3, 4, 5, 7, 8, 11, 12, 13, 15, 17
8	2B	0 x	0, 7	1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 16, 18, 20, 21, 22
9	2B	0 x	0, 8	1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 17, 19, 22, 23, 24
10	3	x 0 x	0, 1, 4	2, 3, 5, 6, 7, 8, 14, 16, 18, 21, 22, 23
11	3	0 x x 0	0, 3, 5	1, 2, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 14, 16
12	3	0 x x	0, 2, 8	1, 3, 4, 5, 6, 7, 15, 17, 19, 22, 23, 24
13	3	0 x 0	0, 1, 3	2, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 11, 12, 14, 16, 18
14	3	x 0 x	0, 2, 6	1, 3, 4, 5, 7, 8, 11, 12, 13, 15, 17, 19
15	3	0 x x	0, 4, 7	1, 2, 3, 5, 6, 8, 16, 18, 20, 21, 22, 23
16	3	x x 0	0, 3, 6	1, 2, 4, 5, 7, 8, 10, 11, 12, 13, 15, 17
17	3	0 0 x x	0, 2, 4	1, 3, 5, 6, 7, 8, 15, 17, 19, 21, 22, 23
18	3	x 0 x	0, 1, 7	2, 3, 4, 5, 6, 8, 14, 16, 18, 20, 21, 22
19	3	0 x x	0, 2, 3	1, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 11, 12, 15, 17, 19
20	3	0 x x	0, 4, 8	1, 2, 3, 5, 6, 7, 17, 19, 21, 22, 23, 24
21	3	0 x 0	0, 1, 5	2, 3, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 14, 16, 18
22	4	x x x 0	0, 1, 3, 5	2, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 14, 16, 18
23	4	0 x x 0 x	0, 2, 3, 6	1, 4, 5, 7, 8, 10, 11, 12, 13, 15, 17, 19
24	4	0 x x x	0, 2, 4, 8	1, 3, 5, 6, 7, 15, 17, 19, 21, 22, 23, 24
25	4	0 x 0 x x	0, 1, 4, 7	2, 3, 5, 6, 8, 14, 16, 18, 20, 21, 22, 23

Tableau 3-1: Les 25 cas de pixels activés correspondant à des photons X, répartis selon 5 types de configurations. Dans la colonne « Forme de l'événement », le 0 représente le pixel central, et le symbole « x » un pixel voisin chargé. Les pixels sont numérotés selon la Figure 3-5.

### 3.3.4. Efficacité de la méthode

Les spectres de la Figure 3-1 et de la Figure 3-2 sont tracés sur la Figure 3-6, après le rejet du bruit de fond. Sur le spectre du Cu (Figure 3-6.a), on voit que le pic de bruit et le continuum provenant de la diffusion de charges ont disparu. On remarque par ailleurs que l'intensité du pic du Cu a augmenté (le maximum du pic passe de  $\approx 2300$  à  $\approx 3000$  coups). Ceci est dû à la récupération des rayons-X responsables du continuum.

Le spectre de l'azote pionique montre les mêmes améliorations avec en plus, l'élimination efficace du bruit de fond expérimental (Figure 3-6.b).

*Remarque: Il faut noter que dans certains cas particuliers de rassemblement de pixels, la procédure utilisée pour le rejet du bruit de fond pourrait conduire à l'isolement d'un pixel du groupe, qui sera pris à tort pour un "rayon-X" dans la suite de l'analyse. Les pixels de ce genre apparaissent dans le spectre en énergie sous forme de résidus de bruit puisqu'ils n'appartiennent à aucune raie de transition. En conclusion, la méthode exposée ici réduit le bruit de fond considérablement, mais ne l'élimine pas entièrement.*

## 3.4. Spectre en position

On aurait pu déterminer l'énergie de la transition directement à partir du spectre en énergie, mais nous avons vu que la résolution en énergie du CCD est de l'ordre de 150 eV, ce qui n'est pas suffisant pour la précision souhaitée de nos expériences. Par contre, la bonne résolution spatiale du CCD combinée à celle du cristal de Bragg, nous permet d'atteindre une résolution de l'ordre de 0.3 eV.

Il faut donc déterminer la position de la raie sur le CCD. Pour cela, on forme d'abord le spectre de dispersion qui n'est autre que l'image de la raie sur le détecteur. A l'aide de coupures en énergie (voir Figure 3-6.b), on délimite la raie qui nous intéresse dans le spectre en énergie et on se sert de la deuxième information sur les pixels qui est la position. Un pixel appartenant à l'intervalle d'énergie défini par les coupures, est alors représenté par un point et tracé selon sa position sur le CCD. L'ensemble de ces points forme l'image de la source sur le CCD, appelé couramment « réflexe ». C'est le spectre de dispersion de la transition. La Figure 3-7 montre les spectres de dispersion de l'azote pionique avant et après le rejet du bruit de fond.

Le spectre en position est obtenu alors par simple projection orthogonale du réflexe sur l'axe horizontal  $x$  (Figure 3-8). Un fit du spectre ainsi obtenu nous donne la position de la raie sur le CCD en unité de pixels ainsi que sa largeur.

*Remarque: Les coupures en énergie sont choisies de sorte à obtenir le meilleur rapport signal sur bruit dans le spectre en position.*

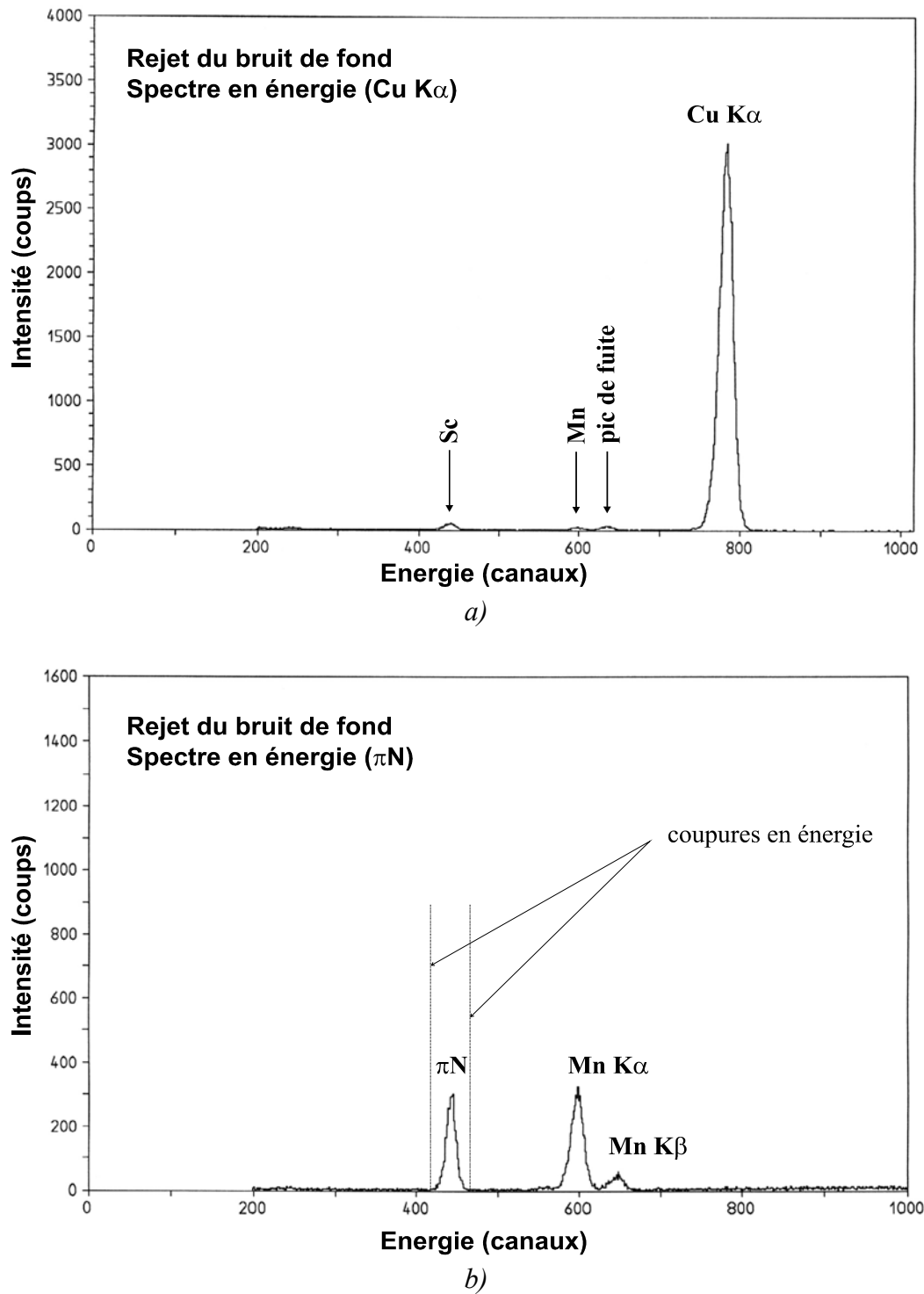


Figure 3-6: Reconnaissance des rayons-X. Les figures montrent la somme des spectres en énergie de types 1 et 2 pour la raie K $\alpha$  du Cu en a), et la transition 5  $\rightarrow$  4 dans l'azote pionique en b). On notera principalement la disparition du continuum provenant de la diffusion de charges vers les pixels voisins, et du bruit de fond expérimental (à comparer avec la Figure 3-1 et la Figure 3-2 respectivement). Les coupures en énergie en b) servent à sélectionner la raie intéressante afin de former le spectre en position (cf. § 3.4).



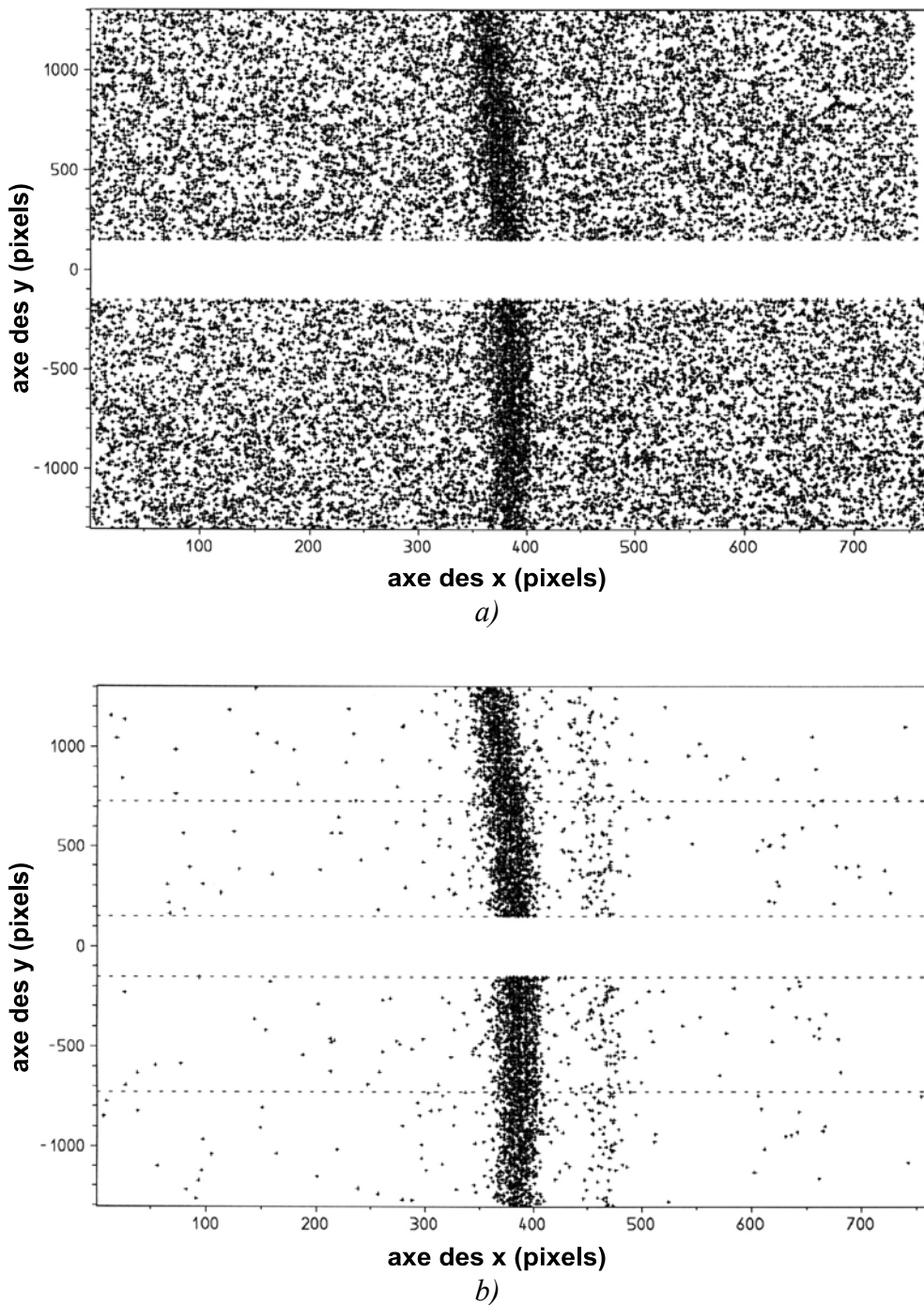


Figure 3-7: Spectres de dispersion de l'azote pionique. Ces spectres sont obtenus en appliquant des coupures à la raie de l'azote pionique dans le spectre en énergie. Les pixels appartenant à la fenêtre en énergie ainsi définie, sont tracés selon leurs coordonnées  $x$  et  $y$ . L'image obtenue est nommée plus communément « réflexe ». La figure a) montre le spectre de dispersion avant le rejet du bruit de fond. En b) on a gardé les photons de types 1 et 2 seulement. La comparaison des deux figures donne une idée sur l'efficacité de la méthode utilisée pour la reconnaissance des rayons-X. Notons qu'au départ (sans les coupures en énergie) l'image est complètement noire.

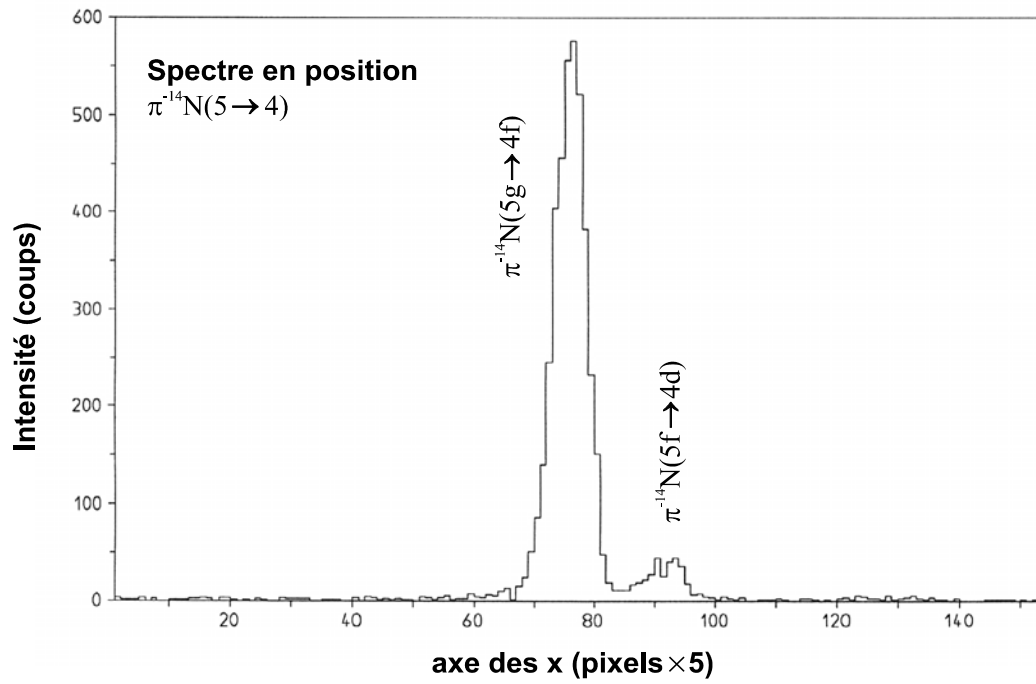


Figure 3-8: Spectre en position de l'azote pionique obtenu par projection du spectre de dispersion sur l'axe horizontal du CCD (après rejet du bruit de fond). Ce spectre nous permet de déterminer la position de la raie sur le détecteur, et de remonter à l'énergie de la transition d'après la géométrie du spectromètre.

### 3.5. Corrections au spectre en position

Dans ce qui a précédé, nous avons exposé la méthode générale utilisée pour l'obtention d'un spectre en position. Ce qui nous importe en fin de compte, c'est la position du spectre sur le CCD et sa largeur. Ces deux paramètres sont influencés par plusieurs facteurs que nous abordons ici, ainsi que les méthodes utilisées pour éliminer leurs effets.

#### 3.5.1. Correction de la courbure du réflecte

La figure de diffraction donnée par un cristal plan d'une source ponctuelle de rayons-X monochromatiques, est une courbe en forme d'une branche d'ellipse. Sa largeur est due à l'acceptance angulaire du cristal, et sa courbure au fait que le cristal est plan, dans le sens où sa partie réfléchissante s'étend à 2 dimensions.

En effet, à une dimension, un cristal infini présente 2 points équidistants de la source ponctuelle S, qui vérifient la loi de Bragg (équation (2.1)). A deux dimensions, le lieu de réflexion des rayons-X monochromatiques sur le cristal est un cercle défini par l'intersection du cristal avec un cône droit, de sommet S et d'angle d'ouverture  $2(\pi/2 - \theta_B)$  (Figure 3-9).

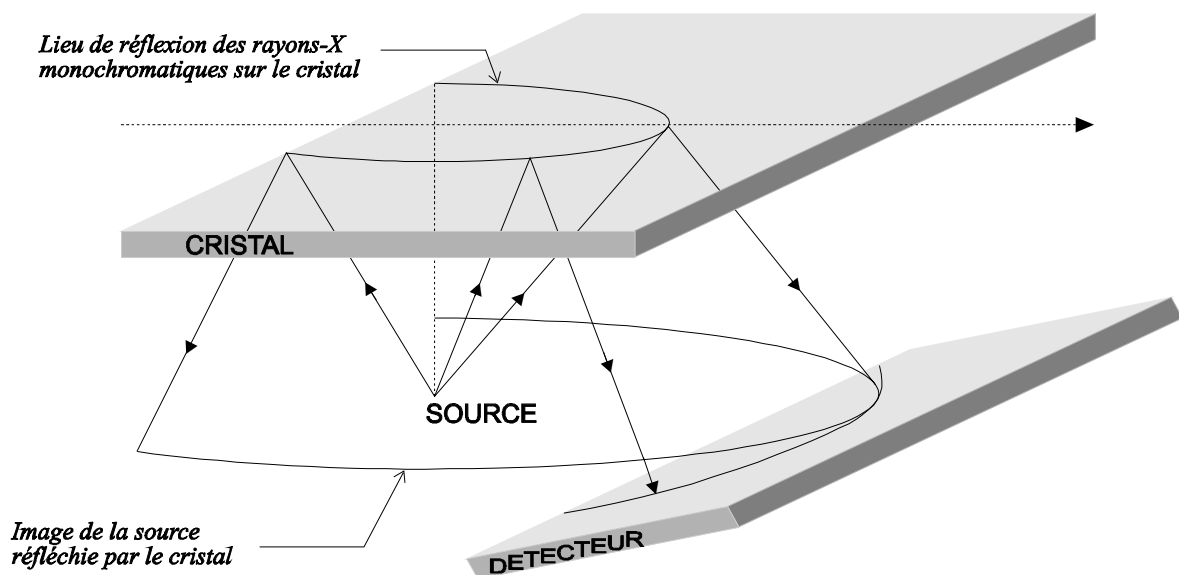


Figure 3-9: Courbure du réflecte. L'image d'une source ponctuelle de rayons-X monochromatiques, donnée par un cristal infini est un cercle qui est, par projection sur le plan du détecteur une ellipse. En réalité, le détecteur reçoit seulement une branche de l'ellipse, ce qui donne au réflecte sa forme courbe.

Le cristal réfléchit donc un cercle dont l'image sur le plan de détection, est une ellipse, puisqu'en général, le plan du détecteur forme un certain angle avec le plan du cristal. Mais en réalité, les dimensions finies du cristal font que les rayons-X provenant de la source ne se réfléchissent que sur une partie du cristal. Le détecteur reçoit alors un arc de l'ellipse, ce qui explique la courbure observée du réflexe.

En tenant compte de l'acceptance angulaire du cristal  $\omega_s$ , on peut expliquer la largeur de la courbe sur le détecteur en remarquant que le lieu de réflexion des rayons-X sur le cristal n'est pas en fait un cercle, mais une couronne d'épaisseur  $\omega_s$ .

Nous avons vu que le spectre en position est obtenu à partir du spectre de dispersion par projection du réflexe sur l'axe horizontal x. Mais on vient d'expliquer que le réflexe est courbe, c'est d'ailleurs ce que nous pouvons remarquer sur la Figure 3-7.b. Dès lors, une projection orthogonale sur l'axe des x peut fausser la position de la raie sur le CCD, ainsi que sa largeur. Il faut donc "redresser" la raie avant de faire la projection.

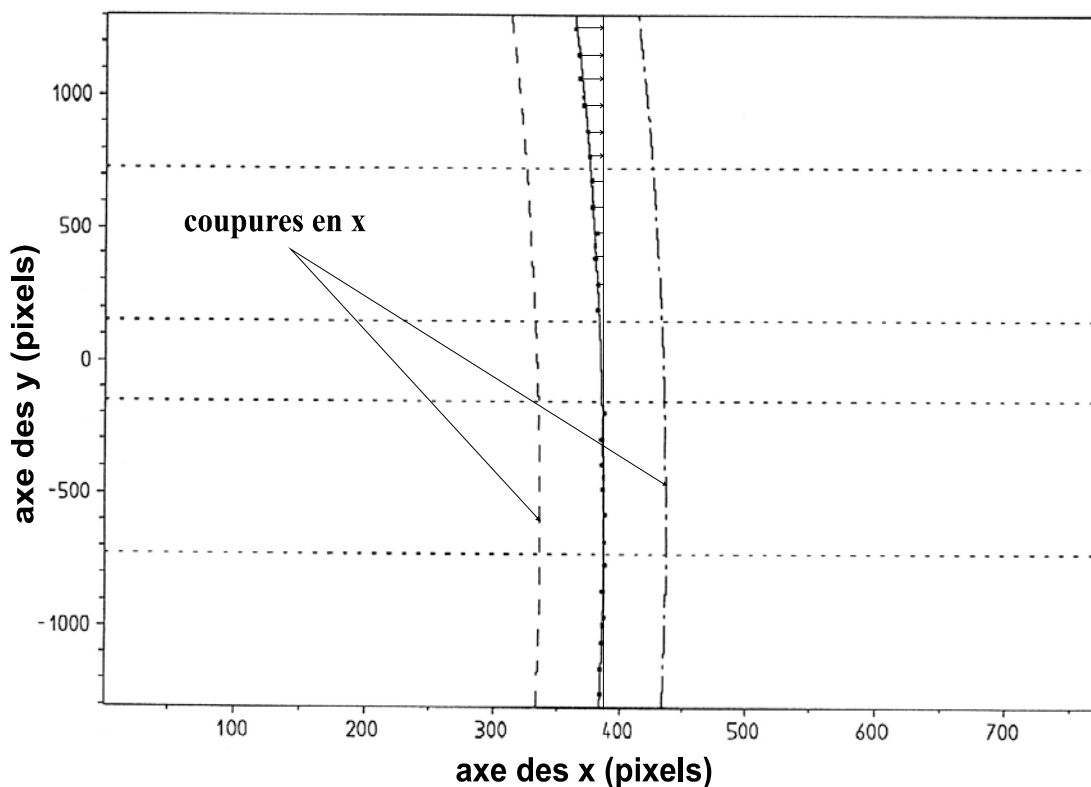


Figure 3-10: Correction de la courbure du réflexe par une analyse en tranches du CCD. Les points représentent les positions de la raie dans chaque tranche. Les paramètres de la parabole obtenus par le fit de ces points, servent à redresser la raie. Les pixels du CCD sont alors translatés suivant l'axe des x conformément à leurs ordonnées y.

La correction de la courbure du réflexe peut se faire grâce à une analyse “en tranches” du CCD. Dans ce sens, chaque CCD est divisé en plusieurs zones horizontales très fines, d'épaisseur  $\Delta y$ , où la raie peut être considérée avec une bonne approximation comme étant droite. La position de la raie dans chaque tranche est obtenue à l'aide d'un fit et représentée par un point. Pour obtenir un meilleur résultat sur le fit, on applique des coupures courbes en  $x$ . Ces coupures sont utilisées pour délimiter la raie. On évite ainsi de prendre en compte les parties droite et gauche du CCD qui contiennent des pixels n'appartenant pas à la raie.

La Figure 3-10 montre un cas où chaque demi-CCD est divisé en 6 tranches, menant ainsi à 24 points représentant les positions de la raie relativement aux différentes tranches. Les barres d'erreurs sont très petites vu la bonne statistique dans la raie. Les points obtenus sont alors fittés par une parabole de la forme  $y = a + bx + cx^2$ . La raie est redressée en transformant, pour tout pixel de coordonnées  $(x_i, y_i)$ , son abscisse  $x_i$  en  $x_i - (by_i + cy_i^2)$ .

Pour montrer dans un exemple l'importance de cette correction et son influence sur la forme de raie, nous avons choisi le spectre de silicium parce que ses raies  $K\alpha_1$  et  $K\alpha_2$  sont très proches en énergie.

La Figure 3-11.c montre le spectre en position du silicium où la projection sur l'axe des  $x$  a été effectuée sans la correction de la courbure du réflexe. Les raies  $K\alpha_1$  et  $K\alpha_2$  ne peuvent pas être distinguées l'une de l'autre. Par contre, elles sont bien séparées quand la raie est redressée avant la projection (Figure 3-11.d). L'image du réflexe sur le détecteur avant et après la correction de la courbure, est montrée sur les Figures 3-11.a et 3-11.b.

La courbure du réflexe dépend de l'énergie des rayons-X et varie avec la distance entre le cristal et le détecteur. Comme les énergies des transitions exotique et de calibration correspondante sont en général très proches mais non exactement égales, cette correction devrait se faire pour chaque spectre indépendamment. Mais le résultat du fit du réflexe, dépend de la forme de la raie et de son intensité. Les raies de calibration sont très intenses, mais aussi très larges, ce qui fait que le fit de la courbure de ces raies ne donne pas un bon résultat.

Bien qu'elles soient moins intenses, les raies exotiques sont simples et étroites et le résultat du fit décrit bien la courbure. Comme les courbures des raies diffèrent de très peu, il a été jugé que l'erreur commise en appliquant les paramètres de courbure des raies exotiques aux spectres de calibration, reste plus petite que l'erreur obtenue en fittant la courbure de ces derniers séparément. C'est ce qui a été fait lors de l'analyse de l'expérience sur la masse du pion (PSI 95) où les paramètres de courbure du spectre de l'azote pionique ont été appliqués, non seulement à ce dernier, mais aussi au spectre de calibration du cuivre.

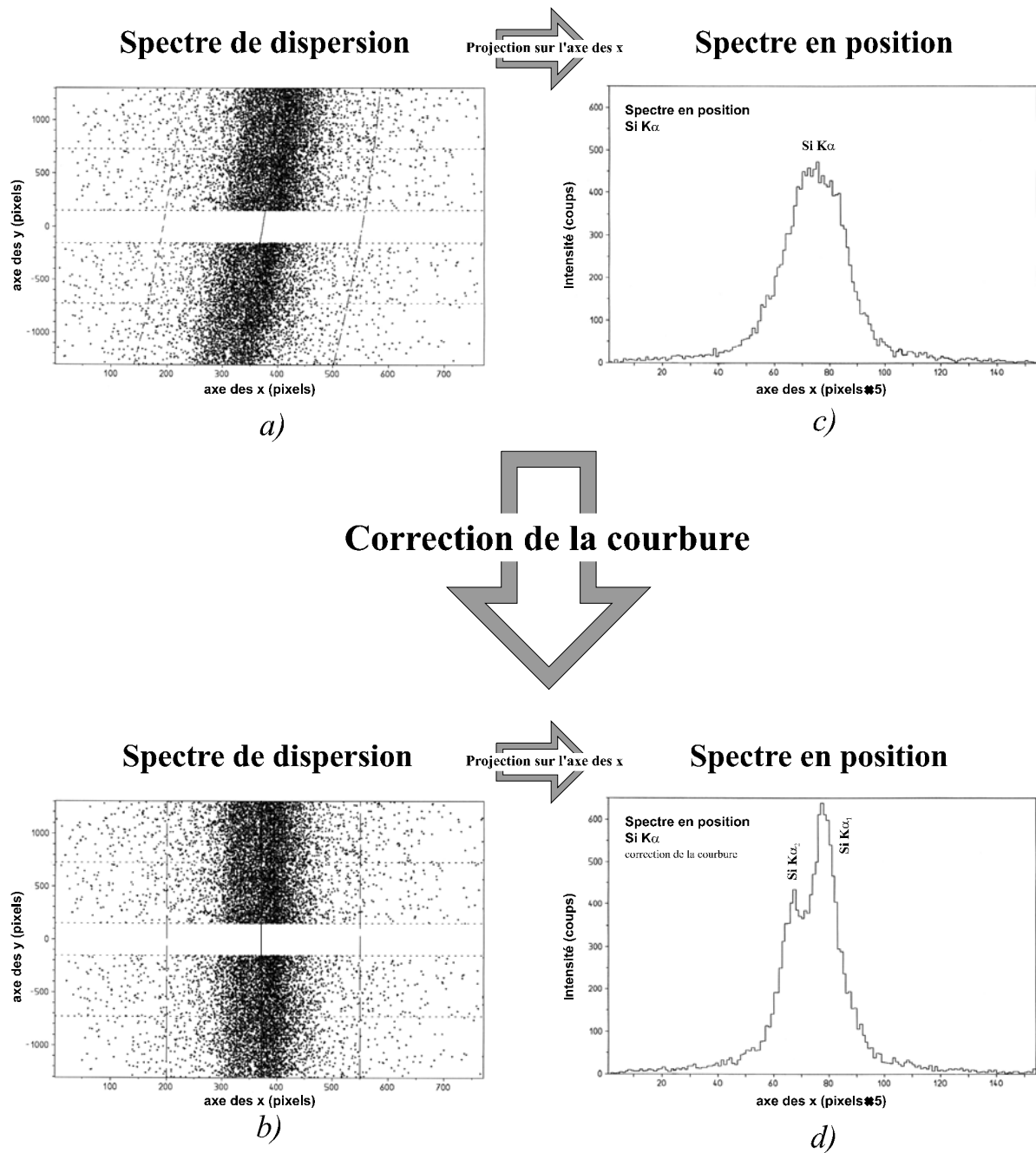


Figure 3-11: Influence de la correction de la courbure du réflexe sur la forme des raies. Les figures a) et b) montrent les spectres de dispersion avant et après cette opération. En c) et d) on montre les spectres en position correspondants. La double structure de la raie  $K\alpha$  n'apparaît que lorsque cette correction est faite.

Pour l'expérience sur le protonium (LEAR 96), les paramètres du réflexe de l'hélium antiprotonique ont été utilisés pour corriger la courbure de tous les spectres, à savoir, l'hydrogène antiprotonique  $p\bar{p}(3d \rightarrow 2p)$ , le Si  $K\alpha_{1,2}$  et bien entendu, l'hélium antiprotonique  $\bar{p}^3\text{He}(5g \rightarrow 4f)$ .

Les différents paramètres sont groupés dans le Tableau 3-2. A noter que seuls les paramètres b et c sont nécessaires pour cette opération.

Expérience	Transition	Paramètres de courbure	
		b	c
PSI 95	$\pi^{-14}N(5g \rightarrow 4f)$	$-0.85 \times 10^{-2}$	$-0.70 \times 10^{-5}$
LEAR 96 (premier détecteur CCD1-4)	$\bar{p}^3He(5g \rightarrow 4f)$	$0.39 \times 10^{-1}$	$-0.77 \times 10^{-5}$
LEAR 96 (deuxième détecteur CCD5-8)	$\bar{p}^3He(5g \rightarrow 4f)$	$-0.32 \times 10^{-1}$	$-0.96 \times 10^{-5}$

Tableau 3-2: Paramètres utilisés pour la correction de la courbure des raies.

### 3.5.2. Détermination du décalage entre les CCD

Un autre facteur influant sur la position et la largeur de la raie, est le décalage horizontal entre les CCD de haut et de bas ( $\Delta X_{\text{haut-bas}}$ ). On a vu que notre détecteur est formé de 2 grands CCD superposés et distants de 7 mm, et ce dans le but d'augmenter la statistique de la mesure en sommant les 2 spectres obtenus séparément sur le CCD de haut et celui de bas. Pour cela, il faut que le décalage entre les CCD soit nul, sinon la raie serait déformée et on obtient une erreur sur la position et la largeur. Or, la technique utilisée pour fixer les CCD ne permet pas un alignement vertical parfait entre les 2 CCD. Il en résulte un décalage horizontal d'une dizaine de pixels entre les 2 parties du détecteur. Ce décalage étant physiquement fixe, la correction est faite à l'aide du programme informatique où tous les pixels du CCD de haut sont translatés horizontalement par rapport au CCD de bas de la valeur correspondant au décalage. Cela dit, encore faut-il déterminer la valeur  $\Delta X_{\text{haut-bas}}$  de ce décalage.

*Remarque:*

- 1) Sur la Figure 3-7.a, à droite du CCD de haut, on peut remarquer la présence d'une petite zone blanche verticale. Ceci est dû à la correction du décalage entre les 2 CCD.
- 2) Une façon d'éviter cette correction revient à faire une analyse indépendante du CCD de haut et celui de bas. Cependant, cette méthode ne marche pas à cause de la faible statistique.

A l'aide d'une source à rayons-X, on peut mesurer  $\Delta X_{\text{haut-bas}}$  en interceptant les rayons-X émis, par une fente verticale très fine, dont l'image couvre les 2 CCD. En fittant l'image de la fente par une droite sur le CCD de haut, et indépendamment sur le CCD de bas, on peut déterminer avec exactitude la valeur de  $\Delta X_{\text{haut-bas}}$ . Malheureusement, ce moyen sûr et simple n'a pu être utilisé, et il nous a fallu trouver une autre méthode pour déterminer le décalage entre les CCD.

Une méthode évidente revient à tracer le spectre d'une transition sur le CCD de haut par exemple, et déterminer sa position à l'aide d'un fit (après la correction de la courbure). La même procédure est faite avec le même spectre sur le CCD de bas.  $\Delta X_{\text{haut-bas}}$  est donné dans ce cas par la différence entre les positions de la raie sur les 2 CCD. Cette méthode a été envisagée premièrement pour résoudre le problème du décalage des CCD utilisés dans l'expérience de la masse du pion au PSI en 95. Appliquée à la raie de l'azote pionique, un décalage relatif de -14 pixels a été trouvé. Dans l'expérience effectuée au CERN en 96 sur les atomes antiprotoniques, nous avons utilisé deux autres détecteurs. Cependant, cette méthode ne marche pas avec les spectres antiprotoniques vue la faible intensité des raies. Les spectres de calibration sont intenses, mais présentent des transitions satellites et sont d'ailleurs très larges, ce qui fait que le décalage obtenu n'est pas précis et change d'un spectre à l'autre!

Pour les spectres antiprotoniques, nous avons trouvé une méthode qui repose sur la minimisation du  $\chi^2$  du fit de la courbure du réflexe. Ainsi, on regarde la variation du  $\chi^2$  du fit en fonction de  $\Delta X_{\text{haut-bas}}$ . Pour une certaine valeur de  $\Delta X_{\text{haut-bas}}$ , on fitte la courbure du réflexe comme expliqué au paragraphe précédent, mais ici on retient la valeur du  $\chi^2$  du fit. On fait varier  $\Delta X_{\text{haut-bas}}$  et on recommence le fit. Les valeurs de  $\chi^2$  ainsi obtenues sont tracées et ajustées par une parabole. Le décalage réel entre les CCD est celui qui correspond au minimum de la parabole. C'est la valeur qui minimise le  $\chi^2$  du fit de la courbure. C'est la méthode qu'on a utilisée avec le réflexe de l'hélium antiprotonique pour déterminer les décalages des 2 détecteurs utilisés au LEAR en 96; la raie de l'hélium antiprotonique étant une raie simple, ne présentant pas de transitions satellites, et très étroite par rapport aux transitions électroniques de calibration ( $K\alpha$  du Si). A titre de vérification, on a remesuré le décalage entre les CCD du détecteur utilisé au PSI en 95, en appliquant cette méthode sur la raie de l'azote pionique. La valeur obtenue était exactement égale à celle qu'on avait trouvée avec la première méthode.

Les différents décalages mesurés sont présentés dans le Tableau 3-3 ci-dessous:

Expérience	Raie utilisée	$\Delta X_{\text{haut-bas}}$
PSI 95	$\pi^{-14}N(5g \rightarrow 4f)$	-14 pixels
LEAR 96 (premier détecteur CCD1-4)	$\bar{p}^3He(5g \rightarrow 4f)$	+24 pixels
LEAR 96 (deuxième détecteur CCD5-8)	$\bar{p}^3He(5g \rightarrow 4f)$	+32 pixels

Tableau 3-3: Décalages entre les CCD des différents détecteurs utilisés.

Ces valeurs seront désormais utilisées pour tous les spectres à analyser.



La Figure 3-12 montre la variation de  $\chi^2$  en fonction du décalage pour un détecteur utilisé au LEAR (CCD5-8), pour la raie de l'hélium antiprotonique  $\bar{p}^3\text{He}(5g \rightarrow 4f)$ .

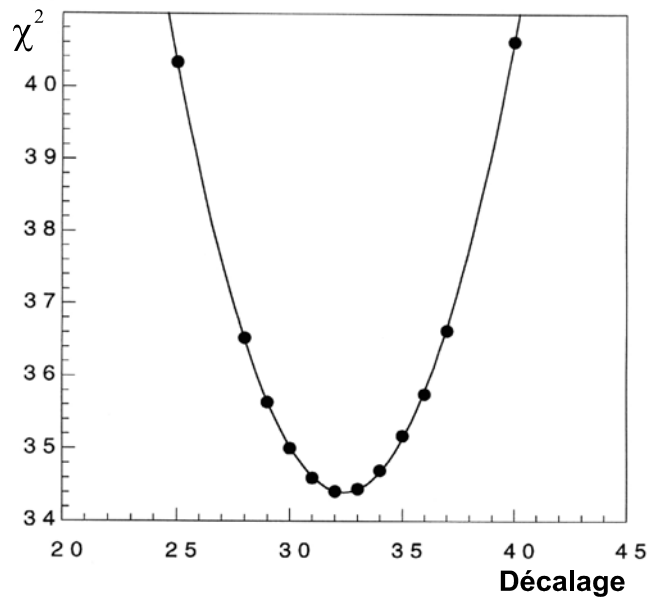


Figure 3-12: Détermination du décalage entre les CCD, par la méthode de minimisation du  $\chi^2$  du fit de la courbure du réflexe. Le décalage est donné par la valeur qui correspond au minimum de la parabole.

### 3.5.3. Elimination des pixels défectueux

Les pixels défectueux sont définis comme étant ceux qui restent activés artificiellement un grand nombre de fois, tout le long d'une série de mesures. Ils apparaissent à la même position avec la même énergie. Ils peuvent provenir d'un défaut dans la structure même du CCD lors de sa fabrication, comme ils peuvent être dus à une mauvaise initialisation de l'électronique de lecture lorsqu'on commence une nouvelle mesure.

Ces mauvais pixels se manifestent par la présence de pics parasites dans le spectre en position (Figure 3-14.a), ce qui peut affecter le fit et donc fausser la position et la largeur de la raie, surtout pour les spectres antiprotoniques, où l'intensité des raies est relativement très faible.

En vue de ce qui a été dit des pixels défectueux, pour les identifier, il suffit de regarder le nombre de fois que chaque pixel a été activé lors d'une série de N mesures ( $N > 10$  en général). Soit  $P(n)$  le nombre de pixels activés n fois ( $n \leq N$ ). Pour les pixels

touchés par des rayons-X,  $P(n)$  décroît avec  $n$  croissant et s'annule rapidement. Ceci représente la probabilité pour qu'un pixel soit touché  $n$  fois. Cette probabilité décroît rapidement et s'annule à partir d'une certaine valeur de  $n$ . C'est ce qu'on observe lorsqu'on trace l'histogramme  $P(n)$  en fonction de  $n$  pour un CCD ne comprenant pas de pixels défectueux (Figure 3-13.a).

D'après l'histogramme, on peut déterminer un  $n_{\text{seuil}}$  défini par le plus petit  $n$  pour lequel  $P(n)$  s'annule. Statistiquement, cela revient à dire que pour les  $N$  mesures, un pixel ne peut pas être touché par des rayons-X un nombre de fois plus grand ou égal à  $n_{\text{seuil}}$ .

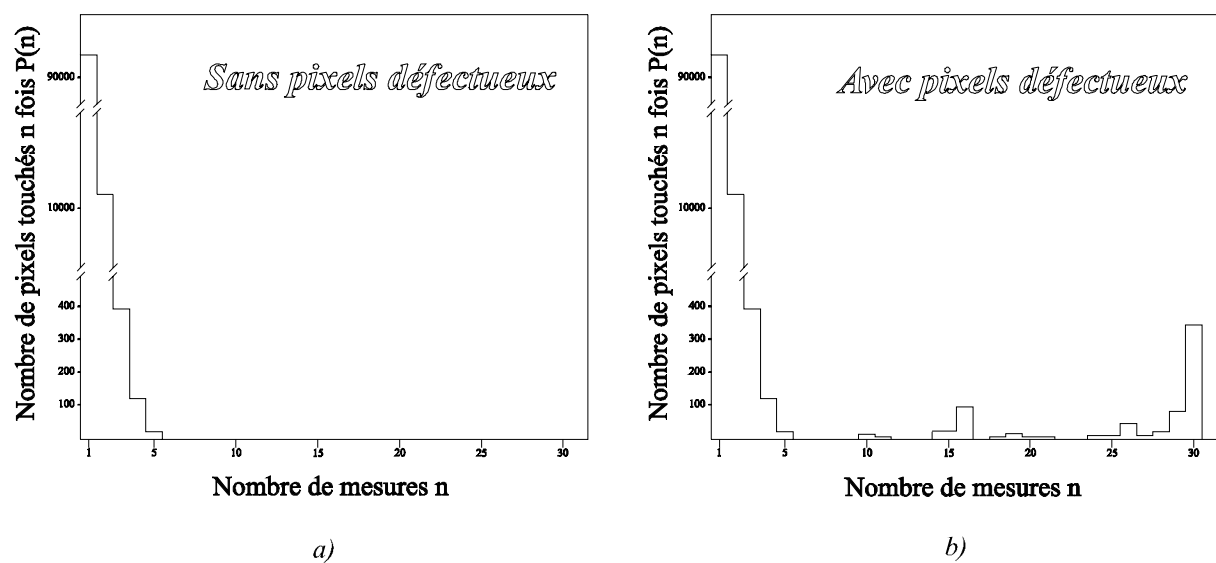


Figure 3-13: a) Histogramme d'un CCD sans pixels défectueux. Le nombre de pixels touchés  $n$  fois décroît au fur et à mesure que  $n$  croît, et s'annule à partir d'une certaine valeur de  $n$ .  
b) Histogramme d'un CCD ayant des pixels défectueux. On remarque la présence de pixels qui restent activés un grand nombre de fois. Ces pixels sont défectueux car ils ne peuvent pas être dus à des rayons-X.

$n_{\text{seuil}}$  dépend du nombre de mesures (fichiers), du temps d'exposition pour chaque mesure et de l'intensité de la raie, mais il est généralement très petit devant le nombre  $N$  de mesures.

- Typiquement, pour 10 spectres de calibration de 3 minutes de temps d'exposition chacun,  $n_{\text{seuil}}$  est égal à 3.
- Pour 30 spectres d'azote pionique avec un temps d'exposition de 30 minutes par spectre,  $n_{\text{seuil}}$  est de l'ordre de 4 à 5.
- Pour un bloc de 100 fichiers d'hélium antiprotonique de 20 minutes de temps d'exposition par fichier,  $n_{\text{seuil}}$  est typiquement égal à 7.

*Remarque:* En pratique, il faut être subtil quant à la détermination de  $n_{\text{seuil}}$ . Ce dernier est donné par l'endroit où on voit une irrégularité dans la décroissance de  $P(n)$ .

La Figure 3-13.b montre un histogramme typique d'un CCD ayant des pixels défectueux. Contrairement à ce qu'on vient de dire plus haut, on voit des pixels qui sont touchés un nombre de fois plus grand que  $n_{\text{seuil}}$ . Ces pixels sont donc défectueux car ils ne peuvent pas être dus à des rayons-X.

L'élimination des pixels défectueux se fait comme suit: pour un bloc de  $N$  fichiers, on effectue une première lecture en comptant pour chaque pixel, le nombre de fois qu'il apparaît dans les  $N$  fichiers. On trace l'histogramme et on détermine le seuil statistique  $n_{\text{seuil}}$  comme expliqué plus haut. Les pixels activés un nombre de fois plus grand que  $n_{\text{seuil}}$  sont identifiés et notés dans un fichier. Ces pixels sont ensuite éliminés en leur attribuant la valeur moyenne du pic de bruit. Par ailleurs, en procédant ainsi, on n'affecte pas l'analyse statistique pour la reconnaissance des rayons-X. Après cette opération, on lance l'analyse en effectuant une deuxième lecture des  $N$  fichiers, et on voit que les pics parasites dans le spectre en position disparaissent effectivement (Figure 3-14.b).

*Remarques:*

- 1) L'élimination des pixels défectueux se fait séparément pour chaque bloc de  $N$  fichiers, dont l'analyse aboutit à un spectre.
- 2) Il est clair que tout rayon-X qui tombe sur un pixel défectueux est perdu. Les pixels défectueux peuvent donc affecter la résolution du CCD. Leur élimination ne résout pas complètement ce problème puisque l'élimination d'un pixel défectueux pourrait, dans le cas où le pixel a reçu des rayons-X, produire un "creux" dans le spectre qui va de 1 à 7 coups au maximum en intensité (pour un spectre de 100 fichiers par exemple). Cependant, la "non-élimination" de ce pixel introduira forcément un pic parasite dans le spectre, dont l'intensité pourrait atteindre 100 coups! Tout compte fait, on gagne en résolution en éliminant les pixels défectueux.

L'analyse des spectres commence en fait par l'identification et l'élimination des pixels défectueux. Puis, suivra la détermination du décalage entre les CCD. La suite de l'analyse ne doit pas se faire avant que ces 2 corrections soient sous contrôle. L'analyse continue alors avec la reconnaissance des rayons-X et donc, le rejet du bruit de fond pour arriver au spectre de dispersion. La correction de la courbure intervient à ce stade, avant d'aboutir finalement au spectre en position, par projection sur l'axe horizontal  $x$ .

La position et la largeur de la raie sont alors déterminées par un fit du spectre final qu'est le spectre en position.

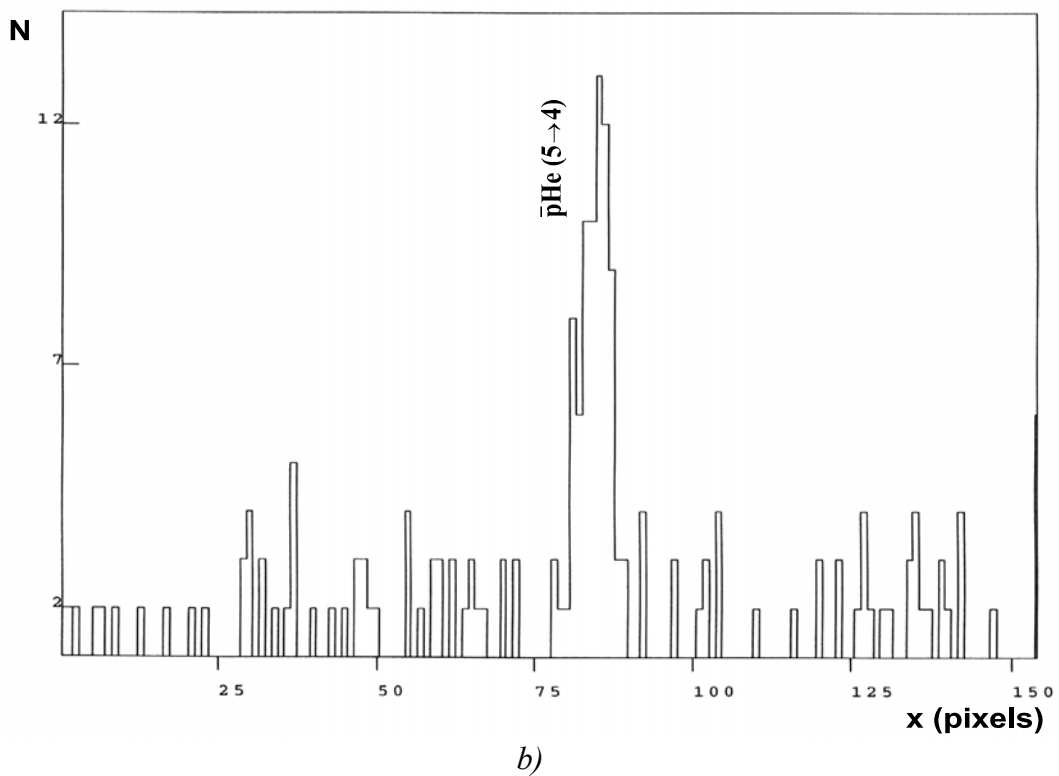
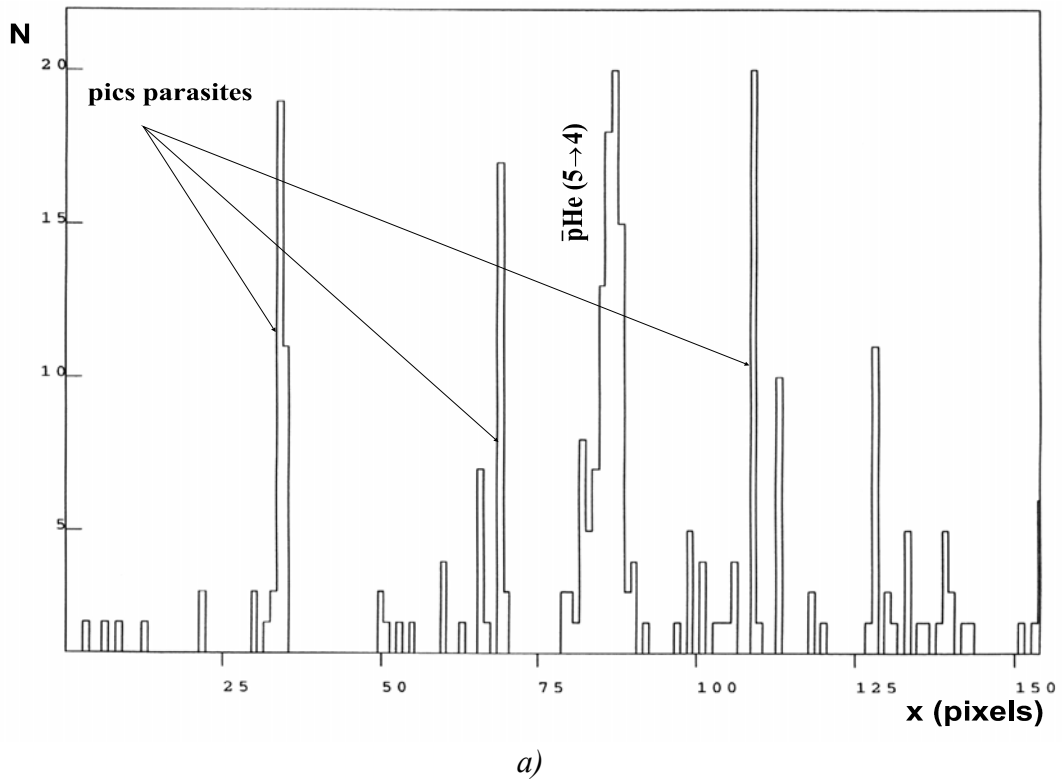


Figure 3-14: Pixels défectueux. La figure montre un spectre en position de l'hélium antiprotonique avant (a) et après (b) l'élimination des pixels défectueux. Les pics parasites dus aux mauvais pixels, présents en a) ont complètement disparus en b). L'intensité du spectre a diminué car il contenait des pixels défectueux qui ont été éliminés.

### 3.6. Détermination de l'énergie de la transition

Ayant déterminé la position de la raie sur le détecteur, il nous reste à calculer son énergie compte tenu de la géométrie imposée par le spectromètre. Pour cela, nous utiliserons comme position de référence une raie de calibration d'énergie bien connue. La différence entre les positions des deux raies nous fournit la différence d'angles de Bragg. De simples considérations géométriques nous conduisent à l'angle de Bragg de la transition exotique, qui s'exprime en fonction de l'angle de Bragg de la raie de calibration et de la différence d'angles de Bragg entre les deux raies, tout en tenant compte des positions relatives du détecteur lors des deux mesures.

Considérons l'égalité angulaire suivante (voir Figure 3-15):

$$\theta_{ex} - \theta_{cal} = \underbrace{(\theta_{ex} - \theta_{encex})}_{\delta\theta_{ex}} + \underbrace{(\theta_{encex} - \theta_{enccal})}_{\Delta\theta_{enc}} + \underbrace{(\theta_{enccal} - \theta_{cal})}_{\delta\theta_{cal}} \quad (3.7)$$

avec

$$\delta\theta_{ex} = (\theta_{ex} - \theta_{encex}) = \arctan\left(\frac{X_{encex} - X_{ex}}{Y_{ex}}\right) = \arctan\left(\frac{385 - X_{ex}}{Y_{ex}}\right) \quad (3.8)$$

et

$$\delta\theta_{cal} = (\theta_{enccal} - \theta_{cal}) = \arctan\left(\frac{X_{cal} - X_{enccal}}{Y_{cal}}\right) = \arctan\left(\frac{X_{cal} - 385}{Y_{cal}}\right) \quad (3.9)$$

où  $\theta_{ex}$ ,  $\theta_{cal}$  : angles de Bragg correspondant à la raie exotique, et à la raie de calibration respectivement ;

$\theta_{encex}$ ,  $\theta_{enccal}$  : valeurs de l'angle données par l'encodeur du spectromètre quand le détecteur est à la position de la raie exotique et à celle de la raie de calibration respectivement ;

$X_{ex}$ ,  $X_{cal}$  : positions respectives de la raie exotique et de la raie de calibration sur le CCD ;

$Y_{ex}$ ,  $Y_{cal}$  : distances focales correspondant à la raie exotique et à la raie de calibration respectivement ;

$X_{encex} = X_{enccal} = 385$  : milieu du CCD en pixels.

Cela conduit à l'équation suivante:

$$\theta_{ex} = \underbrace{\theta_{cal}}_{\text{terme(1)}} + \underbrace{(\theta_{encex} - \theta_{enccal})}_{\text{terme(2)}} + \underbrace{\arctan\left(\frac{385 - X_{ex}}{Y_{ex}}\right) + \arctan\left(\frac{X_{cal} - 385}{Y_{cal}}\right)}_{\text{terme(3)}} \quad (3.10)$$

Le terme (1) correspond à l'angle de Bragg de la raie de calibration, et les termes (2) et (3) expriment respectivement la différence d'angles de l'encodeur et de Bragg entre les deux raies.

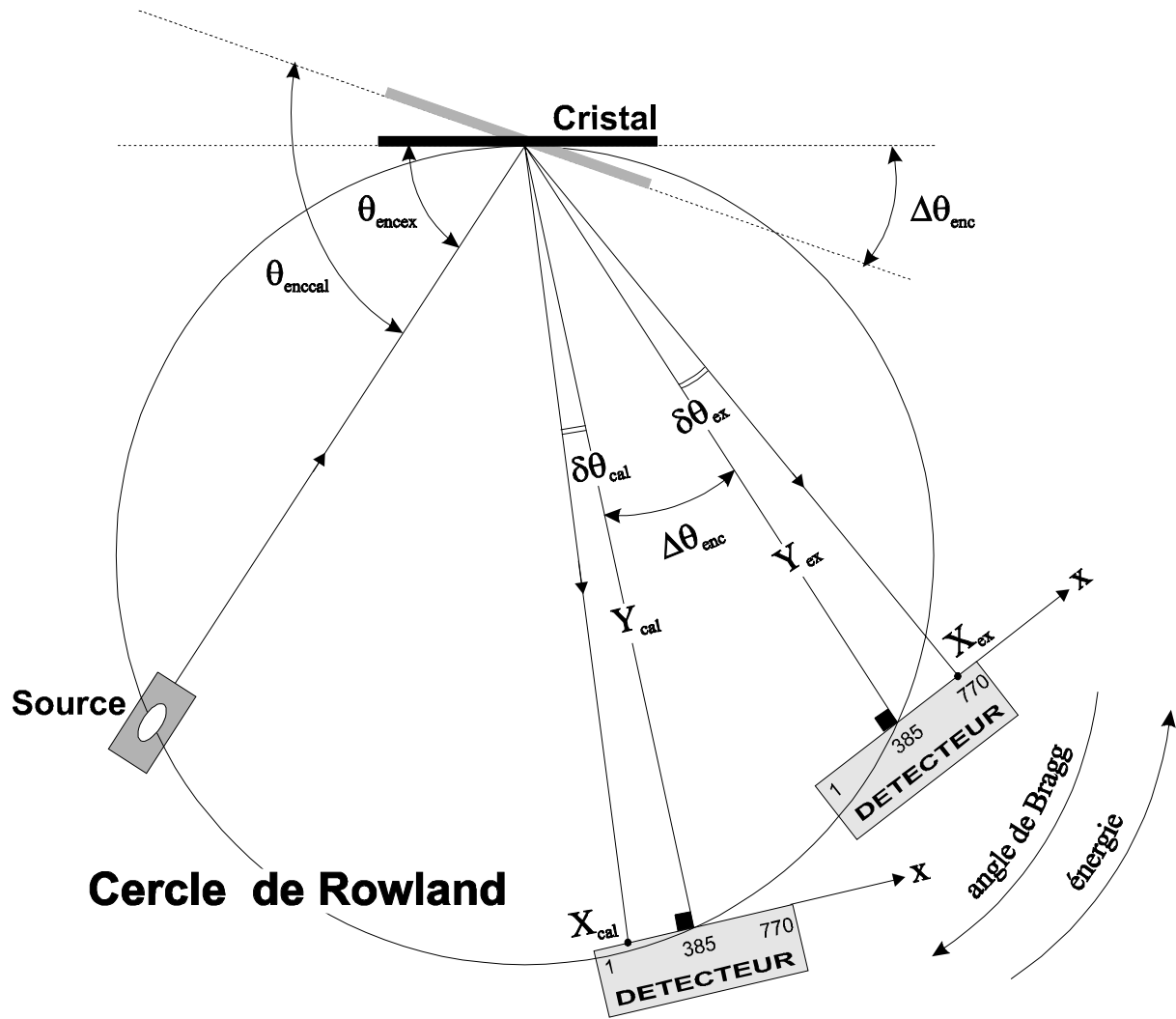


Figure 3-15: Calcul de l'énergie de la transition exotique à l'aide d'une raie de calibration. La figure montre le déplacement du bras du spectromètre entre les positions de détection des deux raies, tout en respectant la condition de focalisation. Les dimensions du CCD sont exagérées par rapport au cercle de Rowland pour rendre la figure plus représentative. En réalité, la condition de focalisation est vérifiée approximativement pour toute la surface du CCD.

Notons que  $\theta_{encex}$  et  $\theta_{encal}$  donnés par l'expérience sont des valeurs relatives et ne doivent pas figurer seuls dans l'expression de  $\theta_{ex}$ . Seule leur différence  $\Delta\theta_{enc}$  est significative.

Les numérateurs figurant dans le terme (3) sont exprimés en pixels. Comme la distance focale  $Y$  est donnée généralement en mm, il faut multiplier chacun des numérateurs par  $22.5 \times 10^{-3}$  pour faire la conversion en mm.

Connaissant l'angle de Bragg de la transition exotique  $\theta_{ex}$ , l'énergie correspondante se déduit facilement de la loi de Bragg.

*Remarque:* Pour l'expérience sur la masse du pion, l'encodeur du spectromètre affichait une valeur opposée à la valeur réelle. Pour appliquer directement l'équation (3.10), il suffit de placer un signe « - » devant le terme (2).

### 3.7. Calcul de la largeur de la raie

La largeur de la raie mesurée en pixels, peut être convertie en énergie en appliquant convenablement l'équation (3.10), mais il est plus pratique d'effectuer cette opération à l'aide de la relation de dispersion.

En dérivant l'équation de Bragg  $2d \sin \theta_B = nhc / E$  on obtient:

$$2d \cos \theta_B d\theta_B = -n \frac{hc}{E^2} dE \quad (3.11)$$

Du rapport des deux équations on en déduit la relation de dispersion reliant l'énergie à l'angle de Bragg:

$$\frac{dE}{d\theta_B} = -\frac{E}{\tan \theta_B} \quad (3.12)$$

D'autre part, on peut écrire avec une très bonne approximation:

$$dX = Y d\theta_B = R \sin \theta_B d\theta_B \quad (3.13)$$

où  $dX$  est un segment élémentaire de l'axe x du CCD,  $Y = R \sin \theta_B$  est la distance focale (voir équation (2.3)) et  $R$  le rayon de courbure du cristal. L'approximation est justifiée du fait que  $Y$  est généralement très grand par rapport à  $dX$ .

En combinant l'équation (3.12) avec l'équation (3.13), on arrive à exprimer  $dE$  en fonction de  $dX$ :

$$\frac{dE}{dX} = -\frac{E}{Y \tan \theta_B} = -\frac{E \cos \theta_B}{R \sin^2 \theta_B} \quad (3.14)$$

Connaissant la largeur en pixels, l'équation (3.14) nous permet de la calculer en unité d'énergie.

### 3.8. Corrections à l'énergie

Dans l'équation (3.10) du § 3.6, les  $X_{ex}$  et  $X_{cal}$  sont supposés être les positions réelles de la raie exotique et celle de calibration sur le CCD, i.e., les positions donnant la différence d'angles de Bragg qui correspond à l'énergie de la transition. La position de la raie de calibration donnée par le fit est prise par définition comme étant la position réelle. Cependant, la position de la raie exotique sur le CCD est affectée par l'imperfection de l'alignement du détecteur et de la rotation du cristal, lors du passage de la position de calibration, à la position de détection de la raie exotique. Par conséquent, la position de la raie exotique donnée par le fit  $X_{ex}(fit)$  ne correspond pas vraiment à sa position réelle  $X_{ex}(réel)$ .

Si  $\Delta X_{align}$  et  $\Delta X_{rot}$  sont les erreurs introduites respectivement par l'alignement du détecteur et la rotation du cristal, la position  $X_{ex}(réel)$  sera donnée par la relation suivante:

$$X_{ex}(réel) = X_{ex}(fit) + \Delta X_{align} + \Delta X_{rot} \quad (3.15)$$

Donc, pour le calcul de l'énergie de la transition, il va falloir déterminer ces deux déviations de la position réelle. Remarquons toutefois que ces deux erreurs n'interviennent pas dans le calcul de la largeur de la raie, puisque le détecteur et le cristal ne changent pas de position lors de la mesure d'une transition.

En plus,  $\theta_{ex}$  et  $\theta_{cal}$  donnés par l'expérience, sont les angles mesurés dans l'air (dans le vide plus exactement), alors que la relation de Bragg est vérifiée à l'intérieur du cristal. Ici encore, il faut introduire dans la forme de  $\theta_{ex}$  et  $\theta_{cal}$ , la correction due à l'indice de réfraction du cristal.

#### 3.8.1. Correction due à l'alignement du CCD

Lorsqu'on passe de la position de calibration à la position de détection de la raie exotique, on est amené à bouger le CCD en avant ou en arrière le long du bras du spectromètre, pour conserver la condition de focalisation. Ce mouvement est généralement accompagné d'une petite translation transverse du CCD. Le détecteur se trouvant déplacé, une erreur s'introduit quant à la position de la raie sur l'axe x du CCD, ce qui affecte la valeur calculée de l'énergie de la transition.

Cette erreur peut être corrigée si on connaît le mouvement du détecteur. Pour cela, on étudie la variation de la position  $X$  de la raie sur le CCD, en fonction de la distance focale  $Y$ . Cela se fait en mesurant en plusieurs points  $i$ , correspondant à différentes distances focales  $Y_i$ , les positions  $X_i$  d'une raie appropriée sur le CCD (Figure 3-16).



Pour une variation linéaire, on a :

$$X = b Y + c$$

et

$$\Delta X = b \Delta Y$$

où  $b$  et  $c$  sont des constantes;  $b$  étant la pente de la droite et est déterminé par un fit des points  $i$ .

L'erreur introduite par l'alignement du CCD entre la raie de calibration et la raie exotique est donnée par :

$$\Delta X_{align} = b (Y_{ex} - Y_{cal})$$

Pour un alignement parfait sans déviation latérale de la position de calibration,  $X$  décrit une droite horizontale parallèle à l'axe  $Y$ , et la pente  $b$  de la droite est nulle, ce qui conduit à un  $\Delta X_{align} = 0$ .

En pratique, l'alignement du CCD se fait sur un intervalle de presque 15 cm (suffisant pour couvrir les points focaux de toutes les raies entrant en jeu lors d'une expérience). Plus généralement, la distance focale du détecteur  $Y_i$  en un point  $i$  est donnée par :

$$Y_i = D + Pot_i \quad (3.16)$$

où  $D$  est une distance fixe de l'ordre de 2 à 2.5 mètres, et  $Pot_i$  est la valeur du potentiomètre indiquant la position  $i$  du détecteur au-delà de  $D$ , et qui est de l'ordre de 15 cm. En vue de ça, on peut écrire l'erreur de l'alignement en fonction de  $Pot_i$  :

$$\Delta X_{align} = b (Pot_{ex} - Pot_{cal}) \quad (3.17)$$

Il est plus intéressant de mettre l'erreur de l'alignement sous cette forme, du moment où la valeur mesurant la variation de la distance focale, donnée directement par l'expérience, est celle du potentiomètre. Notons en passant que les valeurs du potentiomètre sont, comme celles de l'encodeur du spectromètre, relatives. Seule la différence entre 2 valeurs est significative. Ces valeurs sont mesurées à  $\pm 0.1$  mm tandis que  $D$  est mesurée à  $\pm 1$  mm.

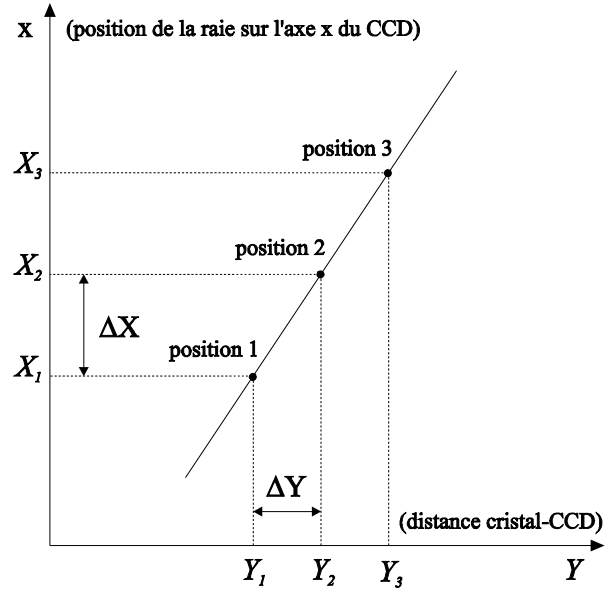


Figure 3-16: Alignement du détecteur. La droite décrit le déplacement transverse du détecteur en fonction de sa distance au cristal. Ceci nous permet d'évaluer le changement de position de la raie sur le CCD. Attention à ne pas confondre ici la distance focale  $Y$  avec l'axe  $y$  du CCD.

La dernière relation donne l'écart de la raie de sa position réelle, écart dû à l'alignement du détecteur. Pour corriger cette erreur, il faut prendre  $-\Delta X_{align}$  dans l'équation (3.15), soit:

$$\Delta X_{align} = b (Pot_{cal} - Pot_{ex}) \quad (3.18)$$

### 3.8.2. Correction due à la rotation du cristal

Cette erreur provient d'un défaut de centrage du cristal par rapport à son support. Par construction même, le centre de rotation du cristal se trouve en arrière par rapport au centre de ce dernier (à  $1.3 \pm 0.1$  mm). Toute rotation du cristal, sera donc accompagnée d'une translation qui tend à fausser l'énergie calculée de la transition. En effet, pour obtenir le réflexe sur le détecteur lorsqu'on tourne le cristal de  $\Delta\theta_B = \theta_{B2} - \theta_{B1}$  pour passer de l'angle de Bragg  $\theta_{B1}$  au nouvel angle  $\theta_{B2}$ , la source étant fixe, il faut tourner le bras du spectromètre (et donc le détecteur) de  $2\Delta\theta_B$ . Si le cristal tournait autour de son centre, la raie devrait se retrouver exactement au même endroit sur le CCD, après le déplacement du bras du spectromètre. Or, comme le cristal subit une translation suite à sa rotation, la position du réflexe sur le CCD se déplace elle aussi, ce qui introduit une erreur dans le calcul de l'énergie de la transition.

Pour calculer le déplacement de la raie, nous allons simplifier la situation en considérant sur la Figure 3-17 le cas symétrique où, pour une rotation du cristal de  $\Delta\theta_B$ , on tourne la source de  $2\Delta\theta_B$  et non le détecteur qui, dans ce cas, reste fixe.

Sous l'angle d'incidence  $\theta_{B1}$ , un rayon-X qui se réfléchit sur le cristal en son centre  $C_1$  (position 1), tombe sur le détecteur au point  $X_1$ . Si depuis cette position, on tourne le cristal de  $\Delta\theta_B$  autour de son centre (position 2), un rayon-X tombant sur le centre  $C_1$  sous l'angle d'incidence  $\theta_{B2}$ , arrivera sur le CCD au même point  $X_1$ . Mais le cristal tourne en fait autour du centre  $O$ , il se retrouve donc à la position 3. Le rayon-X arrivant sur le centre  $C_2$  sous la même incidence  $\theta_{B2}$ , se retrouve donc sur le détecteur au point  $X_2$ .

La différence entre les 2 positions  $|\Delta X_{rot}| = |X_2 - X_1|$  peut être déterminée facilement par un calcul géométrique simple:

Considérons les deux triangles rectangles  $ABC_1$  et  $OBC_2$  sur la Figure 3-17, on a alors pour le premier:

$$L_1 = \frac{r(1 - \cos|\Delta\theta_B|)}{\tan \theta_{B1}} \quad (3.19)$$

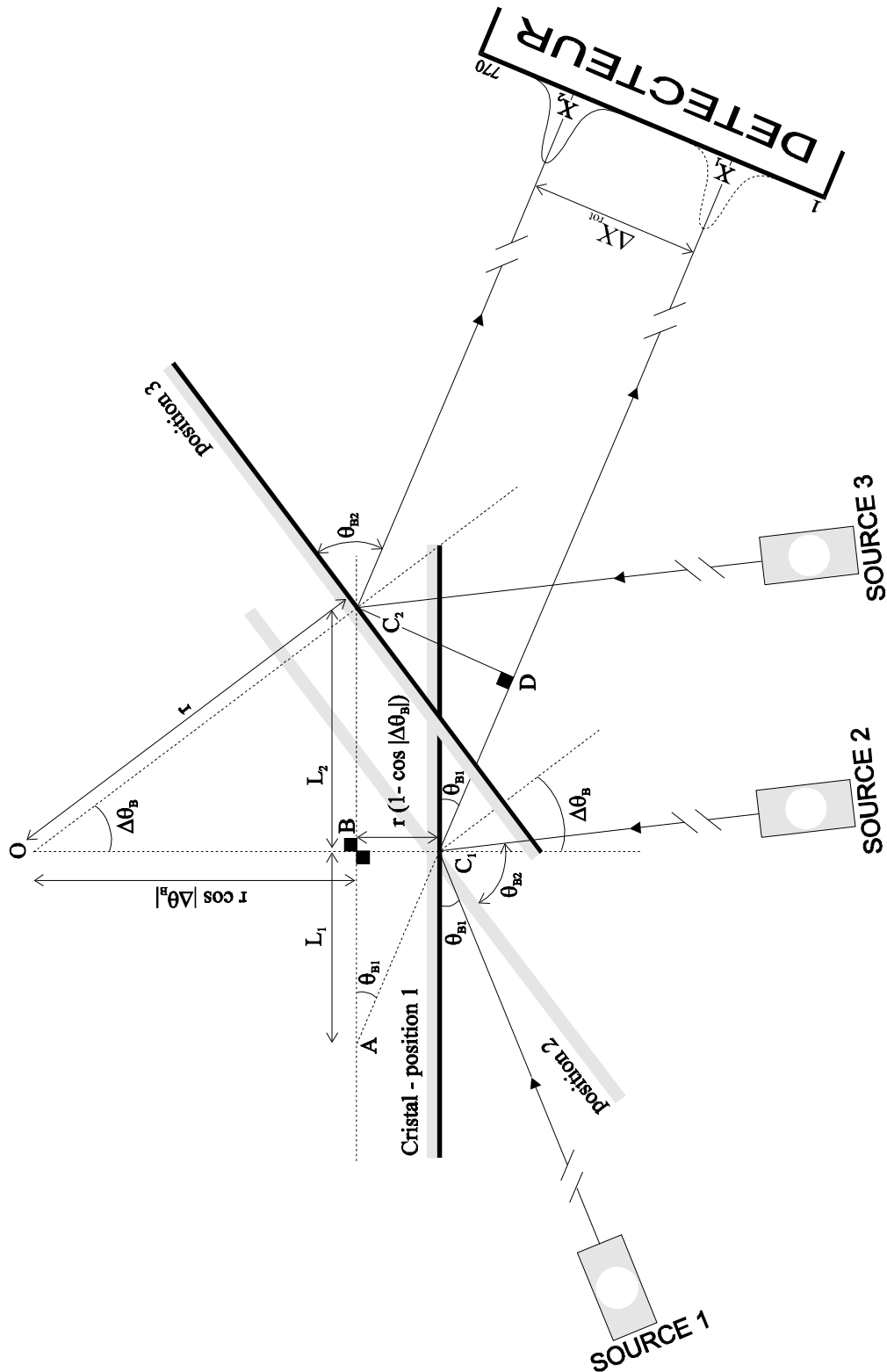


Figure 3-17: Calcul de la correction due à la rotation du cristal. Le centre de rotation  $O$  se trouve derrière le centre du cristal. Ceci induit un déplacement de la raie sur le CCD lorsqu'on passe de l'angle  $\theta_{B1}$  à l'angle  $\theta_{B2}$ . Pour plus d'explication, voir le texte.

pour le deuxième:

$$L_2 = r \sin|\Delta\theta_B| \quad (3.20)$$

où  $r$  est la distance entre le cristal et son centre de rotation. Enfin, d'après le triangle rectangle  $ADC_2$ , on peut écrire:

$$|\Delta X_{rot}| = (L_1 + L_2) \sin \theta_{B1} \quad (3.21)$$

En développant la dernière équation, on arrive à:

$$|\Delta X_{rot}| = r \left[ \sin \theta_{B1} \sin|\Delta\theta_B| + \cos \theta_{B1} (1 - \cos|\Delta\theta_B|) \right] \quad (3.22)$$

Pour corriger l'erreur induite par la rotation du cristal, il faut ramener la raie de la position  $X_2$  à la position  $X_1$ . Cela revient à prendre  $-|\Delta X_{rot}|$  dans la formule (3.15) si la raie s'est déplacée vers les hautes énergies, ou bien  $+|\Delta X_{rot}|$  dans le cas contraire. A ce stade, il convient de signaler que les spectres en position sont tracés conventionnellement de sorte que le sens croissant de l'énergie, soit le même que celui des numéros des pixels. Tous les schémas incluant le détecteur sont dessinés en respectant cette convention. Un déplacement de la raie vers un numéro de pixel plus grand, correspond donc à un déplacement effectif dans le spectre en position vers une énergie plus grande. Sur la dernière figure, on voit donc que la raie se déplace vers les plus grandes énergies, lorsqu'on passe d'un angle de Bragg plus petit  $\theta_{B1}$  à un angle plus grand  $\theta_{B2}$  ( $\Delta\theta_B > 0$ ). En multipliant  $|\Delta X_{rot}|$  par le rapport  $-\Delta\theta_B / |\Delta\theta_B|$  on arrive à introduire automatiquement le sens de correction de cette erreur. Cependant il faut faire attention, car le cas présenté sur la Figure 3-17 n'est que le cas symétrique. En fait, dans le cas réel où la source reste fixe et le détecteur se déplace, le déplacement de la raie vers les plus grandes énergies correspond au passage d'un angle de Bragg plus grand à un angle plus petit ( $\Delta\theta_B < 0$ ). Il faut donc prendre  $+\Delta\theta_B / |\Delta\theta_B|$  pour corriger l'erreur.

Par comparaison au cas où l'on passe de la position de calibration à celle de la raie exotique, on voit que  $\theta_{B1}$  correspond en fait à l'angle de Bragg de la raie de calibration  $\theta_{cal}$ , et  $\Delta\theta_B$  correspond à  $\Delta\theta_{enc} = \theta_{encex} - \theta_{enccal}$ ; les valeurs des angles étant celles données par l'encodeur du spectromètre. Pour l'expérience sur la masse du pion, si on veut utiliser les valeurs des angles données directement par l'expérience, on ajoutera un signe négatif à  $\Delta\theta_{enc}$  car l'encodeur affiche des valeurs opposées aux valeurs réelles. Finalement, l'équation donnant l'erreur due à la rotation du cristal prend la forme suivante:

$$\Delta X_{rot} = \frac{\theta_{encex} - \theta_{enccal}}{|\theta_{encex} - \theta_{enccal}|} r \left[ \sin \theta_{cal} \sin|\theta_{encex} - \theta_{enccal}| + \cos \theta_{cal} (1 - \cos|\theta_{encex} - \theta_{enccal}|) \right] \quad (3.23)$$

### 3.8.3. Effet de l'indice de réfraction du cristal - Correction de la loi de Bragg

Les mesures précises de la diffraction de Bragg par un cristal, montrent que le maximum d'intensité diffractée n'est pas observé dans la direction faisant un angle  $\theta_0$  avec la surface du cristal, où  $\theta_0$  est l'angle donnée par la loi de Bragg  $2d \sin \theta_0 = n\lambda$ . En fait, le maximum d'intensité apparaît pour des angles légèrement supérieurs à  $\theta_0$ . Cette déviation à la loi de Bragg, signalée d'abord par Darwin en 1913 et mise en évidence expérimentalement par Stenström en 1919, vient de la modification de la loi de Bragg due à l'indice de réfraction du cristal.

A l'entrée du cristal, un rayon-X est dévié en s'éloignant de la normale (Figure 3-18), puisqu'il passe d'un milieu d'indice de réfraction plus petit à un milieu d'indice de réfraction plus grand. L'angle de Bragg à l'intérieur du cristal est modifié, entraînant une légère déviation de la loi de Bragg.

Soient  $\lambda \equiv$  longueur d'onde des rayons-X dans l'air;  
 $\theta \equiv$  angle d'incidence dans l'air;  
 $\lambda' \equiv$  longueur d'onde dans le cristal;  
 $\theta' \equiv$  angle d'incidence dans le cristal.

L'indice de réfraction est donné par le rapport de la vitesse de phase des ondes dans l'air ( $v$ ) et dans le cristal ( $v'$ ):

$$n_r = v/v'$$

La fréquence dans l'air et dans le cristal étant la même, on établit la relation entre  $\lambda$  et  $\lambda'$ :

$$n_r = \lambda/\lambda'$$

d'autre part on a:

$$n_r = (\cos \theta) / (\cos \theta')$$

et, à l'intérieur du cristal,

$$2d \sin \theta' = n \lambda'$$

D'un autre côté, l'indice de réfraction s'écrit sous la forme suivante (on néglige l'absorption) [49]:

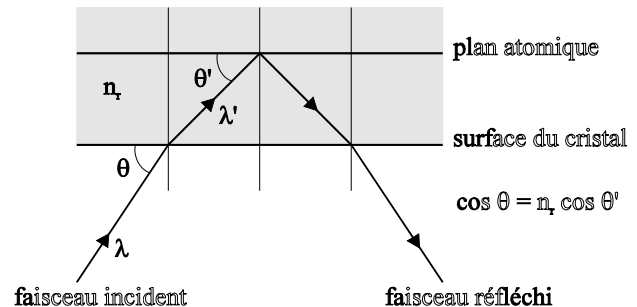


Figure 3-18: Effet de l'indice de réfraction. Le faisceau incident est dévié de la normale à l'entrée du cristal sous l'influence de l'indice de réfraction relatif entre le milieu extérieur et le cristal. Comme conséquence, l'angle de Bragg se trouve modifié à l'intérieur du cristal.

$$n_r = 1 - \delta \text{ où } \delta = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \sum_q n_q f_{1q}(0) \quad (3.24)$$

avec  $r_e = e^2/m_e c^2$  : rayon classique de l'électron ( $m_e$  est la masse de l'électron);  
 $n_q$  : nombre d'atomes de type  $q$  par unité de volume;  
 $f_{1q}(0)$  : valeur du facteur de structure dans la direction de l'onde diffractée vers l'avant;  
 $\sum_q n_q f_{1q}(0)$  : partie réelle du facteur de structure.

La dernière expression combinée avec les précédentes, conduit à la loi de Bragg modifiée [50,37]:

$$2d \left( 1 - \frac{\delta}{\sin^2 \theta} \right) \sin \theta = n\lambda \quad (3.25)$$

Dans cette équation,  $\theta$  est l'angle de Bragg observé directement dans l'expérience. Connaissant la longueur d'onde de la raie de calibration dans l'air  $\lambda_{cal}$ , on peut maintenant, en résolvant cette équation par rapport à  $\sin \theta$ , calculer l'angle de Bragg correspondant  $\theta_{cal}$ , tout en tenant compte de l'indice de réfraction du cristal. Si on remplace le résultat dans l'équation (3.10), on obtient l'angle de Bragg de la transition exotique dans l'air  $\theta_{ex}$ . Cette fois, on résout l'équation (3.25) par rapport à  $\lambda$ , et on obtient la longueur d'onde  $\lambda_{ex}$ , et donc l'énergie, de la transition exotique.

Parfois il est commode d'introduire l'effet de l'indice de réfraction dans l'équation de Bragg, comme une petite correction à l'angle. Si  $\Delta\theta_r$  est cette correction, alors  $\theta = \theta_B + \Delta\theta_r$ . La relation de Bragg s'écrira:

$$2d \sin (\theta_B - \Delta\theta_r) = n \lambda \quad (3.26)$$

Sous cette forme, on peut avoir rapidement une idée sur l'ordre de grandeur de cette correction. En effet, si on développe la dernière relation, en tenant compte que  $\Delta\theta_r$  est très faible devant 1, on obtient par comparaison avec l'équation (3.25):

$$\Delta\theta_r = \frac{2\delta}{\sin(2\theta)} \approx \frac{2\delta}{\sin(2\theta_B)} \quad (3.27)$$

Remarquons que  $\Delta\theta_r$  dépend de l'énergie et de l'ordre de diffraction. Cet effet est non négligeable pour la précision que nous voulons atteindre. Par exemple, pour la raie de l'azote pionique, la correction angulaire correspondante est de l'ordre de 13", et pour la raie du Cu de l'ordre de 3". A savoir qu'une précision de 1 ppm sur la masse du pion correspond à 0.27". Il est dès lors indispensable de tenir compte de cette correction.



# Chapitre 4

---

---

## MESURE DE LA MASSE DU PION

### 4.1. Introduction

L'expérience R-94.01 sur la masse du pion a eu lieu entre la mi-Avril et la mi-Juin 1995. Une expérience préliminaire avait été effectuée pratiquement à la même période de l'année 94, et a servi principalement à tester l'appareillage et étudier la capacité de production des atomes pioniques et muoniques, afin de préparer au mieux l'expérience de l'année 95. Les résultats présentés ici sont donc ceux obtenus en 95.

L'expérience s'est déroulée à l'Institut Paul Scherrer à Villigen (Suisse), et s'est étalée sur 8 semaines de travail. Les deux premières semaines ont servi à l'installation de l'appareillage dans la zone expérimentale, à l'ajustement des paramètres du faisceau de pions pour obtenir une bonne injection dans la trappe, au réglage du spectromètre, ainsi qu'à la construction de l'enceinte de blindage du spectromètre.

La prise des données a eu lieu durant les six dernières semaines. En fait, le résultat que nous présentons ici est le fruit de la dernière semaine de mesure. Cependant, la période de six semaines a été nécessaire pour essayer de mesurer la raie de l'oxygène muonique  $5g \rightarrow 4f$ , une raie de calibration qui sera indispensable pour atteindre la précision de 1 ppm sur la masse du pion. Le temps de mesure prévu n'a malheureusement pas été suffisant pour obtenir une bonne statistique dans la raie de l'oxygène muonique. Ceci nous a mené à utiliser comme raie de calibration, la transition électronique  $K\alpha_1$  du cuivre, limitant ainsi la précision sur la masse du pion. Une discussion détaillée de ces deux derniers points est présentée à la fin de ce chapitre (cf. § 4.9).



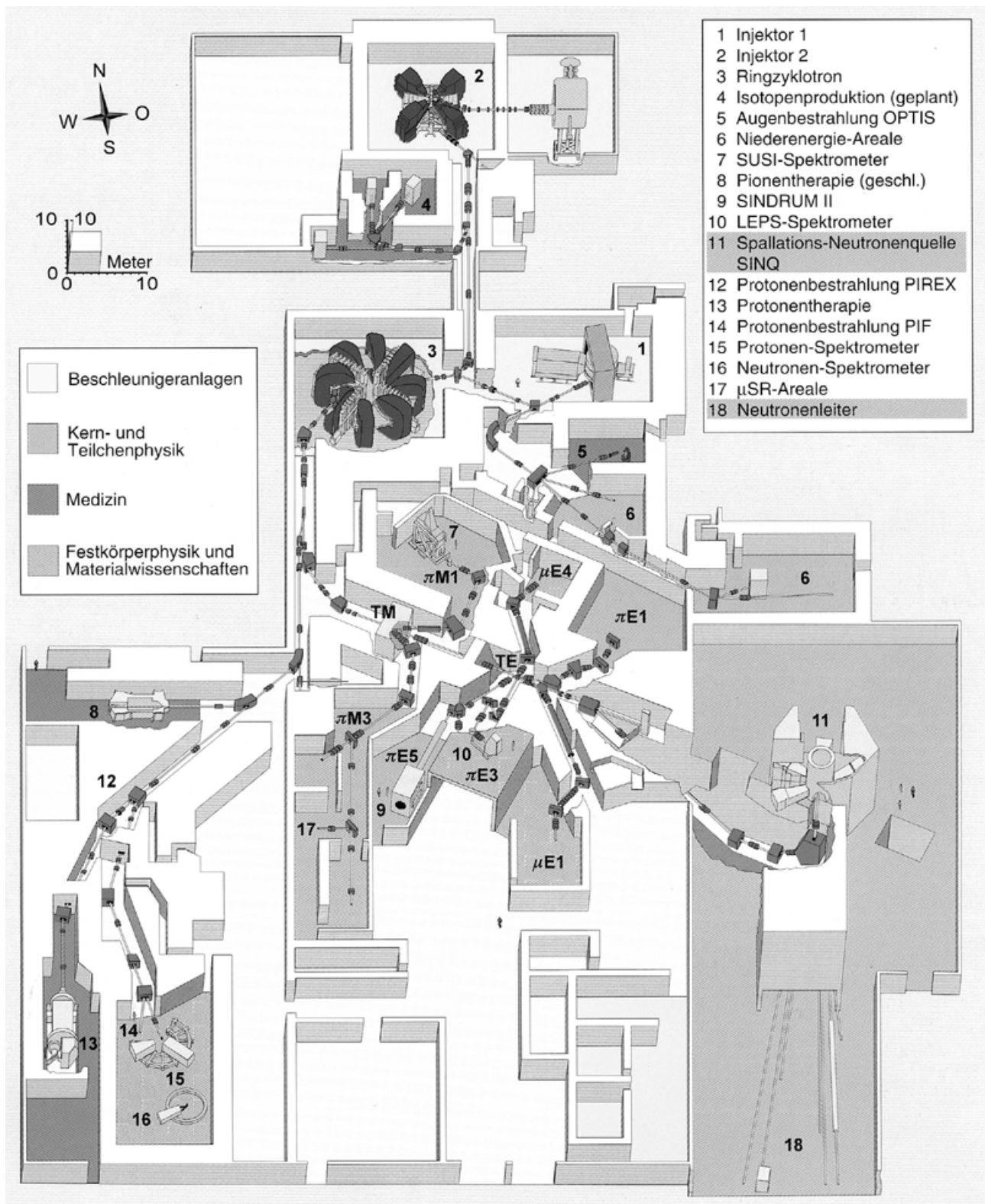


Figure 4-1: Les installations du « Paul Scherrer Institut » (PSI).

## 4.2. Production des pions

La Figure 4-1 montre une vue globale des installations de l'Institut Paul Scherrer [51]. Une source de protons suivie d'un préaccélérateur, délivre un courant de protons de  $1000 \mu\text{A}^1$  à 870 KeV. Les protons sont envoyés par paquet toutes les 20 ns. Ils passent d'abord dans un premier cyclotron où ils sont accélérés jusqu'à 72 MeV avant d'être injectés dans le grand synchrocyclotron de l'institut, qui les porte à une énergie de 590 MeV. Ils sont ensuite envoyés sur une cible en carbone (cible TE sur la Figure 4-1). A cette énergie de collision, on a création de mésons légers, des pions positifs, négatifs et neutres. Un aimant placé devant la cible (aimant AHW41) reçoit les particules produites qui se déplacent dans la direction opposée au faisceau de protons, sélectionne celles de charge négative, et les envoie dans la ligne du faisceau menant à la zone expérimentale  $\pi\text{E5}$  (Figure 4-2). Cet aimant sert aussi à sélectionner l'impulsion des particules parmi toute la gamme d'impulsions obtenues après la collision.

Dans ces conditions, quelques  $4 \times 10^7 \pi^- / \text{s}$  sont produits et envoyés dans le faisceau qui contient en plus des pions, beaucoup d'électrons arrachés à la cible, et des  $\mu^-$  qui viennent de la désintégration des  $\pi^-$  en vol.

Le réglage de l'injection des pions dans la trappe, se fait entre autres, en optimisant les ouvertures des fentes de collimation et en jouant sur les champs électriques et magnétiques des différents quadrupôles et aimants de courbure.

La trappe cyclotron vient se connecter aux deux derniers quadrupôles QSE41 et QSE42 à moins de 8 mètres de la cible de production TE.

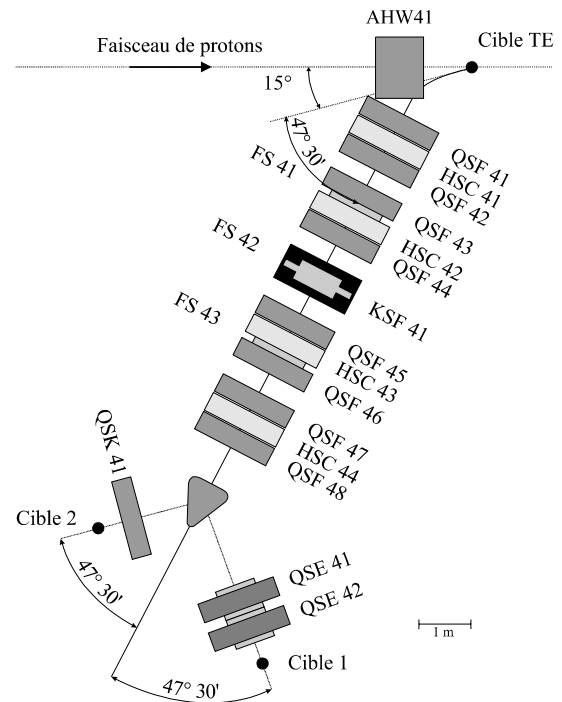


Figure 4-2: La ligne du faisceau de pions montrant les différents quadrupôles et aimants de courbure.

<sup>1</sup> A l'heure actuelle, le courant de protons est de  $1500 \mu\text{A}$

## 4.3. Préparation de l'expérience

### 4.3.1. Transitions pioniques

La détermination de la masse du pion par spectroscopie de précision d'atomes pioniques, exige la mesure de transitions qui ne sont pas affectées par l'interaction forte. En effet, le pion étant un hadron, son interaction avec le noyau via la force nucléaire forte, perturbe l'énergie de la transition, ce qui compliquerait considérablement la détermination de la masse, d'autant plus que l'interaction forte entre le pion et le noyau n'est pas très bien connue.

Les niveaux intéressants sont donc loin du noyau, et sont de ce fait de faible énergie de liaison. L'atome perd ses électrons par effet Auger durant la cascade du pion jusqu'à son niveau fondamental. Une ré-occupation des niveaux atomiques est provoquée par la recapture d'électrons provenant des atomes ou molécules de la cible. Dans un solide, le taux de remplissage électronique des niveaux est très élevé, ainsi il y a une forte probabilité pour qu'un ou deux électrons peuplent à nouveau le niveau fondamental électronique. Il s'ensuit un écrantage dû au recouvrement des fonctions d'onde du pion et des électrons (500 meV pour la transition  $5g \rightarrow 4f$  dans l'azote pionique avec 1 électron K).

Dans un gaz où le temps de désexcitation de l'atome est suffisamment court par rapport au temps de recapture d'électrons des atomes voisins, l'écrantage électronique peut être supprimé (moins de 1% des atomes exotiques ont 1 électron).

La transition la plus favorable s'est avérée être la  $5g \rightarrow 4f$  dans l'azote pionique. Située à 4.055 keV avec une largeur naturelle de 8 meV (voir Tableau 4-1), cette transition représente un choix optimal:

- 1) L'énergie est suffisamment élevée pour éviter l'atténuation des rayons-X dans les 50  $\mu\text{m}$  de Kapton™ constituant l'épaisseur de la cible gazeuse, et suffisamment basse pour être détectée par les CCD.
- 2) L'énergie permet l'obtention d'une grande réflectivité des cristaux de silicium ou de quartz, ce qui est convenable pour les types de spectromètres de Bragg fonctionnant par réflexion.

D'autre part, les calculs de cascade atomique basés sur le code d'Akylas et Vogel [52], prédisent une probabilité inférieure à 10% pour qu'un seul électron reste dans la couche K lorsque l'atome pionique atteint l'état  $5g$ , et ce pour une pression d'azote de 1 bar. Le décalage en énergie résultant de l'écrantage d'un électron-K, est de l'ordre de 500 meV pour la transition  $5g \rightarrow 4f$  dans l'azote pionique. Avec la résolution attendue de moins de 1 eV, les contributions des différentes configurations d'électrons peuvent

être déterminées expérimentalement, évitant ainsi toute ambiguïté de la détermination de la masse du pion.

Les transitions parallèles ainsi que la transition  $5g \rightarrow 4f$  dans l'isotope  $^{15}\text{N}$  peuvent être distinguées facilement de la transition principale, parce que la différence d'énergie entre ces raies est de plus de 2 eV.

Les incertitudes intrinsèques sur les masses nucléaires ( $0.5 \mu\text{eV}$ ), la polarisation nucléaire ( $1 \mu\text{eV}$ ) et les décalages dus à la correction de la taille finie du noyau ( $3 \mu\text{eV}$ ) peuvent être négligées.

Le calcul en électrodynamique quantique des énergies et des largeurs des transitions dans l'azote pionique, donne les valeurs regroupées dans le Tableau 4-1 ci-dessous [53]:

Transition	$E_{\text{QED}}$ [53] [eV]	$\Delta E$ [eV]	Largeur [53] [meV]	Taux d'émission de rayons-X
$\pi^{-14} N(5g \rightarrow 4f)$	4055.3733	0	7.7	$\approx 0.25$
$\pi^{-14} N(5f \rightarrow 4d)$	4057.6863	+2.3130	14.9	$\approx 0.03$
$\pi^{-14} N(5d \rightarrow 4p)$	4061.9399	+6.5666	40.8	$\approx 0.005$
$\pi^{-14} N(5d \rightarrow 4f)$	4053.0759	-2.2974	12.0	$\approx 0$
$\pi^{-15} N(5g \rightarrow 4f)$	4058.2290	+2.8557	7.7	—

Tableau 4-1: *Energies  $E_{\text{QED}}$  et largeurs totales à mi-hauteur des transitions, calculées en électrodynamique quantique (QED) pour un atome d'azote pionique sans électrons. Les calculs utilisent comme masse du pion, la solution B de Jeckelmann [15]. Sont présentés aussi les différences d'énergies  $\Delta E$  entre chacune des transitions pioniques dans l'azote avec la transition circulaire  $5g \rightarrow 4f$ , et le taux d'émission de rayons-X.*

Notre choix de la transition  $5g \rightarrow 4f$  parmi les autres, est dû au fait qu'elle est la plus intense comme le montre le taux d'émission de rayons-X, calculé d'après le modèle de cascade d'Akylas et Vogel.

### 4.3.2. Raie de calibration

Nous avons choisi d'utiliser la transition électronique  $K\alpha_1$  du cuivre comme raie de calibration. D'énergie très bien connue, cette raie présente au second ordre de diffraction, un angle de Bragg très proche de celui correspondant à la transition pionique. Ainsi, la faible différence d'angles de Bragg entre les deux raies ( $\Delta\theta_B < 36^\circ$ ), réduit l'erreur systématique due au mouvement du bras du spectromètre lorsqu'on passe de la position du cuivre à celle de l'azote pionique et vice versa.

La forme de raie du cuivre incluant les transitions satellites ainsi que les énergies des différentes transitions ont été étudiées en détail dans [54]. On dispose alors d'un modèle qui reproduit la raie d'une manière excellente. Ce modèle utilise quatre lorentziennes pour la transition  $K\alpha$ , notées  $K\alpha_{ij}$  où  $i = 1, 2$  désigne les raies  $K\alpha_1$  et  $K\alpha_2$  respectivement, et  $j$  désigne une transition à l'intérieur de chaque raie (Figure 4-3).

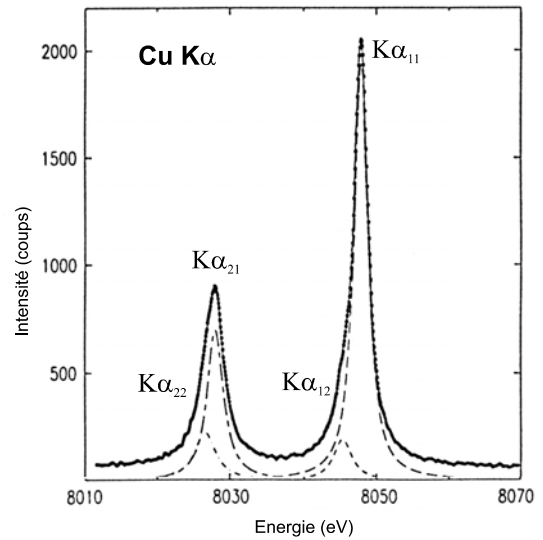


Figure 4-3: La raie  $K\alpha$  du cuivre montrant les transitions satellites comme étudiées par le modèle de Deutsch et al. [54].

Les paramètres du fit des quatre raies sont donnés dans le Tableau 4-2:

Raie	Energie [eV]	Largeur [eV]	Intensité Relative*
Cu $K\alpha_{11}$	$8047.837 \pm 0.006$	$2.298 \pm 0.007$	$0.942 \pm 0.006$
Cu $K\alpha_{12}$	$8045.293 \pm 0.052$	$3.068 \pm 0.064$	$0.094 \pm 0.003$
Cu $K\alpha_{21}$	$8028.022 \pm 0.013$	$2.710 \pm 0.017$	$0.339 \pm 0.004$
Cu $K\alpha_{22}$	$8026.562 \pm 0.040$	$3.560 \pm 0.057$	$0.110 \pm 0.003$

Tableau 4-2: Les 4 lorentziennes décrivant la transition  $K\alpha$  du cuivre d'après le modèle de Deutsch et al. [54]. Les raies  $K\alpha_{12}$  et  $K\alpha_{22}$  sont les transitions satellites des raies  $K\alpha_1$  et  $K\alpha_2$  respectivement.

\* L'intensité est normalisée par rapport au maximum de la raie  $K\alpha_1$ .

### 4.3.3. Choix des cristaux

L'énergie des photons émis par l'azote pionique est analysée par réflexion de Bragg sur les plans (220) d'un cristal sphérique courbe de silicium de 100 mm de diamètre. Le rayon de courbure est  $R = 2982.1$  mm. Le même cristal est utilisé pour les raies  $K\alpha$  du cuivre au second ordre de diffraction, où la réflexion se fait sur les plans (440).

La distance entre les plans réticulaires (220) du Si a été mesurée récemment par Basile et al. [55]. A  $T = 22.5^\circ\text{C}$  pour un cristal de Si non purifié, cette distance vaut:

$$d_{220}(\text{Si}) = 1.92015551 \pm 0.00000005 \text{ \AA} \quad (4.1)$$

Nous pouvons maintenant calculer les angles de Bragg et les distances focales entrant dans l'expérience. Les valeurs sont présentées dans le Tableau 4-3 et ne tiennent pas compte de l'indice de réfraction du cristal. Ces valeurs sont utilisées simplement pour l'installation et l'ajustement de l'expérience.

Transition	Cristal	$\theta_B$	$\Delta\theta_B$	$Y$ [mm]	$\Delta Y$ [mm]
$\pi^{-14} N(5g \rightarrow 4f)$	Si (220)	$52^\circ 45' 34.42''$	0	2374.1	0
Cu $K\alpha_{11}$	Si (440)	$53^\circ 21' 10.1''$	$35' 35.68''$	2392.6	+18.5

Tableau 4-3: Angles de Bragg  $\theta_B$  et distances focales  $Y$  (équation (2.3)) de la transition  $5g \rightarrow 4f$  de l'azote pionique et celle de calibration, la  $K\alpha_{11}$  du cuivre. On note particulièrement les faibles différences d'angles de Bragg  $\Delta\theta_B$  et de distances focales  $\Delta Y$  entre les deux transitions.

## 4.4. Mesures

L'expérience a été installée dans la zone  $\pi E5$  (Figure 4-4). Par manque de place, un seul bras du spectromètre a pu être installé. Le montage est fait pour un angle de Bragg moyen de  $\sim 53^\circ$ . La ligne du faisceau a été réglée pour une impulsion des pions de 85 MeV/c pour l'injection dans la trappe. L'intensité des pions était de  $4 \times 10^7 \pi^- / \text{s}$  pour le courant de protons de 1 mA. La cible gazeuse en Kapton<sup>TM</sup> a été remplie par de l'azote à une pression de 1 bar. Dans ces conditions, quelques  $1.2 \times 10^6 \pi^- / \text{s}$  étaient stoppés (3%).

Une attention particulière est accordée au bruit de fond expérimental dû principalement aux neutrons provenant de la réaction des pions avec les noyaux des atomes. En effet, d'après les remarques faites au Chapitre 3 (§ 3.2.2), le nombre de neutrons produits est estimé à  $\sim 10^8 n / \text{s}$ . L'interaction des neutrons avec les noyaux

de la matière produit des particules chargées lourdes par réaction nucléaire induite, ou des rayons  $\gamma$  par création de noyaux excités ou radioactifs. On comprend alors la nécessité de protéger le détecteur contre les neutrons. A cet égard, une enceinte de blindage composée de blocs en béton de plus d'un mètre d'épaisseur et de blocs de paraffine, a été installée autour du spectromètre, empêchant une exposition directe du détecteur par la source. Cette enceinte de blindage a servi d'autre part à assurer une bonne stabilité thermique des différentes composantes de l'appareillage expérimental. Ainsi, la variation de la température du cristal était au maximum de  $\pm 0.5^\circ\text{C}$ .

Le cristal et la cible partageaient un vide de  $10^{-3}$  mbar alors que le CCD, refroidi à l'azote liquide, était soumis à  $10^{-6}$  mbar. Les deux parties du spectromètre étaient séparées par une fenêtre en Kapton™ de  $7.5 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

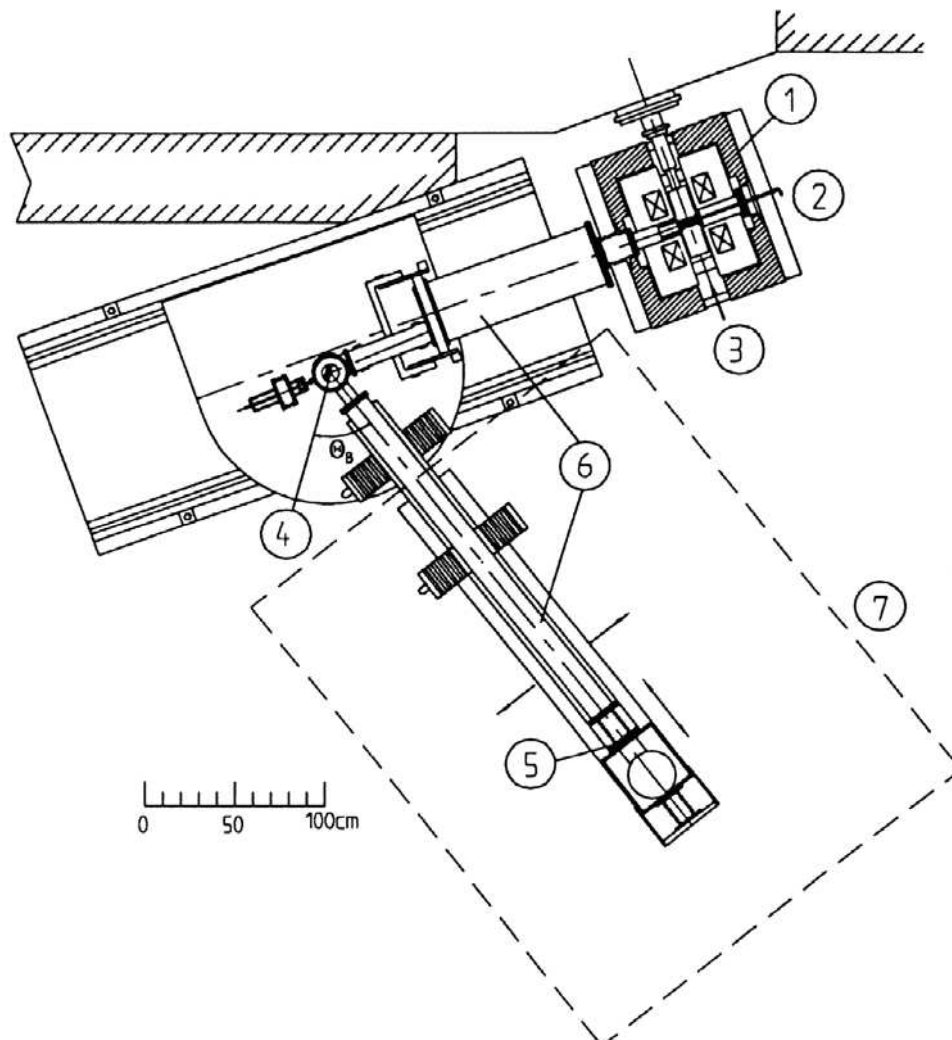


Figure 4-4: Installation de la trappe cyclotron et du spectromètre de Bragg dans la zone  $\pi\text{E5}$  au PSI. 1: Trappe cyclotron. 2: Chambre cible. 3: Tube à rayons-X. 4: Cristal courbe. 5: Détecteur CCD. 6: Tubes à vide. 7: Contour de l'enceinte de blindage.

#### 4.4.1. Azote pionique

Trois spectres différents de l'azote pionique ont été enregistrés. Ces spectres ont été alternés par des spectres du cuivre pour calibrer l'énergie et examiner la stabilité du système.

La Figure 4-5 montre un des trois spectres enregistrés. C'est le spectre en position obtenu par projection du réflexe sur l'axe horizontal, après la correction de la courbure et l'élimination des pixels défectueux, comme expliqué au Chapitre 3 (§§ 3.5.1 et 3.5.3). Aussi, le décalage de  $-14$  pixels a été utilisé (voir Tableau 3-3), ce qui nous a permis de sommer les 2 spectres des CCD de haut et de bas, assurant ainsi une meilleure statistique. La raie la plus intense correspond à la transition  $5g \rightarrow 4f$ . On remarque en plus de cette raie, la présence de la transition parallèle  $5f \rightarrow 4d$  à plus haute énergie. On note par ailleurs, l'excellent rapport signal sur bruit pour la raie  $5g \rightarrow 4f$  et qui est de l'ordre de 500/1.

Ces transitions pioniques étant d'une largeur naturelle très faible (8 meV), on s'attend à ce que la forme de raie soit décrite par la fonction d'appareil, qui correspond principalement à la fonction de résolution du cristal. Cette dernière peut être décrite avec une bonne approximation par une gaussienne. Ainsi, nous avons utilisé deux fonctions gaussiennes et un bruit de fond plat pour fitter le spectre.

Les résultats du fit pour les trois mesures sont présentés dans le Tableau 4-4 ci-après:

Transition	$\pi^{-14}N (5g \rightarrow 4f)$			$\pi^{-14}N (5f \rightarrow 4d)$		
	1	2	3	1	2	3
N° mesure	1	2	3	1	2	3
Exposition [heures]	27.5	20	15.5	27.5	20	15.5
Position (stat.) [pixels]	386.1900 $\pm 0.2505$	386.3395 $\pm 0.2370$	386.0690 $\pm 0.2590$	464.8940 $\pm 1.0595$	463.9600 $\pm 1.0180$	466.5940 $\pm 1.0730$
Largeur (stat.) [pixels]	25.9125 $\pm 1.0595$	26.2060 $\pm 1.0180$	25.4315 $\pm 1.0730$	25.9125 $\pm 1.0595$	26.2060 $\pm 1.0180$	25.4315 $\pm 1.0730$
Surface (stat.) [coups]	3835.80 $\pm 86.6846$	3106.01 $\pm 66.0369$	2231.54 $\pm 53.0767$	261.00 $\pm 23.3793$	220.34 $\pm 18.0298$	156.09 $\pm 14.6062$
Intensité (stat.) [coups]	695.321 $\pm 19.444$	556.727 $\pm 14.490$	412.168 $\pm 12.123$	47.313 $\pm 4.292$	39.494 $\pm 3.267$	28.830 $\pm 2.734$

Tableau 4-4: Paramètres du fit des trois mesures de l'azote pionique.



Au total, plus de 9100 rayons-X pioniques ont été accumulés dans la transition  $5g \rightarrow 4f$  en 63 heures de mesure. Ceci correspond à un taux de rayons-X de  $\approx 145$  / heure dans la raie pour le courant de protons de 1 mA.

La différence moyenne de  $78.8940 \pm 0.7493$  pixels entre les positions des deux raies correspondant à  $2304.8 \pm 21.9$  meV est en bon accord avec la valeur théorique calculée par la QED, et qui est de 2313 meV (voir Tableau 4-1). Le pion étant un boson (spin = 0), ceci constitue la vérification expérimentale la plus précise jusqu'à présent de l'équation de Klein-Gordon (la conversion en énergie de la différence de positions des deux raies a été effectuée à l'aide de la relation de dispersion  $dE/dX$  (cf. § 4.7).

Un examen précis du spectre pionique montre une structure plus complexe. En fait, on a besoin de 7 raies pour reproduire exactement le spectre. Une étude complète de la forme de raie est abordée dans la référence [56]; elle ne sera donc pas traitée ici.

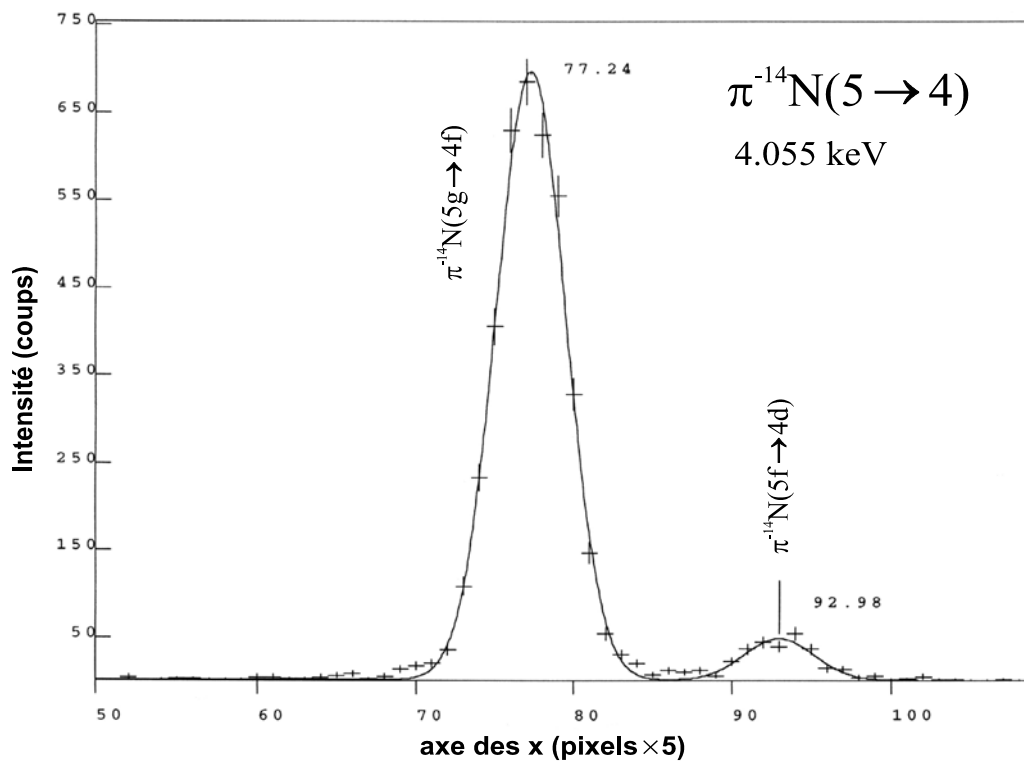


Figure 4-5: Spectre en position de l'azote pionique (les pixels sont groupés par 5).

#### 4.4.2. Calibration

Le spectre de cuivre livre quant à lui l'énergie de référence pour l'azote pionique. Les spectres de cuivre sont obtenus par irradiation d'un échantillon de cuivre à l'aide d'un

faisceau de rayons-X produit par un tube à rayons-X. L'échantillon de cuivre, consistant en une feuille mince montée sur un support, est introduit au centre de la trappe à la position de la cible gazeuse, après avoir retiré cette dernière. Cette opération s'effectue sans casser le vide afin d'éviter de dérégler le spectromètre. Chaque enregistrement d'un spectre d'azote pionique était suivi d'un spectre de calibration pour estimer la dérive du spectromètre au cours du temps. Ainsi, pour les 3 mesures de l'azote pionique, trois spectres de cuivre ont été enregistrés. Un spectre de cuivre consiste en presque 30 fichiers de 3 minutes de temps d'exposition chacun. Le temps d'exposition choisi est nécessaire pour éviter que les pixels soient touchés plus d'une fois; la haute tension du tube à rayons-X étant de 20 kV et le courant de 2 mA.

Un spectre de cuivre ainsi obtenu est montré sur la Figure 4-6.

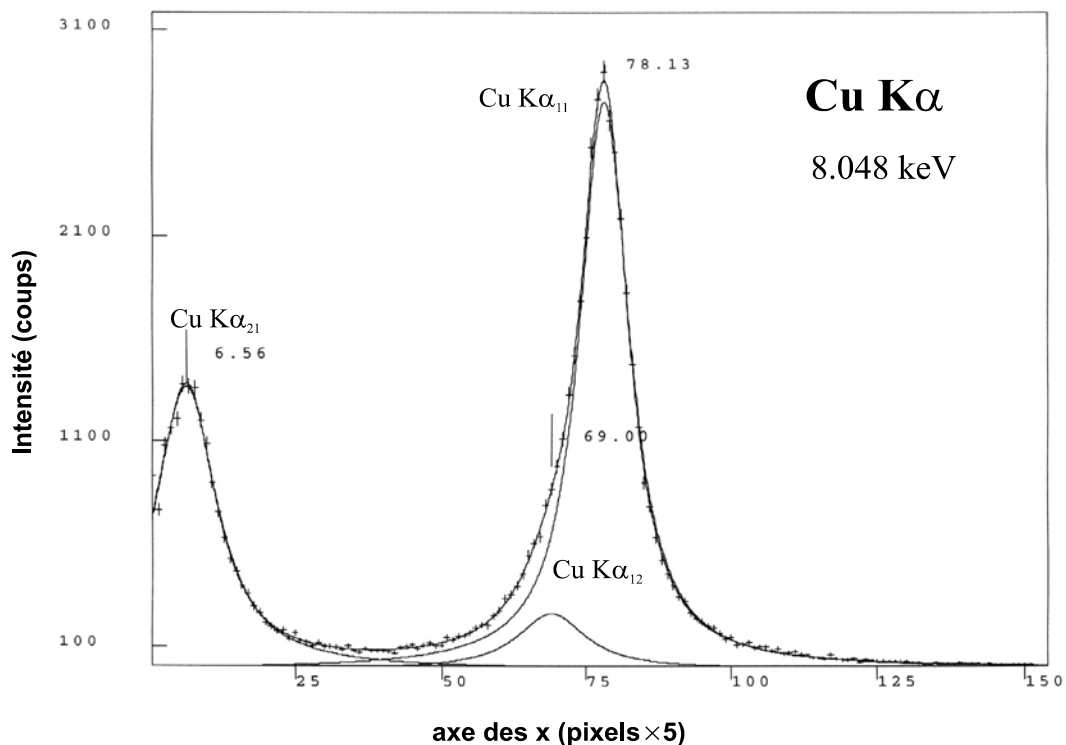


Figure 4-6: Spectre de calibration montrant les raies  $K\alpha$  du cuivre.

Les spectres de cuivre ont été fittés en s'appuyant sur le modèle de Deutsch et al. Cependant, trois lorentziennes au lieu de quatre ont été utilisées pour reproduire le spectre, car la raie  $K\alpha_2$  est tronquée à basse énergie (on avait besoin de centrer la raie  $K\alpha_1$  pour obtenir un meilleur résultat sur sa position. La dispersion du spectromètre et la taille du CCD font que la raie  $K\alpha_{22}$  ne pouvait pas figurer dans le spectre). Pour cette raison, on a dû laisser libres tous les paramètres d'ajustement lors du fit. Cette description avec 3 pics est d'ailleurs arbitraire et seule la forme totale de la raie est importante. D'autre part, les erreurs sur les positions et les largeurs des raies satellites

sont trop importantes dans l'ajustement de Deutsch et al., ainsi, toute tentative de forcer le résultat du fit en fixant ces paramètres serait impropre. Notons par ailleurs que les largeurs mesurées correspondent aux largeurs naturelles des raies, car ces dernières sont très grandes par rapport à la résolution instrumentale du spectromètre. Dans le Tableau 4-5 on a reporté les paramètres principaux des trois raies, tels qu'ils sont donnés par le fit. Seules sont importantes, les positions du pic  $K\alpha_{11}$  car elles définissent l'énergie de référence pour notre détecteur. Les autres paramètres sont intéressants pour s'assurer de la bonne qualité du fit. Ainsi par exemple, dans le Tableau 4-6 nous pouvons comparer les positions relatives des 3 raies données par le fit, avec celles du modèle utilisé.

Transition	N° mesure	Position [pixels]	Largeur [pixels]
Cu $K\alpha_{11}$	1	$390.6365 \pm 0.3920$	$48.4780 \pm 2.4755$
	2	$391.1275 \pm 0.5485$	$48.3795 \pm 2.9480$
	3	$389.9240 \pm 0.3570$	$49.6350 \pm 2.7810$
Cu $K\alpha_{12}$	1	$344.9890 \pm 4.9655$	$67.7650 \pm 8.2215$
	2	$349.4120 \pm 6.2105$	$72.5630 \pm 7.9520$
	3	$340.8120 \pm 4.2130$	$61.9290 \pm 8.9820$
Cu $K\alpha_{21}$	1	$32.7880 \pm 0.3980$	$58.8420 \pm 2.7745$
	2	$32.2970 \pm 0.4705$	$58.8440 \pm 3.0880$
	3	$32.1555 \pm 0.4225$	$60.4690 \pm 3.1155$

Tableau 4-5: Résultats du fit des 3 spectres de cuivre.

Compte tenu des erreurs, on voit qu'on est en parfait accord avec le modèle de Deutsch et al. pour les pics importants, i.e., les  $K\alpha_{11}$  et  $K\alpha_{12}$ . La qualité de l'ajustement pour ces raies est ainsi excellente. Les mesures faisant intervenir la raie  $K\alpha_2$  sont naturellement moins bonnes car cette dernière est tronquée.

Séparation des raies du cuivre	N° mesure	Cette expérience		Modèle Deutsch et al.
		[pixels]	[eV]	[eV]
$K\alpha_{11} - K\alpha_{12}$	1	$45.6475 \pm 5.3575$	$2.5696 \pm 0.3016$	$2.544 \pm 0.058$
	2	$41.7155 \pm 6.7590$	$2.3482 \pm 0.3805$	
	3	$49.1120 \pm 4.5700$	$2.7646 \pm 0.2573$	
$K\alpha_{11} - K\alpha_{21}$	1	$357.8485 \pm 0.7900$	$20.1439 \pm 0.0445$	$19.815 \pm 0.019$
	2	$358.8305 \pm 1.0190$	$20.1992 \pm 0.0574$	
	3	$357.7685 \pm 0.7795$	$20.1394 \pm 0.0439$	

Tableau 4-6: Vérification des positions relatives des raies satellites par comparaison avec le modèle de Deutsch et al. [54].

## 4.5. Energie de la transition pionique

Il reste maintenant à calculer l'énergie de la transition  $5g \rightarrow 4f$  de l'azote pionique, séparément pour chacune des 3 mesures enregistrées. En fait, il serait faux de moyenner d'abord la position de la raie et ensuite calculer l'énergie, car cette dernière dépend des valeurs de l'encodeur du spectromètre et celles du potentiomètre mesurant la distance entre le cristal et le détecteur. Ces valeurs peuvent à priori changer d'une mesure à l'autre.

Nous allons d'abord commencer par le calcul de l'angle de calibration  $\theta_{Cu}$  dont on aura besoin à plusieurs reprises dans la suite de cette procédure, mais avant tout, résumons dans le Tableau 4-7 les valeurs qui interviennent dans le calcul de l'énergie pour les 3 mesures.

Paramètres	mesure N°1	mesure N°2	mesure N°3
$\theta_{encCu}$ [degrés]	$53^\circ 21' 13.0'' \pm 0.12''$	$53^\circ 21' 13.0'' \pm 0.12''$	$53^\circ 21' 13.0'' \pm 0.12''$
$X_{Cu}(fit)$ [pixels]	$390.6365 \pm 0.3920$	$391.1275 \pm 0.5485$	$389.9240 \pm 0.3570$
$Pot_{Cu}$ [mm]	$82.4 \pm 0.1$	$82.4 \pm 0.1$	$82.4 \pm 0.1$
$Y_{Cu}$ [mm]	$2393 \pm 1$	$2393 \pm 1$	$2393 \pm 1$
$\theta_{enc\pi N}$ [degrés]	$53^\circ 56' 46.7'' \pm 0.12''$	$53^\circ 56' 46.7'' \pm 0.12''$	$53^\circ 56' 46.7'' \pm 0.12''$
$X_{\pi N}(fit)$ [pixels]	$386.1900 \pm 0.2505$	$386.3395 \pm 0.2370$	$386.0690 \pm 0.2590$
$Pot_{\pi N}$ [mm]	$63.2 \pm 0.1$	$63.2 \pm 0.1$	$63.2 \pm 0.1$
$Y_{\pi N}$ [mm]	$2374 \pm 1$	$2374 \pm 1$	$2374 \pm 1$

Tableau 4-7: Regroupement des grandeurs physiques nécessaires à la détermination de l'énergie de la transition de l'azote pionique.

$\theta_{encCu}$  : valeur de l'encodeur du spectromètre pour la position du cuivre;

$X_{Cu}(fit)$  : position du fit de la raie du cuivre (position de référence);

$Pot_{Cu}$  : valeur du potentiomètre pour le cuivre;

$Y_{Cu}$  : distance focale de la raie du cuivre;

$\theta_{enc\pi N}$  : valeur de l'encodeur du spectromètre pour la position de l'azote pionique;

$X_{\pi N}(fit)$  : position du fit de la raie de l'azote pionique;

$Pot_{\pi N}$  : valeur du potentiomètre pour l'azote pionique;

$Y_{\pi N}$  : distance focale de la raie de l'azote pionique.

Nous rappelons que la distance entre le centre du cristal et son centre de rotation est  $r = 1.3 \pm 0.1$  mm (cf. § 3.8.2). Par ailleurs, nous utiliserons dans la suite du calcul, les valeurs données dans [57] pour les deux constantes suivantes:

$$hc/e = 12398.4244 \pm 0.0037 \text{ eV\AA}$$

$$r_e = 2.81794092 \pm 0.00000038 \text{ fm}$$

où  $h \equiv$  constante de Planck;  $c \equiv$  vitesse de la lumière;  $e \equiv$  charge de l'électron et  $r_e \equiv$  rayon classique de l'électron.

#### 4.5.1. Calcul de l'angle de calibration $\theta_{Cu}$

Calculons l'angle de calibration, celui du cuivre, à l'aide de la relation (3.25) qui tient compte de l'indice de réfraction du cristal. Pour cela, il faut d'abord déterminer le facteur de structure qui fait intervenir le nombre d'atomes par unité de volume.

Le silicium, comme le carbone et le germanium, cristallise dans la structure du diamant: le réseau étant cubique à faces centrées (c.f.c), la base associée à chaque nœud est formée de deux atomes identiques placés en (0,0,0) et (1/4,1/4,1/4). Ainsi, cette structure peut être décrite par deux réseaux c.f.c, déplacés l'un par rapport à l'autre d'un quart de la diagonale principale du cube [58]. La maille conventionnelle contient donc 8 atomes de Si et son volume est égal à  $a^3$  où  $a$  est le paramètre de la maille. Le nombre d'atomes de Si par unité de volume est donc tout simplement  $n_{Si} = 8 / a^3$ . D'autre part,  $a$  peut être déduit de la distance  $d_{hkl}$  entre les plans atomiques d'indice de Miller ( $hkl$ ) puisque, pour un réseau c.f.c,  $d_{hkl}$  et  $a$  sont reliés par la formule suivante:

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (4.2)$$

Sachant que  $d_{220}$  (Si) =  $1.92015551 \pm 0.00000005$  Å [55], on en déduit:

$$a = 5.431019928 \pm 0.000000141 \text{ Å} \quad (4.3)$$

Le nombre d'atomes par unité de volume est donc:

$$n_{Si} = 4.9940 \times 10^{-2} \pm 3.9012 \times 10^{-9} \text{ atomes / Å}^3 \quad (4.4)$$

A l'énergie de 8047.8 eV, la valeur du facteur de structure dans la direction de l'onde diffractée  $f_{lq}(0)$  est donnée dans la référence [49], et est égale à 14.25 pour le cristal de silicium. Nous disposons maintenant de tous les éléments nécessaires au calcul du facteur de structure. La diffraction se faisant au second ordre pour le Cu ( $n = 2$ ), la résolution de l'équation (3.25) par rapport à  $\sin\theta$ , donne pour le Cu l'angle de Bragg suivant:

$$\theta_{Cu} = 53^\circ 21' 13.37'' \pm 0.30'' \quad (4.5)$$

Le calcul de l'angle de Bragg du cuivre à l'aide de la relation de Bragg non corrigée (2.1), mène à la valeur de  $53^\circ 21' 10.10'' \pm 0.30''$ . La différence de  $+3.27'' \pm 0.60''$

avec la valeur donnée en (4.5), provient de l'effet de l'indice de réfraction du cristal. La valeur de cet effet peut être obtenue également par application de la relation (3.27).

#### 4.5.2. Positions réelles de l'azote pionique

La position réelle de la raie de l'azote pionique peut être obtenue par application de la formule (3.15) du chapitre précédent. Ayant les positions du fit  $X_{\pi N}(fit)$ , il nous reste à calculer les corrections dues à la rotation du cristal  $\Delta X_{rot}$  et à l'alignement du détecteur  $\Delta X_{align}$ .

##### 4.5.2.1. Calcul de $\Delta X_{rot}$

Connaissant l'angle de Bragg du cuivre dans le vide (équation (4.5)) l'erreur induite par la rotation du cristal de  $\Delta\theta_{enc} = \Delta\theta_{enc\pi N} - \Delta\theta_{encCu}$  peut être déterminée par simple application de l'équation (3.23), ce qui conduit à:

$$\Delta X_{rot} = -0.48138 \pm 0.03708 \text{ pixels} \quad (4.6)$$

La correction de la rotation du cristal est la même pour les trois mesures car les valeurs de l'encodeur du spectromètre sont identiques.

##### 4.5.2.2. Calcul de $\Delta X_{align}$

Pour déterminer la correction due à l'alignement du CCD entre la position du cuivre et celle de l'azote pionique, nous avons mesuré en quatre points différents, correspondant à des distances cristal-détecteur différentes, la position de la raie de l'azote pionique sur le CCD. Notre choix de la raie pionique pour effectuer cette opération, s'appuie sur le fait que cette raie est étroite et suffisamment intense, ce qui améliore le résultat du fit sur la position.

Les résultats des 4 mesures sont présentés dans le Tableau 4-8, et tracés sur la Figure 4-7. Il est important de noter que la correction de la courbure de ces raies a été effectuée indépendamment pour chaque réflexe. La raison est que la grande variation de la distance focale entre ces points, est accompagnée d'une grande variation de la courbure des réflexes, de sorte qu'on ne peut plus négliger l'erreur commise due à une correction de la courbure utilisant les mêmes paramètres.

Nous retenons du fit de ces points la valeur de la pente  $b$  de la droite qui, conjointement avec les valeurs du potentiomètre du cuivre et de l'azote pionique, nous donne la correction de l'alignement du détecteur par application de la relation (3.18):

$$b = 0.09096 \pm 0.01717 \text{ pixels / mm} \quad (4.7)$$

et

$$\Delta X_{align} = +1.7464 \pm 0.3479 \text{ pixels} \quad (4.8)$$

Cette correction est la même pour les trois mesures car les valeurs du potentiomètre sont identiques.

Mesures	Valeur du potentiomètre [mm]	Position [pixels]	Erreur sur la position [pixels]
1	82.3	390.0980	0.4700
2	63.2	387.6595	0.3925
3	54.9	386.7325	0.5555
4	42.9	386.7485	0.5185

Tableau 4-8: Valeurs utilisées pour étudier l'alignement du CCD. Les positions de la raie de l'azote pionique nous permettent de décrire le déplacement latéral du détecteur en fonction de sa distance au cristal.

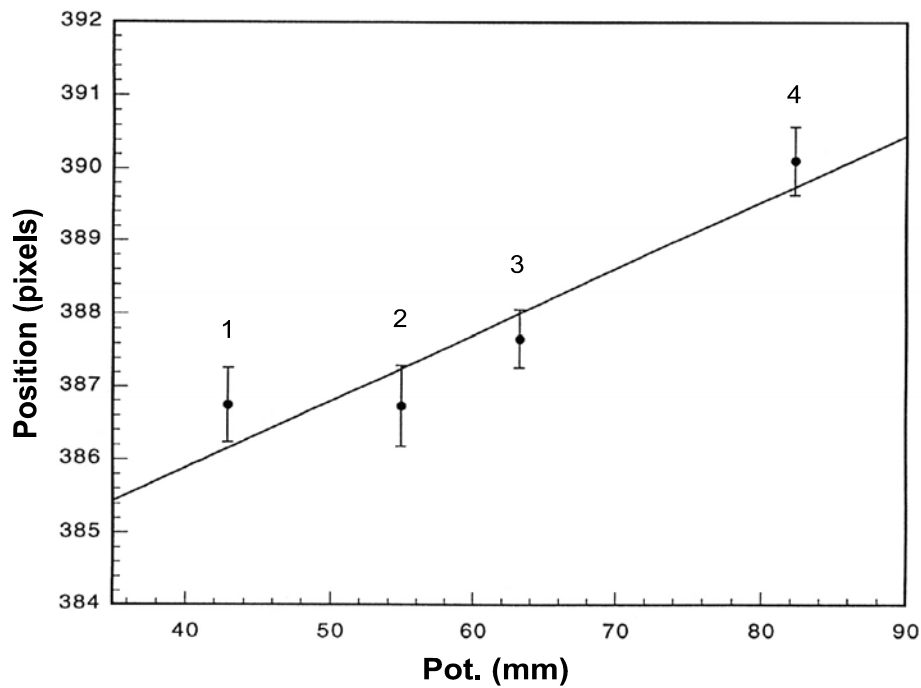


Figure 4-7: Alignement du CCD. La pente de la droite nous permet de calculer le décalage transverse du CCD, lors de son déplacement entre les positions du cuivre et de l'azote pionique.

#### 4.5.2.3. Défocalisation

A ce stade il convient d'introduire une correction à la valeur de  $\Delta X_{align}$ . L'alignement a été fait avec la raie pionique de faible largeur. Les distances cristal-détecteur utilisées (Tableau 4-8) ne correspondent pas toutes au point focal de l'azote pionique. La défocalisation provoque un élargissement asymétrique de la raie, qui conduit à un décalage de son centre et donc de sa position. Le décalage moyen pour les points utilisés est de  $+0.13 \pm 0.09$  pixels. La valeur présentée ici ainsi que son erreur, nous ont été communiquées par Anagnostopoulos et Borchert, et sont obtenues avec un programme de simulation Monte-Carlo [59].

#### 4.5.2.4. Effets géométriques

Un décalage de la position de la raie provient de l'extension spatiale des sources pionique et de calibration. La cible gazeuse dans laquelle les atomes pioniques sont formés, a une forme cylindrique avec un diamètre de 60 mm. La cible du Cu a cependant une forme rectangulaire (20 mm  $\times$  30 mm). Les aberrations géométriques qui résultent de la différence entre les formes des cibles induisent un décalage de  $-0.22 \pm 0.13$  pixels. Cet effet n'est pas exprimé explicitement dans l'équation (3.15) car il est obtenu aussi par simulation Monte-Carlo.

□ Le Tableau 4-9 regroupe les corrections et les positions du fit des trois mesures de l'azote pionique, et donne les positions réelles de la raie sur le CCD.

	mesure N°1	mesure N°2	mesure N°3
$X_{\pi N}(fit)$	$386.1900 \pm 0.2505$	$386.3395 \pm 0.2370$	$386.0690 \pm 0.2590$
$\Delta X_{rot}$	$-0.48138 \pm 0.03708$	$-0.48138 \pm 0.03708$	$-0.48138 \pm 0.03708$
$\Delta X_{align}$	$+1.7464 \pm 0.3479$	$+1.7464 \pm 0.3479$	$+1.7464 \pm 0.3479$
Défocalisation	$+0.13 \pm 0.09$	$+0.13 \pm 0.09$	$+0.13 \pm 0.09$
Effets géométriques	$-0.22 \pm 0.13$	$-0.22 \pm 0.13$	$-0.22 \pm 0.13$
$X_{\pi N}(réel)$	$387.3650 \pm 0.4858$	$387.5145 \pm 0.4789$	$387.2440 \pm 0.4902$

Tableau 4-9: Positions réelles de la raie de l'azote pionique obtenues après introduction des différentes corrections. Toutes les valeurs sont données en pixels.



### 4.5.3. Energie de l'azote pionique

Nous pouvons maintenant appliquer la relation (3.10) pour obtenir la valeur de l'angle de Bragg de l'azote pionique dans le vide. La résolution de l'équation (3.25) par rapport à  $\lambda$  nous fournit alors la longueur d'onde et donc l'énergie de la raie. Pour ce calcul, nous utilisons dans l'équation (3.24) la valeur  $f_{Iq}(0) = 14.41$  donnée dans la référence [60] et qui correspond à l'énergie de 4.055 keV et au cristal de silicium. Nous rappelons que la diffraction se fait au premier ordre pour cette raie.

Les valeurs de l'angle de Bragg et de l'énergie de la transition ainsi obtenues pour les trois mesures, sont présentées dans le Tableau 4-10 ci-dessous:

Transition mesure N°	$\pi^{-14}N(5g \rightarrow 4f)$		
	1	2	3
Angle de Bragg (stat.) (syst.)	52° 45' 45.98" ± 1.15" ± 0.90"	52° 45' 46.64" ± 1.36" ± 0.90"	52° 45' 44.83" ± 1.12" ± 0.90"
Energie [eV] (stat.) (syst.)	4055.3937 ± 0.0173 ± 0.0122	4055.3838 ± 0.0204 ± 0.0122	4055.4108 ± 0.0167 ± 0.0122

Tableau 4-10: Angles de Bragg et énergies de la transition  $5g \rightarrow 4f$  de l'azote pionique.

Il nous reste maintenant à calculer les valeurs moyennes. Ainsi, la valeur finale de la transition  $\pi^{-14}N(5g \rightarrow 4f)$  est la suivante:

$$E_{\pi N(5g \rightarrow 4f)} = 4055.3977 \pm 0.0104 \text{ (stat.)} \pm 0.0122 \text{ (syst.) eV} \quad (4.9)$$

C'est cette valeur de l'énergie que nous utiliserons pour déterminer la masse du pion. L'angle de Bragg moyen correspondant est:

$$\theta_{\pi N(5g \rightarrow 4f)} = 52^\circ 45' 45.71'' \pm 0.69'' \text{ (stat.)} \pm 0.90'' \text{ (syst.)} \quad (4.10)$$

Si on applique la loi de Bragg non corrigée pour calculer l'angle de Bragg correspondant à l'énergie de la transition donnée en (4.9), on trouve un angle de  $52^\circ 45' 32.79'' \pm 0.69'' \text{ (stat.)} \pm 0.90'' \text{ (syst.)}$ . Par comparaison avec l'angle donné en (4.10), on note une différence de  $+12.92'' \pm 1.38'' \text{ (stat.)} \pm 1.80'' \text{ (syst.)}$  qui correspond à l'effet de l'indice de réfraction du cristal. L'influence de cette correction sur la précision de la mesure est donnée au § 4.7.1.

## 4.6. Calcul d'erreurs

Avant de continuer l'analyse, revenons sur le calcul d'incertitude que nous avons présenté pour les différents résultats obtenus jusqu'ici, notamment l'énergie de la transition pionique. Pour permettre de mieux situer les limites techniques de notre expérience, nous avons séparé l'erreur statistique de l'erreur systématique.

Les erreurs sont obtenues en réappliquant toute la procédure d'analyse pour les valeurs extrêmes des paramètres entrant dans le calcul:

$$\begin{aligned}\sigma_{f(x_1, \dots, x_n)}^2 &= \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left| \frac{\partial f(x_1, \dots, x_n)}{\partial x_i} \right|^2 \\ &\cong \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left| \frac{f(x_1, \dots, x_i + \sigma_i, \dots, x_n) - f(x_1, \dots, x_i - \sigma_i, \dots, x_n)}{2\sigma_i} \right|^2\end{aligned}\quad (4.11)$$

Les contributions des différentes erreurs systématiques, sont additionnées linéairement pour donner l'erreur systématique totale, qui est identique pour les 3 mesures.

L'erreur statistique  $\sigma_{stat\_i}$  sur une mesure  $E_i$  est obtenue par la somme quadratique des contributions des différentes incertitudes statistiques. L'erreur statistique finale  $\sigma_{stat}$  sur les  $i$  mesures est alors donnée par

$$\frac{1}{\sigma_{stat}^2} = \sum_i \frac{1}{\sigma_{stat\_i}^2}\quad (4.12)$$

et la valeur moyenne de la grandeur  $E$  est pondérée

$$\bar{E} = \frac{\sum_i \frac{E_i}{\sigma_{stat\_i}^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{stat\_i}^2}}\quad (4.13)$$

Précisons alors, quelles sont les incertitudes qui contribuent à chacune des deux erreurs, statistique et systématique:

Les erreurs statistiques, résultant d'une distribution normale, sont celles obtenues sur les positions des raies du cuivre  $X_{Cu}(fit)$  et de l'azote pionique  $X_{\pi N}(fit)$ , la pente de la droite décrivant l'alignement du CCD, et les deux erreurs de défocalisation et d'effets géométriques données par le programme de simulation Monte-Carlo.

Les valeurs de l'encodeur du spectromètre ( $\theta_{encCu}, \theta_{enc\pi N}$ ), du potentiomètre ( $Pot_{Cu}, Pot_{\pi N}$ ), de la distance focale ( $Y_{Cu}, Y_{\pi N}$ ) et de la distance à l'axe de rotation du cristal ( $r$ ), induisent des erreurs purement systématiques.

Passons maintenant aux erreurs qui découlent de la formule (3.25) permettant le calcul de l'angle de Bragg ou de l'énergie, soient les erreurs sur  $hc/e, E_{Cu}, d_{220}$  (Si) et  $r_e$  (l'erreur sur  $r_e$  peut être négligée par rapport aux autres). Ces erreurs contiennent vraisemblablement une partie statistique et une autre systématique. Cependant, dans les articles donnant les valeurs de ces paramètres, seule l'erreur finale sur la valeur est présentée. Afin de ne pas sous-estimer l'erreur finale sur notre résultat, ces erreurs ont été prises pour des erreurs systématiques. Leurs contributions sont alors additionnées linéairement.

Ensuite, pour déterminer l'influence du modèle de fit sur les positions des raies, plusieurs modèles ont été appliqués. Par exemple, nous avons utilisé un profil lorentzien au lieu d'un profil gaussien pour l'azote pionique, ou encore, des structures différentes pour les transitions satellites dans le Cu, etc... Ces essais ont conduit à une variation négligeable sur les positions des raies ( $\pm 0.01$  pixels pour  $\pi^{-14} N(5g \rightarrow 4f)$  et  $\pm 0.03$  pixels pour Cu).

Par ailleurs, les erreurs sur la courbure des réflexes et le décalage vertical entre les CCD  $\Delta X_{haut-bas}$ , sont sans influence sur les positions des raies. Elles ont pour effet d'élargir la raie d'une part, et d'y introduire une asymétrie d'autre part. L'asymétrie affecte les positions des spectres de la même manière pour toutes les raies. Comme nous effectuons des mesures relatives des positions, cette erreur se compense. Quant à l'élargissement de la raie, son erreur est incluse dans l'erreur statistique sur la position.

Reste enfin à évaluer l'erreur liée à la stabilité mécanique du spectromètre. Les positions des raies pioniques sont moyennées sur un temps de mesure important, donc elles décrivent mal la dérive du spectromètre au cours du temps. Par contre, les mesures de calibration s'effectuent dans un laps de temps très court, et dépendent donc fortement de l'état dans lequel se trouve le spectromètre.

Les mesures du cuivre alternées avec l'azote pionique, montrent une déviation moyenne de la position du cuivre de  $\pm 0.75$  pixels en une semaine (Figure 4-8). Pour un spectre d'azote pionique calibré avec un spectre de cuivre, le temps moyen de mesure est de l'ordre de 20 heures. Ceci correspond à une erreur de  $\pm 0.13$  pixels sur la position du cuivre. Cette erreur inclut les éventuelles déviations dues au changement de température. Concernant l'azote pionique, la position de la raie présente une fluctuation moyenne de  $\pm 0.02$  pixels pour 20 heures de mesures. Cette erreur est négligeable par rapport à l'erreur statistique sur la position.

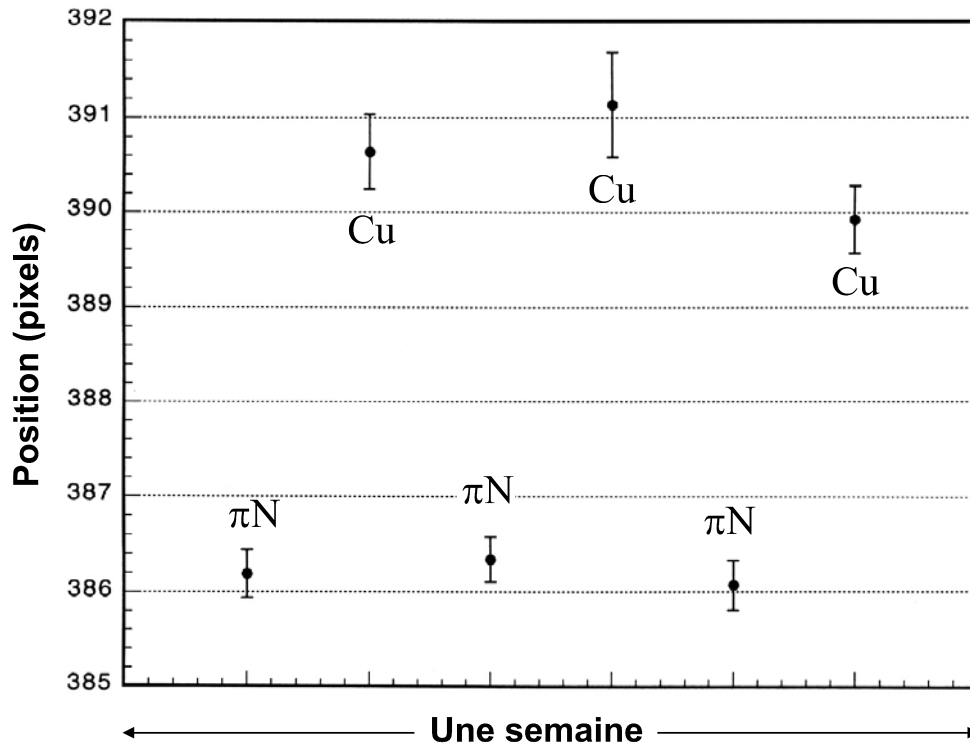


Figure 4-8: *Stabilité du spectromètre au cours du temps. Les positions du Cu mettent en évidence une fluctuation moyenne du système de  $\pm 0.75$  pixels au cours d'une semaine. Les positions de l'azote pionique montrent, quant à elles, une faible variation car elles sont moyennées sur un temps de mesure très long.*

## 4.7. Relations de dispersion

Ayant maintenant les angles de Bragg et les énergies des transitions, nous pouvons calculer les relations de dispersion pour évaluer les largeurs des raies et l'ordre de grandeur des différentes corrections que nous avons faites. Ces relations sont calculées à l'aide des formules (3.12) et (3.14) du Chapitre 3, et sont répertoriées dans le Tableau 4-11 avec les paramètres des deux transitions:

Transition	$E$ [eV]	$\theta_B$	$Y$ [mm]	$dE/d\theta_B$ [meV/'' ]	$dE/dX$ [meV/mm]
Cu $K\alpha_{11}$	8047.837	$53^\circ 21' 13.37''$	2393	29.0225	2501.86
$\pi^{-14}N(5g \rightarrow 4f)$	4055.3977	$52^\circ 45' 45.71''$	2374	14.9438	1298.39

Tableau 4-11: *Relations de dispersion utilisées pour le calcul des largeurs et des séparations des raies en unité d'énergie, ainsi que pour l'évaluation des corrections effectuées.*

#### 4.7.1. Evaluation des corrections

Pour la transition pionique, 1 pixel =  $22.5 \times 10^{-3}$  mm suivant l'axe des x correspond à 29.2138 meV. Ceci correspond à une précision de 7.20 ppm sur l'énergie de la transition et donc sur la masse du pion (cf. § 4.8). D'autre part, 1 seconde d'arc correspond à 14.9438 meV, c'est à dire une précision de 3.68 ppm sur l'énergie.

Nous pouvons maintenant résumer en un seul tableau toutes les corrections que nous avons calculées, et montrer leur influence sur la précision de l'énergie et/ou la masse du pion (Tableau 4-12).

Correction		Valeur moyenne	Valeur en ppm
axe de rotation du cristal	[pixels]	-0.48138	3.47
alignement du détecteur	[pixels]	+1.7464	12.57
défocalisation	[pixels]	+0.13	0.94
effets géométriques	[pixels]	-0.22	1.58
stabilité spectromètre	[pixels]	$\pm 0.13$	0.94
indice de réfraction du cristal (Cu)	["]	+3.27	12.03
indice de réfraction du cristal ( $\pi$ N)	["]	+12.92	47.55

Tableau 4-12: Récapitulation des corrections sur l'énergie de la transition, et leur ordre de grandeur en ppm. 1 pixel correspond à 7.20 ppm sur l'énergie et 1" à 3.68 ppm.

Du moment où l'on souhaite atteindre une précision de l'ordre du ppm sur la masse du pion, on comprend l'importance des corrections faites, surtout pour l'effet de l'indice de réfraction du cristal. Parmi les erreurs systématiques, celle de l'alignement est la plus grande. La stabilité du spectromètre est quant à elle assez bonne.

#### 4.7.2. Résolution instrumentale et explosion coulombienne

La transition  $5g \rightarrow 4f$  de l'azote pionique devrait nous permettre de définir la résolution instrumentale de notre spectromètre. En effet, cette transition entre états circulaires se situant loin du noyau n'est pas affectée par l'interaction forte, et sa largeur naturelle est extrêmement faible (8 meV). Le spectre enregistré devrait décrire la fonction d'appareil de notre spectromètre, et sa largeur totale à mi-hauteur correspondrait alors à la résolution instrumentale.

En calculant la largeur moyenne du spectre d'après les valeurs du Tableau 4-4, on trouve  $25.8631 \pm 0.6059$  pixels, ce qui correspond à  $755.5590 \pm 17.6993$  meV (la conversion est obtenue d'après la relation de dispersion  $dE/dX$  donnée au Tableau 4-11). Cette largeur est un ordre de grandeur 2 fois plus grand que la résolution intrinsèque du cristal. L'élargissement observé est un élargissement Doppler qui

résulte de l'explosion coulombienne de la molécule diatomique d'azote  $N_2$ , quand le pion est capturé par l'un des deux atomes; l'atome pionique étant fortement ionisé.

## 4.8. Masse du pion

Pour obtenir la masse du pion à partir de l'énergie mesurée, nous avons utilisé les énergies de la transition  $\pi^{-14}N(5g \rightarrow 4f)$ , calculées pour différentes masses du pion. Les valeurs choisies de la masse du pion sont voisines de la masse attendue. Le calcul des énergies tient compte de toutes les contributions en QED nécessaires pour atteindre la précision que nous désirons avoir. Ainsi, la polarisation du vide, la self-énergie, la taille finie du noyau, le recul relativiste, etc... sont incluses dans le calcul. La masse du noyau que nous avons utilisée est celle de DiFilippo et al. [61]. Les valeurs calculées sont présentées dans le Tableau 4-13 ci-dessous:

Masse du pion [MeV/c <sup>2</sup> ]	Energie $\pi^{-14}N(5g \rightarrow 4f)$ * [eV]
139.56995	4055.376
139.57000	4055.377
139.57110	4055.409
139.57160	4055.423
139.57220	4055.440

Tableau 4-13: Energies de la transition  $\pi^{-14}N(5g \rightarrow 4f)$  calculées pour différentes masses du pion. Ces valeurs sont utilisées pour déterminer la masse du pion à partir de l'énergie mesurée. Le calcul inclut toutes les corrections en QED permettant d'obtenir la précision nécessaire sur le résultat. \* [53].

L'énergie de la transition est une fonction quasi-linéaire de la masse du pion. L'incertitude sur la masse est donc directement proportionnelle à l'incertitude sur l'énergie.

Les points du Tableau 4-13 sont tracés sur la Figure 4-9 et fittés par une droite. Le résultat du fit est le suivant:

$$m_{\pi^-} (\text{MeV}/c^2) = 0.03475592362 \times \text{Energie}(\text{eV}) - 1.378395493 \quad (4.14)$$

Pour  $E_{\pi N(5g \rightarrow 4f)} = 4055.3977 \pm 0.0104$  (stat.)  $\pm 0.0122$  (syst.) eV, la dernière équation nous donne directement la valeur ci-dessous pour la masse du pion négatif:

$$m_{\pi^-} = 139.57070 \pm 0.00036 \text{ (stat.)} \pm 0.00043 \text{ (syst.) MeV}/c^2 \quad (4.15)$$

Si on additionne les deux erreurs quadratiquement, on trouve une erreur totale de  $\pm 0.00056 \text{ MeV}/c^2$  ce qui correspond à une précision de 4 ppm sur la masse du pion.

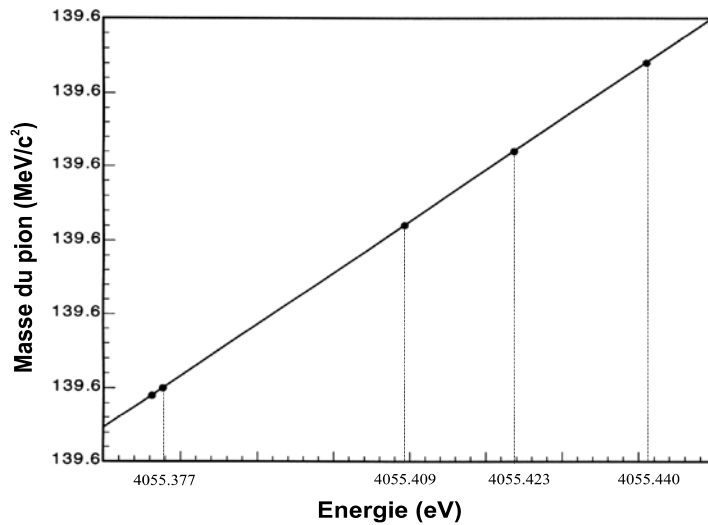


Figure 4-9: Variation de l'énergie de la transition  $\pi^{-14}N(5g \rightarrow 4f)$  en fonction de la masse du pion. La variation est quasi-linéaire. Les paramètres du fit nous permettent, par interpolation, de calculer la masse du pion correspondant à l'énergie mesurée de la transition.

## 4.9. Résultats et discussion

Les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau 4-14.

Nombre de pions arrêtés	$\approx 1.2 \times 10^6 \pi^- / \text{s}$ (courant de protons = 1 mA)
Taux de rayons-X pioniques	$\approx 145$ coups / heure dans la raie
Résolution instrumentale	$755.5590 \pm 17.6993 \text{ meV}$ (contient l'explosion coulombienne)
Stabilité du spectromètre	$\approx 1 \text{ ppm}$
Energie de la transition $\pi^{-14}N(5g \rightarrow 4f)$	$4055.3977 \pm 0.016 \text{ eV}$ (4 ppm)
Masse du pion	$139.57070 \pm 0.00056 \text{ MeV}/c^2$ (4 ppm)

Tableau 4-14: Récapitulation des résultats. Les erreurs sur l'énergie de la transition pionique et la masse du pion sont obtenues par la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques correspondantes.

La masse du pion donnée par notre expérience se trouve à 5.4 ppm en moyenne au dessus de la solution B de Jeckelmann ( $= 139.56995 \pm 0.00035 \text{ MeV}/c^2$ ) et corrobore cette dernière.

Le rapport d'intensité des transitions  $5f \rightarrow 4d$  et  $5g \rightarrow 4f$  est de  $(6.97 \pm 0.47)\%$ . Avec ce nombre, un calcul de cascade atomique prédit une probabilité inférieure à 2% pour trouver 1 seul électron dans la couche K. L'utilisation d'un gaz comme milieu modérateur nous a donc permis de s'affranchir du problème d'écrantage électronique, puisqu'aucune raie attribuée à la présence d'un électron K n'a été observée. L'ambiguïté de la détermination de la masse du pion est donc résolue.

Une comparaison avec les mesures antécédentes de la masse du pion est présentée sur la Figure 4-10.

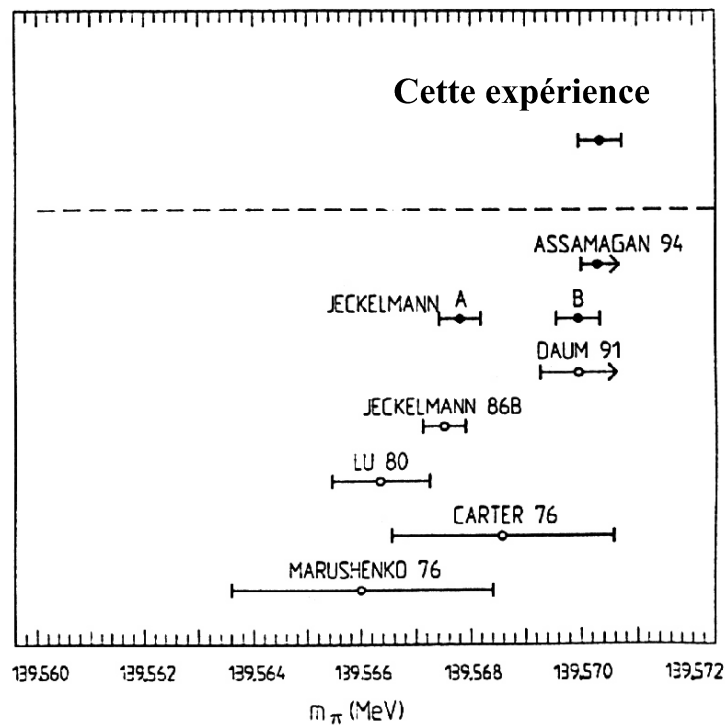


Figure 4-10: Comparaison du résultat de notre expérience avec les mesures antécédentes de la masse du pion: Jeckelmann A,B [15], Assamagan [16], Daum [62], Jeckelmann 86B [13], Lu80 [63], Carter76 [64], Marushenko76 [65].

Regardons maintenant les conséquences de notre résultat sur la masse du neutrino muonique ( $m_{\nu_\mu}$ ) par application de la formule (1.5) au Chapitre 1:

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_{\pi^+}^2 + m_{\mu^+}^2 - 2m_{\pi^+} \sqrt{m_{\mu^+}^2 + p_{\mu^+}^2} \quad (4.16)$$



Pour cela, nous utilisons les valeurs de  $p_{\mu^+}$  et  $m_{\mu^+}$  données dans les références [16,66] respectivement, soient:

$$p_{\mu^+} = 29.79207 \pm 0.00012 \text{ MeV}/c \quad (4.17)$$

et

$$m_{\mu^+} = 105.658389 \pm 0.000034 \text{ MeV} \quad (4.18)$$

En utilisant la masse de cette mesure ( $m_{\pi^+} = m_{\pi^-}$ ) cela conduit à la valeur ci-après pour le carré de la masse du neutrino muonique (on prend ici  $c = 1$ ):

$$m_{\nu_\mu}^2 = +0.0231 \pm 0.0346 \text{ MeV}^2 \quad (4.19)$$

Cette valeur est compatible avec zéro. L'incertitude sur  $m_{\nu_\mu}^2$  (1.5 déviation standard) est obtenue en additionnant quadratiquement les trois contributions données par les équations (4.15), (4.17) et (4.18).

Selon l'équation (4.16) la possibilité de réduire l'incertitude sur  $m_{\nu_\mu}^2$  est limitée par l'incertitude sur la masse du pion. Les contributions à l'incertitude sur  $m_{\nu_\mu}^2$  sont obtenues à partir des dérivées partielles de l'équation (4.16). Pour  $m_{\nu_\mu}^2$  faible, on a:

$$\frac{\partial(m_{\nu_\mu}^2)}{\partial m_{\pi^+}} = \frac{m_{\pi^+}^2 - m_{\mu^+}^2}{m_{\pi^+}} = 59.6 \text{ MeV}, \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial(m_{\nu_\mu}^2)}{\partial m_{\mu^+}} = -2m_{\mu^+} \frac{m_{\pi^+}^2 - m_{\mu^+}^2}{m_{\pi^+}^2 + m_{\mu^+}^2} = -57.3 \text{ MeV}, \quad (4.21)$$

$$\frac{\partial(m_{\nu_\mu}^2)}{\partial p_{\mu^+}} = -2m_{\pi^+} \frac{m_{\pi^+}^2 - m_{\mu^+}^2}{m_{\pi^+}^2 + m_{\mu^+}^2} = -75.7 \text{ MeV}. \quad (4.22)$$

Pour atteindre par exemple une précision de  $\approx \pm 0.01 \text{ MeV}^2$  sur  $m_{\nu_\mu}^2$ , il faut que les incertitudes sur la masse du pion, la masse du muon et l'impulsion du muon soient respectivement:

$$\Delta m_{\pi^+} \approx \pm 0.17 \text{ keV} (1.2 \text{ ppm}), \quad (4.23)$$

$$\Delta m_{\mu^+} \approx \pm 0.18 \text{ keV} (1.7 \text{ ppm}), \quad (4.24)$$

$$\Delta p_{\mu^+} \approx \pm 0.13 \text{ keV} (4.4 \text{ ppm}). \quad (4.25)$$

Or, la masse du muon est connue à 0.32 ppm, et l'impulsion du muon à 4 ppm. Par contre, la masse du pion, connue à 4 ppm, doit encore être améliorée.

La détermination de la masse du pion à 1 ppm près, nécessite une raie de calibration connue au même ordre de précision. Bien que son énergie soit connue à 0.75 ppm, la raie  $K\alpha_{11}$  du cuivre présente cependant plusieurs problèmes. En particulier, sa grande largeur naturelle et la présence des transitions satellites dans le spectre du Cu, font que l'ajustement de la position de cette raie ne puisse être précis.

Du moment que la masse du muon est connue à 0.32 ppm, une transition muonique de largeur naturelle extrêmement faible serait un bon choix. La nécessité d'utiliser des cibles gazeuses, mène au choix de l'oxygène où la transition  $5g \rightarrow 4f$  se situe à 4023.747 eV, i.e., à 31.6 eV de la même transition dans l'azote pionique.

Comme les molécules d'azote et d'oxygène sont toutes deux diatomiques, on s'attend à une cascade atomique du muon dans l'oxygène semblable à celle du pion dans l'azote. Par conséquent, le nombre d'électrons restant dans la couche K doit être le même pour les deux transitions.

Expérimentalement, les muons sont produits par la désintégration des pions dans le gaz cible. Le taux de production des muons, et par suite d'atomes muoniques, est naturellement assez faible. Le problème se pose au niveau de l'intensité de la raie de calibration. C'est d'ailleurs la raison qui nous a obligé d'utiliser le cuivre pour calibrer la transition pionique. En effet, le taux de rayons-X d'oxygène muonique était de  $\approx 3$  coups / heure dans la raie. Le temps de mesure de 6 semaines (dont 1 semaine de panne de faisceau) n'a pas été suffisant pour atteindre une bonne statistique.



# Chapitre 5

---

---

## SPECTROSCOPIE X DU PROTONIUM

### 5.1. Introduction

Le but de l'expérience PS207 est de mesurer les transitions Balmer ( $L\alpha$ ) de l'hydrogène et du deutérium antiprotoniques, à l'aide de notre spectromètre de Bragg de haute résolution, et de déduire du décalage et de l'élargissement des raies, les paramètres de l'interaction forte des niveaux  $2p$ .

A cet égard, trois expériences sur les atomes antiprotoniques ont été effectuées en 1994, 95 et 96, chacune d'une durée moyenne de 1 mois (deux semaines d'installation et de réglage, et trois semaines de mesure). Toutes ces expériences ont eu lieu au CERN à Genève (Suisse) sur l'anneau de stockage d'antiprotons de basse énergie, LEAR.

Lors de la première expérience, le taux de production d'atomes antiprotoniques a été étudié, et des spectres de transitions X de l'hydrogène et du deutérium antiprotoniques ont été enregistrés. D'une part, le décalage de la raie dû à l'interaction forte était compatible avec zéro pour la transition  $L\alpha$  de l'hydrogène antiprotonique, mais à cause de la faible statistique, l'erreur expérimentale correspondante était large ( $\approx 60$  meV), d'autre part, l'élargissement hadronique n'a pu être déterminé. En revanche, le nombre de coups dans le spectre du deutérium antiprotonique était plus important, et les paramètres hadroniques pour ce spectre ont pu être déterminés. Le lecteur intéressé pourra trouver ce résultat dans la référence [67].

L'expérience effectuée en 95, avait pour but d'améliorer les résultats de 94 en augmentant la statistique. Cependant, suite à un aménagement technique pour servir une autre expérience au LEAR (expérience PS210 - production d'atomes d'anti-hydrogène), le taux d'antiprotons par heure a été réduit d'un facteur de 10 (soit  $10^8$  au lieu de  $10^9$   $\bar{p}$ /heure), et aucun paramètre de l'interaction forte n'a pu être obtenu des spectres de l'hydrogène et du deutérium antiprotoniques.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus en 96, qui portent sur l'hydrogène antiprotonique ou le protonium. Ces résultats corroborent ceux obtenus en 94. La courte période de deux semaines de faisceau qui nous a été accordée, a été consacrée entièrement à l'étude de l'hydrogène antiprotonique. Le seul résultat sur le spectre du deutérium est donc celui obtenu en 94.

La méthode d'analyse étant la même pour les spectres pioniques et antiprotoniques, les démarches suivies aux Chapitres 4 et 5 se ressemblent beaucoup. Les points communs aux deux expériences ne seront donc pas détaillés dans la suite de ce chapitre.

## 5.2. Production des antiprotons

En bombardant une cible avec des protons de très haute énergie, plusieurs paires particule-antiparticule sont créées. Parmi les réactions possibles, on a création de paires proton-antiproton suivant



avec un seuil de production de  $2m_p \approx 2$  GeV dans le centre de masse ( $m_p \equiv$  masse du proton). Avec une cible fixe,  $\sim 80\%$  de l'énergie du proton incident est dissipée lors de sa collision avec un noyau de la cible suite au recul de ce dernier, et le seuil de création d'une paire proton-antiproton est de l'ordre de 10 GeV. Les installations du CERN permettent au faisceau de protons d'atteindre une énergie de 28 GeV avant la collision.

La Figure 5-1 montre le complexe d'accélérateurs du CERN utilisés pour produire les faisceaux d'antiprotons. L'opération commence au sein de la source de protons, où les protons produits sont focalisés et accélérés à 750 keV par un quadripôle radio-fréquence, qui les envoie ensuite à l'accélérateur linéaire LINAC II. Les trois cavités du LINAC II accélèrent les protons à une énergie de 50 MeV avant leur transfert vers le synchrotron injecteur (Booster). Ce dernier consiste en un empilement de quatre accélérateurs qui amènent le faisceau provenant de l'accélérateur linéaire, à une énergie de 1 GeV. Les protons sont ensuite injectés dans le Synchrotron à Protons (PS).

Le Synchrotron à Protons est le cœur du complexe d'accélérateurs du CERN, ainsi que sa plus ancienne machine. Dans cet accélérateur circulaire de  $\approx 100$  mètres de rayon, les protons sont portés à une énergie de 28 GeV avant d'être envoyés sur une cible fixe en béryllium, située à proximité de l'Accumulateur et Collecteur d'Antiprotons (AAC). La machine AAC consiste en 2 anneaux de stockage concentriques. L'anneau extérieur, le Collecteur d'Antiprotons (AC), recueille les antiprotons provenant de la cible de production. Après 2.4 secondes de refroidissement (réduction de ses

dimensions transversales et de son étalement en énergie), le faisceau est alors transféré à l'anneau intérieur, l'Accumulateur d'Antiprotons (AA) où les antiprotons sont refroidis stochastiquement, un processus suivant lequel le volume occupé par les antiprotons dans l'espace des phases est réduit.

Pour  $\sim 3 \times 10^6$  protons incidents sur la cible de production, 1 antiproton est stocké. Ainsi,  $6 \times 10^9$  antiprotons sont accumulés par heure. Le nombre d'antiprotons peut atteindre  $\sim 10^{12}$  particules dans l'Accumulateur d'Antiprotons.

Des paquets de  $\sim 3 \times 10^9$  antiprotons chacun, sont ensuite injectés dans le PS (dans le sens 'inverse' à celui des protons) où ils sont décélérés avant d'être transférés vers l'Anneau à Antiprotons de Basse Energie (LEAR).

La machine LEAR fournit des faisceaux purs d'antiprotons de quelques  $\text{mm}^2$  de section à quelques 17 expériences, avec une énergie variant entre 5 MeV (100 MeV/c) et 1.27 GeV (2 GeV/c). Selon les besoins des utilisateurs, le faisceau peut être extrait en quelques centaines de nanosecondes ou en plusieurs heures, ou bien être conservé à circuler dans la machine pour interagir avec une cible interne à jet gazeux. Des systèmes de refroidissement stochastique et par électrons sont utilisés pour diminuer les dimensions transversales du faisceau ainsi que son étalement en énergie.

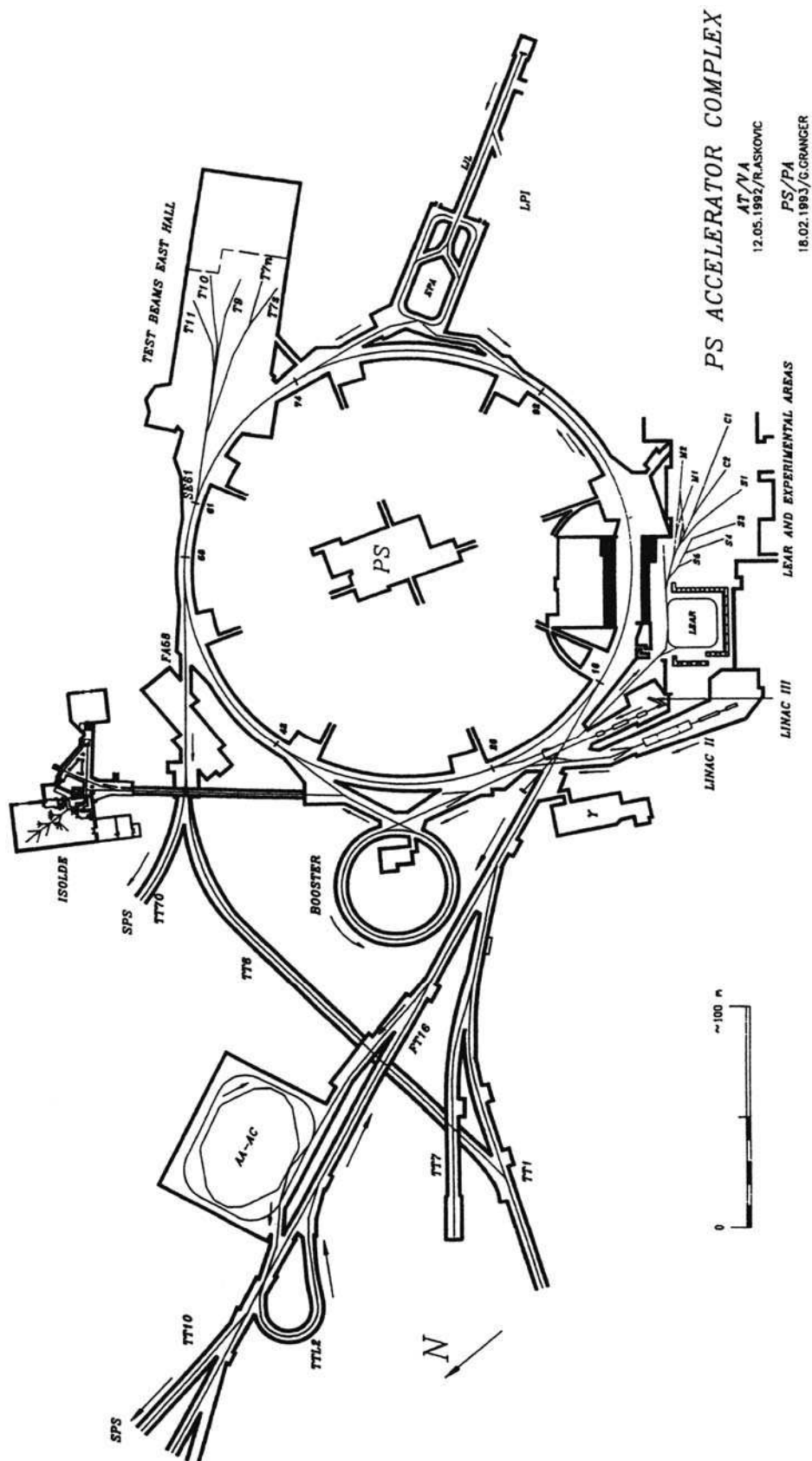


Figure 5-1: Le complexe d'accélérateurs interconnectés du CERN utilisés pour la production des faisceaux d'antiprotons pour l'installation du LEAR.

### 5.3. Préparation de l'expérience

Pour pouvoir extraire les paramètres de l'interaction forte, l'énergie de calibration et la fonction de réponse du spectromètre, doivent toutes deux être connues à une très grande précision.

Comme énergie de calibration, deux possibilités existent:

- 1) des transitions électroniques d'énergie bien connue;
- 2) des transitions antiprotoniques qui ne sont pas affectées par l'interaction forte.

En principe les énergies électromagnétiques des transitions peuvent être calculées précisément par la QED. Cependant, les calculs qui existent pour les atomes antiprotoniques ne sont pas complètement en accord. Par exemple, les résultats pour l'hydrogène antiprotonique présentent des différences allant jusqu'à 13 meV [53,68,69]. Pour éviter toute ambiguïté dans la détermination de l'énergie des spectres antiprotoniques, nous utiliserons la transition électronique  $K\alpha_1$  du silicium située à  $1739.986 \pm 0.019$  eV [70] pour calibrer l'énergie. Cette transition est en fait un bon choix, car elle se trouve à moins de 0.2 eV de la transition  $3d \rightarrow 2p$  de l'hydrogène antiprotonique. En plus, la transition  $K\alpha_2$  située à  $1739.39 \pm 0.03$  eV peut être séparée de la  $K\alpha_1$  sans problème. Le décalage en l'énergie dû à l'interaction forte pourra ensuite être déduit indépendamment pour chacun des calculs en QED existants.

La fonction de réponse du spectromètre, ne peut cependant être mesurée qu'avec des transitions antiprotoniques. En fait, la largeur naturelle de ces raies est de quelques meV, et est négligeable devant la résolution du spectromètre, par contre, les transitions électroniques sont très larges et ne peuvent pas être utilisées dans ce but. Par exemple, la transition  $K\alpha_1$  du Si a une largeur naturelle de  $524 \pm 19$  meV [70]. Cette largeur est un ordre de grandeur 2 fois plus grand que la résolution du cristal (Tableau 5-1). La fonction de réponse du spectromètre à 1.7 keV sera mesurée à l'aide de la transition  $5g \rightarrow 4f$  de l'hélium 3 antiprotonique,  $\bar{p}^3\text{He}(5g \rightarrow 4f)$ . La forme de raie est pratiquement symétrique et la transition parallèle  $\bar{p}^3\text{He}(5f \rightarrow 4d)$  située à plus de 1 eV de la transition principale peut être séparée clairement de cette dernière.

Des cristaux de quartz d'indice de Miller 100 sont utilisés pour la réflexion des rayons-X à 1.7 keV. La distance interréticulaire entre les plans cristallins 100 du quartz est [71]:

$$d_{100}(\text{SiO}_2) = 4.25548 \pm 0.00017 \text{ \AA} \quad (5.2)$$

Nous rappelons que ces cristaux sont symétriques et courbés sphériquement à un rayon  $R = 2985.4$  mm (cf. § 2.3.3).



Les énergies des transitions, et les propriétés des cristaux sont reportées dans le Tableau 5-1 ci-après:

Transition	Energie [eV]	cristal	ordre de réflexion	$w_f$ [meV]	$\Delta E_{MC}$ [meV]
$\bar{p}H(3d \rightarrow 2p)$	1736.797	quartz	100	130	$170 \pm 10$
$\bar{p}^3He(5g \rightarrow 4f)$	1686.477	quartz	100	135	
Si $K\alpha_1$	$1739.986 \pm 0.019$	quartz	100	129	

Tableau 5-1: *Energies électromagnétiques des transitions et propriétés des cristaux. Les énergies électromagnétiques des transitions antiprotoniques sont celles données par un récent calcul de Boucard et Indelicato [53]. Les énergies des transitions électroniques du silicium sont données par [70].  $w_f$  est la résolution intrinsèque du cristal calculée pour les différentes énergies avec le code XDF de Brennan et Cowan [72].  $\Delta E_{MC}$  est la fonction de réponse du spectromètre attendue. Elle a été obtenue par le programme de simulation Monte-Carlo [59].*

Transition	$\theta_B$	$\Delta\theta_r$	$Y$ [mm]	$\Delta Y$ [mm]	$dE/d\theta$ [meV/'' ]	$dE/dX$ [meV/mm]
$\bar{p}H(3d \rightarrow 2p)$	$57^\circ 00' 42.2''$	$75.1''$	2504.1	0	5.46558	450.205
$\bar{p}^3He(5g \rightarrow 4f)$	$59^\circ 44' 40.8''$	$84.9''$	2578.8	+74.7	4.76928	381.476
Si $K\alpha_1$	$56^\circ 50' 53.7''$	$74.6''$	2499.5	-4.6	5.51002	454.709

Tableau 5-2: *Paramètres entrant dans l'expérience sur l'hydrogène antiprotonique.  $\theta_B$  est l'angle de Bragg correspondant aux différentes transitions.  $\Delta\theta_r$  est la correction due à l'indice de réfraction du cristal, calculée par le code de Brennan et Cowan [72].  $Y$  est la distance focale et  $\Delta Y$  la différence de distance focale par rapport à la transition  $\bar{p}H(3d \rightarrow 2p)$ . On présente aussi les relations de dispersion  $dE/d\theta$  et  $dE/dX$  nécessaires aux différentes opérations de conversion.*

Les angles de Bragg correspondant aux énergies des transitions déjà mentionnées, sont calculés et présentés dans le Tableau 5-2. On y montre aussi les distances focales correspondantes, les corrections d'indice de réfraction et les relations de dispersion. Les distances focales  $Y$  sont obtenues d'après l'équation (2.3). Les relations de dispersion  $dE/d\theta$  et  $dE/dX$  sont celles données par les équations (3.12) et (3.14) respectivement. Les corrections aux angles de Bragg dues à l'effet de l'indice de réfraction sont calculés avec le code XDF de Brennan et Cowan [72]. Ces valeurs seront utilisées pour prendre compte de cet effet dans le calcul des angles de Bragg mesurés et des énergies correspondantes.

## 5.4. Mesures

L'expérience a été installée dans la zone expérimentale S3 de l'installation du LEAR. L'impulsion des antiprotons était de 105 MeV/c. En moyenne, le flux d'antiprotons était de  $1.5 \times 10^9$  par heure. Le centre de la trappe cyclotron été rempli d'hydrogène à 20 mbar. Sous cette pression, 90% des antiprotons injectés étaient arrêtés au centre de la trappe. Le gaz été séparé du vide du spectromètre par une fenêtre en mylar. Pour minimiser les pertes des rayons-X dues à l'absorption par la fenêtre, l'épaisseur de cette dernière était de  $2 \mu\text{m}$ .

En tournant le bras du spectromètre pour regarder différents points de la source sous le même angle de Bragg, on a mesuré la distribution de l'intensité des rayons-X émis par la source. La courbe obtenue a montré que les antiprotons sont arrêtés dans un volume sphérique, typiquement de 20 mm de diamètre. Cette mesure a été effectuée lors de la première expérience en 1994 à l'aide de la transition  $\bar{p}^4\text{He}(5g \rightarrow 4f)$ .

Pour cette expérience, 2 bras du spectromètre et 3 cristaux ont été utilisés avec un détecteur indépendant pour chaque cristal. Le premier bras du spectromètre était équipé d'un CCD de l'Université de Leicester<sup>1</sup> de 21 mm  $\times$  28 mm de surface de détection avec des pixels ayant une taille de  $27 \mu\text{m} \times 27 \mu\text{m}$ . Deux CCD de Neuchâtel étaient montés sur le second bras, ayant les caractéristiques décrites au Chapitre 2 (§ 2.4.6). Les résultats préliminaires obtenus avec le CCD de Leicester sont présentés dans la référence [73]. Dans ce chapitre nous traitons uniquement les données obtenues avec les 2 CCD de Neuchâtel. L'analyse est faite indépendamment pour chacun des CCD.

### 5.4.1. Résolution instrumentale

Le spectre de l'hélium antiprotonique nous permet de définir la résolution instrumentale de notre spectromètre. La Figure 5-2 montre le spectre enregistré par le détecteur de bas du second bras du spectromètre (CCD1-4). Nous rappelons que ce spectre, comme tous les autres, est obtenu après correction du décalage entre les CCD et correction de la courbure du réflecteur; les paramètres utilisés à cet effet sont mentionnés au Chapitre 3 (Tableaux 3-2 et 3-3). La transition parallèle  $5f \rightarrow 4d$  est bien résolue. Le fit est effectué avec 2 gaussiennes (de même largeur) et un bruit de fond plat. Les paramètres du fit pour les spectres donnés par les deux CCD sont reportés dans le Tableau 5-3.

---

<sup>1</sup> Dep. of Astronomy and Astrophysics, University of Leicester, Angleterre

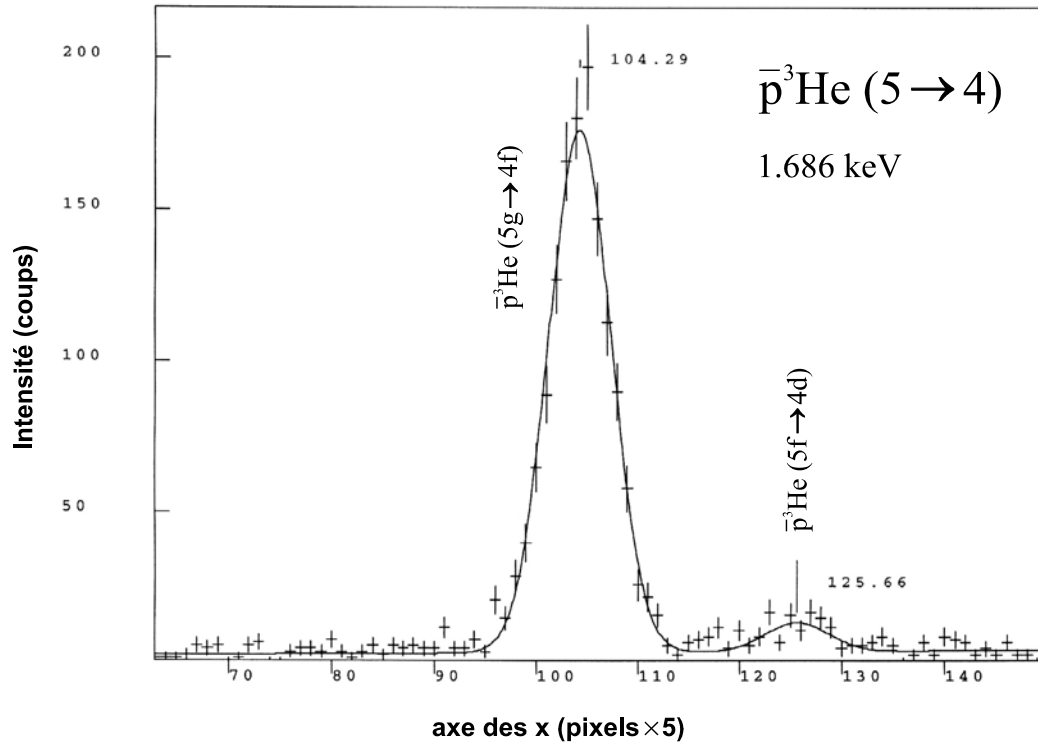


Figure 5-2: Spectre de l'hélium 3 antiprotonique. La largeur totale à mi-hauteur de la transition  $5g \rightarrow 4f$  définit la résolution instrumentale du spectromètre.

Dét.	Transition	Position [pixels]	Largeur [pixels]	Surface [coups]	Temps de mesure [heures]
CCD1-4	$\bar{p}^3\text{He}(5g \rightarrow 4f)$ (stat.)	521.4560 $\pm 0.5695$	36.9455 $\pm 1.0640$	1341.65 $\pm 47.40$	$\approx 24$
	$\bar{p}^3\text{He}(5f \rightarrow 4d)$ (stat.)	628.8465 $\pm 3.0470$	36.9455 $\pm 1.0640$	91.12 $\pm 14.25$	$\approx 24$
CCD5-8	$\bar{p}^3\text{He}(5g \rightarrow 4f)$ (stat.)	339.5320 $\pm 0.5855$	38.1875 $\pm 1.0960$	1203.99 $\pm 42.22$	$\approx 24$
	$\bar{p}^3\text{He}(5f \rightarrow 4d)$ (stat.)	443.9570 $\pm 2.2945$	38.1875 $\pm 1.0960$	119.21 $\pm 14.94$	$\approx 24$

Tableau 5-3: Résultats sur le spectre de l'hélium antiprotonique obtenus avec les deux CCD. La largeur totale à mi-hauteur de la transition définit la résolution instrumentale du spectromètre.

La résolution de notre spectromètre est donc estimée à  $36.9455 \pm 1.0640$  pixels pour le premier détecteur, ce qui correspond à  $317.1110 \pm 9.1325$  meV, et  $38.1875 \pm 1.0960$  pixels pour le deuxième détecteur, ce qui correspond à  $327.7713 \pm 9.4072$  meV. Cette conversion est obtenue d'après la relation de dispersion  $dE/dX$  donnée au Tableau 5-2. Les largeurs obtenues sont un ordre de grandeur 2 fois plus grand que la résolution

attendue des cristaux. Ceci est probablement dû à une mauvaise surface de ces derniers.

Remarquons d'autre part qu'on a un nombre de rayons-X de l'ordre de 53 par heure dans la transition  $5g \rightarrow 4f$ . Enfin, notons que la différence en énergie entre la transition principale  $5g \rightarrow 4f$  et la transition parallèle  $5f \rightarrow 4d$ , est en moyenne de  $906.1794 \pm 19.3372$  meV.

### 5.4.2. Spectre de silicium

Comme on vient de le dire, le spectre de silicium servira pour calibrer l'énergie du spectre du protonium. La résolution du spectromètre permet facilement la séparation des raies  $K\alpha_1$  et  $K\alpha_2$ ; la calibration se faisant à l'aide de la raie  $K\alpha_1$ . Sur la Figure 5-3 nous montrons un spectre de silicium (spectre enregistré avec le CCD5-8). Il s'est avéré que deux Voigts sont nécessaires et suffisantes pour reproduire le spectre. La raie la plus intense correspond à la transition  $K\alpha_1$ , et la faible composante à plus basse énergie est attribuée à la transition  $K\alpha_2$ .

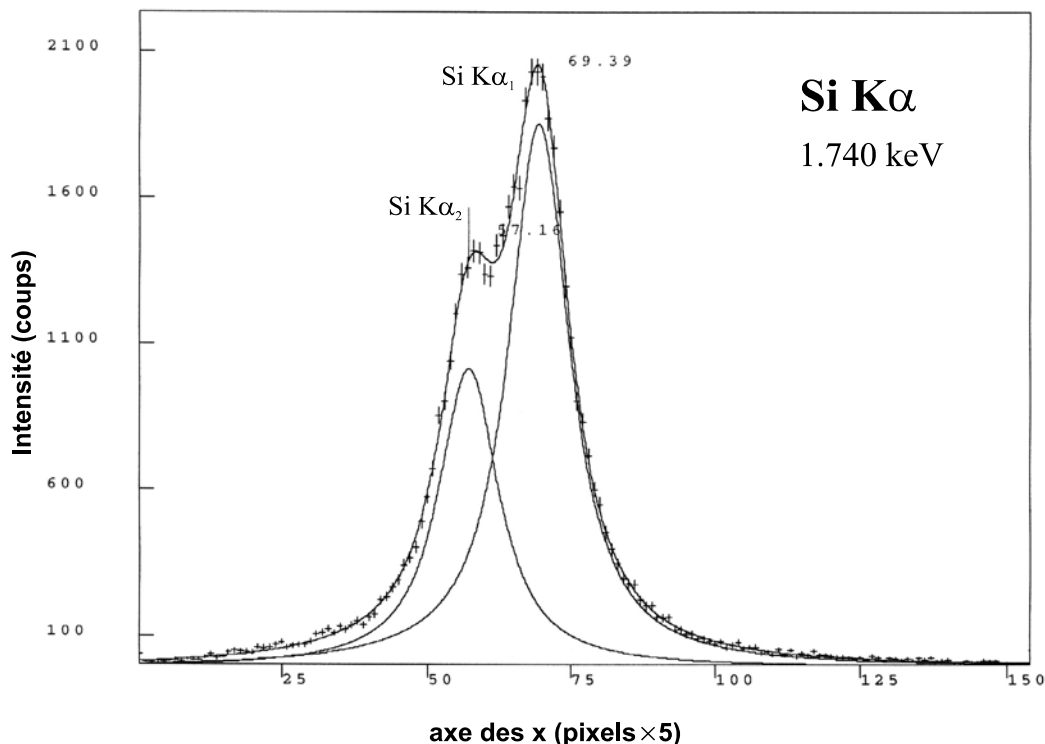


Figure 5-3: Spectre en position de la raie  $K\alpha$  du silicium ajusté avec 2 Voigts. Ce spectre est utilisé pour calibrer l'énergie de la transition  $3d \rightarrow 2p$  de l'hydrogène antiprotonique. La largeur mesurée correspond à la largeur naturelle de la raie car cette dernière est très grande par rapport à la résolution instrumentale du spectromètre.

Attirons l'attention sur un point important: d'après l'expérience sur la masse du pion au PSI en 95, nous avons constaté que la plus grande erreur systématique, provient de l'alignement du détecteur entre les positions focales de la raie exotique et celle de calibration (cf. § 4.7.1). Pour éviter cette erreur, le spectre de silicium (Figure 5-3) a été enregistré à la position focale de l'hydrogène antiprotonique. Si l'idée paraît simple, elle ne peut cependant être valable que si la différence des distances focales des raies exotique et de calibration est très faible, car la défocalisation provoque un décalage et un élargissement qui faussent la position de la raie et donc l'énergie de calibration. Dans le cas du silicium et du protonium, la différence des distances focales est de  $-4.6$  mm. Les simulations Monte-Carlo montrent que l'erreur systématique induite par la défocalisation est dans ce cas strictement négligeable.

Les résultats des spectres de silicium enregistrés par les deux détecteurs, sont regroupés dans le Tableau 5-4. L'énergie du protonium sera calibrée par les positions de la raie  $K\alpha_1$ . Aucune correction d'alignement ne sera effectuée.

Transition	CCD1-4		CCD5-8	
	Position [pixels]	Largeur [pixels]	Position [pixels]	Largeur [pixels]
Si $K\alpha_1$ (stat.)	529.5650 $\pm 0.5915$	61.8425	346.9300 $\pm 0.5945$	61.8840
Si $K\alpha_2$ (stat.)	469.1000 $\pm 1.0630$	64.4205	285.8250 $\pm 0.9800$	60.6855

Tableau 5-4: Positions et largeurs totales à mi-hauteur des transition  $K\alpha_1$  et  $K\alpha_2$  du Si, pour chacun des deux détecteurs CCD1-4 et CCD5-8. Les largeurs sont estimées.

### 5.4.3. Hydrogène antiprotonique

La Figure 5-4 montre la somme de tous les spectres de l'hydrogène antiprotonique enregistrés avec le CCD1-4. Ce spectre correspond à un temps de mesure de  $\approx 92$  heures. D'après la surface totale de la transition  $3d \rightarrow 2p$ , on constate un nombre de rayons-X de l'ordre de 24 par heure dans cette raie.

Rappelons que le spectre enregistré est composé de 4 raies, formées par les transitions du niveau  $3d$  vers les 4 niveaux hyperfins  $2^3P_2$ ,  $2^3P_1$ ,  $2^1P_1$  et  $2^3P_0$ . Comme ces raies se recouvrent, il n'a pas été possible avec la statistique que nous disposons, d'ajuster le spectre mesuré avec 4 raies distinctes. Cependant, nous avons vu que le niveau  $2^3P_0$  est suffisamment décalé des niveaux ( $2^3P_2$ ,  $2^3P_1$ ,  $2^1P_1$ ) pour former deux groupes distincts (cf. § 1.2.2). L'asymétrie du spectre à plus haute énergie est donc attribuée à la transition hyperfine, le triplet  $2^3P_0$ .

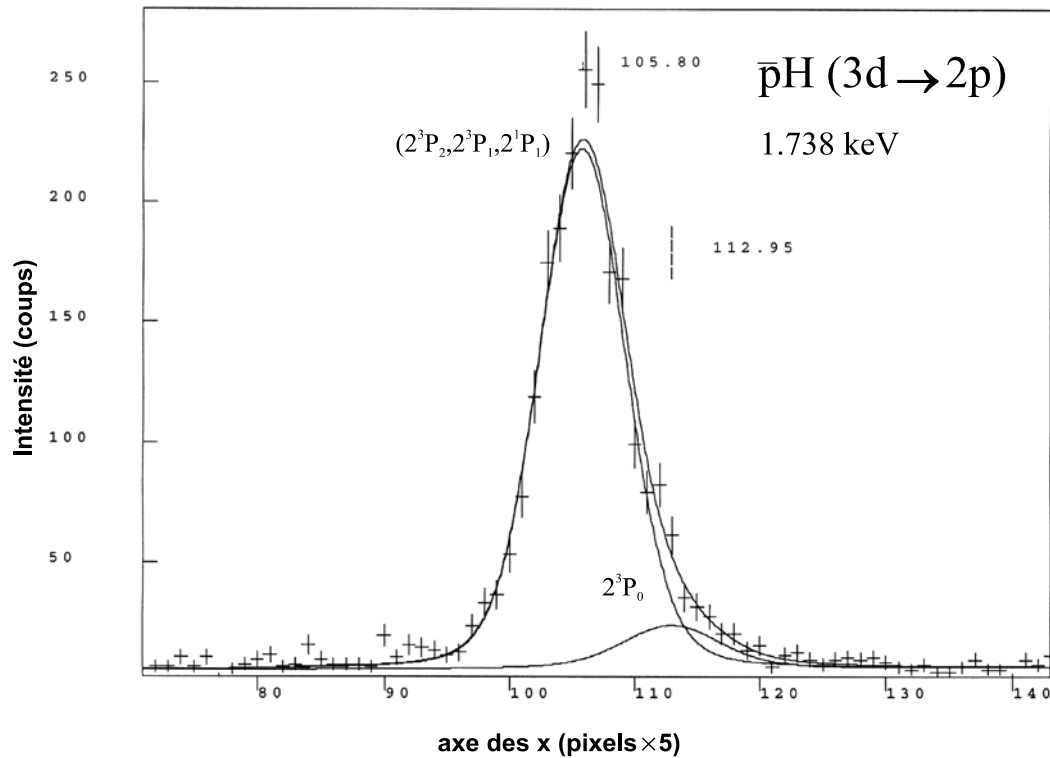


Figure 5-4: Spectre en position de la transition  $3d \rightarrow 2p$  de l'hydrogène antiprotonique.

Nous pouvons alors déterminer le décalage et l'élargissement du niveau  $2^3P_0$  ainsi que le décalage et l'élargissement moyens du groupe  $(2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1)$ . Le spectre doit donc être fitté avec deux pics.

Il faut tout d'abord choisir quel type de fonction analytique nous utiliserons pour effectuer le fit. Comme l'acceptance angulaire du cristal peut être décrite par une gaussienne, alors que la probabilité de transition entre niveaux atomiques est de forme lorentzienne, la fonction la plus adaptée est la Voigt, qui correspond à la convolution d'une lorentzienne avec une gaussienne.

Le fit est effectué par la méthode des moindres carrés en fixant la résolution instrumentale et le rapport d'intensité entre les deux pics. Ce rapport  $r_i$  est calculé d'après les poids statistiques, car les niveaux hyperfins sont peuplés statistiquement (le niveau  $3d$  ne subit pas l'interaction forte):

$$r_i = \frac{2F_i + 1}{\sum_i (2F_i + 1)} \quad (5.3)$$

où  $F_i$  est le moment cinétique total du niveau hyperfin  $i$ . Ceci conduit à la valeur  $r_i = 1 / 12$  pour le niveau  $2^3P_0$ .

Les résultats du fit pour les 2 détecteurs utilisés sont reportés dans le Tableau 5-5:

Transition→ ↓ Détecteur	$(2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1)$		$2^3P_0$		$2^3P_0 - (2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1)$ [pixels]
	Position [pixels]	Largeur [pixels]	Position [pixels]	Largeur [pixels]	
CCD1-4 (stat.)	529.0800 ± 0.5825	6.4470 ± 1.3220	567.6715 ± 5.4980	10.3656 ± 3.7514	38.5915 ± 6.0805
CCD5-8 (stat.)	345.9890 ± 0.4880	4.7575 ± 1.1880	382.2220 ± 5.5675	15.7952 ± 6.4168	36.2330 ± 6.0555

Tableau 5-5: Résultats du fit de la transition  $3d \rightarrow 2p$  de l'hydrogène antiprotonique pour les 2 CCD. L'ajustement du spectre est effectué avec deux pics associés aux groupes de raies  $(2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1)$  et  $2^3P_0$ . Dans le tableau sont présentées les positions et les largeurs naturelles des raies ainsi que la différence entre les positions des deux pics. L'erreur sur les valeurs est statistique.

Les valeurs de l'énergie de chacun des pics sont calculées d'après l'équation (3.10) au Chapitre 3, seulement dans ce cas, la correction due à l'alignement du détecteur n'intervient pas. La correction due à la rotation du cristal est calculée par l'équation (3.23). Elle vaut  $+0.13817 \pm 0.01069$  pixels, ce qui affecte l'énergie de la raie de  $1.4 \pm 0.1$  meV. On voit qu'elle est négligeable. Les énergies mesurées des raies sont montrées dans le Tableau 5-6. Elles tiennent compte de la correction de l'angle de Bragg due à l'indice de réfraction du cristal. Les valeurs de cette correction sont celles données dans le Tableau 5-2. Les largeurs des raies sont converties en meV à l'aide de la relation de dispersion  $dE/dX$  du même Tableau 5-2.

Transition→ ↓ Détecteur	$(2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1)$		$2^3P_0$		$2^3P_0 - (2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1)$ [meV]
	Energie [eV]	Largeur [meV]	Energie [eV]	Largeur [meV]	
CCD1-4 (stat.) (syst.)	1736.753 ± 0.004 ± 0.021	65 ± 13	1737.144 ± 0.006 ± 0.021	105 ± 38	391 ± 62
CCD5-8 (stat.) (syst.)	1736.752 ± 0.003 ± 0.021	48 ± 12	1737.119 ± 0.006 ± 0.021	160 ± 65	367 ± 61

Tableau 5-6: Énergies et largeurs mesurées des deux groupes de transitions  $(2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1)$  et  $2^3P_0$  de l'hydrogène antiprotonique pour les deux détecteurs utilisés. On montre aussi la différence en énergie des deux pics.

## 5.5. Détermination des paramètres de l'interaction forte pour l'hydrogène antiprotonique

Pour déterminer le décalage hadronique d'un niveau, il faut soustraire l'énergie électromagnétique calculée par la QED, de l'énergie de la transition réellement mesurée. Selon cette convention (convention de Warsaw), une valeur *négative* indique que l'énergie de l'état final a *augmenté*, i.e., l'énergie de liaison du niveau a *diminué*. En d'autres termes, l'effet de l'interaction forte sur l'état final est *répulsif*. De la même façon, une valeur *positive* indique que l'effet de l'interaction forte est *attractif*.

Le calcul théorique des énergies électromagnétiques des niveaux hyperfins tiennent compte des différentes corrections telles que la polarisation du vide, la taille finie du proton et de l'antiproton, la self-énergie, le recul relativiste, le facteur g-2 ... Dans le Tableau 5-7 nous montrons les valeurs obtenues par un calcul de Boucard et Indelicato [53].

E <sub>QED</sub> de l'hydrogène antiprotonique / [eV]			
$2^3P_2$	$2^3P_1$	$2^1P_1$	$2^3P_0$
1736.785	1736.848	1736.700	1736.992

Tableau 5-7: Énergies électromagnétiques des niveaux hyperfins de l'hydrogène antiprotonique calculées selon [53].

L'énergie moyenne du groupe ( $2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1$ ) est définie comme le centre de gravité de ces trois niveaux:

$$\bar{E} = \frac{\sum_i (2F_i + 1)E_i}{\sum_i (2F_i + 1)} \quad (5.4)$$

On obtient

$$\bar{E}_{(2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1)} = 1736.779 \text{ eV} \quad (5.5)$$

Comme l'interaction forte agit à très courte portée, elle ne modifie pas le niveau  $3d$ . Ainsi, la soustraction des valeurs calculées des valeurs mesurées donne directement le décalage hadronique  $\varepsilon_{had}$  du niveau  $2p$ . Le résultat de cette opération est présenté dans le Tableau 5-8. Notons que les valeurs des énergies électromagnétiques données dans le Tableau 5-7 ne sont pas définitives. Une amélioration des calculs théoriques peut entraîner des résultats différents pour le décalage hadronique.



Transition	$\varepsilon_{had} / [\text{meV}]$	
	$(2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1)$	$2^3P_0$
CCD1-4	$-26 \pm 21$	$+152 \pm 22$
CCD5-8	$-27 \pm 21$	$+127 \pm 22$

Tableau 5-8: Détermination du décalage hadronique  $\varepsilon_{had}$  des deux groupes de transitions hyperfines ( $2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1$ ) et  $2^3P_0$  du protonium, par soustraction des énergies électromagnétiques (Tableau 5-7 et équation (5.5)) des valeurs mesurées (Tableau 5-6). Les erreurs statistique et systématique sont additionnées quadratiquement pour donner l'erreur finale.

L'élargissement hadronique  $\Gamma_{had}$  (Tableau 5-9) se déduit directement des largeurs naturelles des transitions ( $2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1$ ) et  $2^3P_0$ , car la largeur naturelle de la transition électromagnétique  $3d \rightarrow 2p$  du protonium est pratiquement nulle. D'autre part, l'élargissement Doppler est strictement négligeable dans notre cas.

Transition	$\Gamma_{had} / [\text{meV}]$	
	$(2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1)$	$2^3P_0$
CCD1-4	$65 \pm 13$	$105 \pm 38$
CCD5-8	$48 \pm 12$	$160 \pm 65$

Tableau 5-9: Détermination de l'élargissement hadronique  $\Gamma_{had}$  des deux groupes de transitions hyperfines ( $2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1$ ) et  $2^3P_0$  du protonium.

Nous pouvons maintenant moyenner les résultats des deux mesures effectuées avec les CCD1-4 et CCD5-8, pour obtenir les valeurs finales du décalage et de l'élargissement hadroniques des deux groupes de transitions hyperfines ( $2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1$ ) et  $2^3P_0$  du protonium:

$$\begin{aligned}
 \square \quad (2^3P_2, 2^3P_1, 2^1P_1) & : \quad \varepsilon_{had} = -26.5 \pm 14.8 \text{ meV (répulsif)} \\
 & \quad \Gamma_{had} = 55.8 \pm 8.8 \text{ meV} \\
 \square \quad 2^3P_0 & : \quad \varepsilon_{had} = +139.5 \pm 15.6 \text{ meV (attractif)} \\
 & \quad \Gamma_{had} = 119.0 \pm 32.8 \text{ meV}
 \end{aligned}$$

Compte tenu de l'erreur, on remarque que l'élargissement hadronique du triplet  $2^3P_0$  est en bon accord avec les calculs théoriques de Kaufmann [21], Moussallam [24], Green et Wycech [25] et Dover et Richard [27] (voir Tableau 1-1 au Chapitre 1). Le décalage hadronique de ce niveau se rapproche de la valeur donnée par Green et Wycech mais reste bien au delà des valeurs données par le reste des modèles disponibles.

Le décalage hadronique moyen (Tableau 1-1) du groupe ( $2^3P_2$ ,  $2^3P_1$ ,  $2^1P_1$ ) est en bon accord avec le modèle de Schweiger et al. [26], cependant l'élargissement hadronique moyen de ce groupe de transitions ne peut pas être comparé directement avec les valeurs calculées.

Rappelons que les résultats sur le décalage hadronique que nous présentons ici, dépendent des énergies électromagnétiques calculées. Ils sont donc susceptibles de changer avec les nouveaux calculs.

Ce qu'il faut retenir ici est en fait les valeurs des énergies mesurées des transitions antiprotoniques, et qui sont données dans le Tableau 5-6. Ces valeurs dépendent à leur tour de l'énergie de calibration, la transition  $K\alpha_1$  du Si, et une mesure plus précise de l'énergie de cette transition entraînerait, un changement des résultats présentés dans ce chapitre.



# Conclusion

---

---

Au cours de cette thèse, nous avons été concernés par deux sujets différents, à savoir, la mesure de la masse du pion et l'étude de l'interaction forte dans l'hydrogène antiprotonique.

Le travail s'est déroulé dans le cadre de la physique des atomes exotiques. Ce domaine se situant à la frontière de la physique atomique, nucléaire et des particules, nous a permis d'atteindre nos deux objectifs par la spectroscopie de précision d'atomes exotiques appropriés.

L'utilisation d'une trappe cyclotron était incontournable. Avec sa capacité remarquable de fabriquer en grande quantité les atomes exotiques, elle nous a fourni une source intense de rayons-X.

L'énergie des rayons-X caractéristiques des atomes exotiques a été étudiée à l'aide d'un spectromètre de Bragg à cristaux courbes. La dispersion en énergie des cristaux de Bragg nous a permis d'atteindre une résolution inférieure à 1 eV.

Les détecteurs CCD se sont avérés indispensables à la réussite de nos expériences puisqu'ils nous ont permis d'opérer dans des conditions où le signal est extrêmement faible. Nous avons développé des méthodes d'analyse informatiques permettant la distinction entre un rayon-X et une particule chargée. Ainsi, nous avons pu rejeter avec une grande efficacité le bruit de fond énorme, formé essentiellement de particules chargées.

Pour la première fois, des rayons-X antiprotoniques ont été observés avec un spectromètre à cristaux de Bragg. Grâce à la bonne résolution des cristaux et à leur haute réflectivité, cet appareil nous a permis de réaliser la première mesure directe du décalage et de l'élargissement hadroniques du niveau  $2p$  de l'hydrogène antiprotonique. Les résultats que nous avons obtenus vont certainement motiver le travail théorique et les analyses phénoménologiques portant sur l'élaboration du potentiel d'interaction entre nucléons et antinucléons.

Cependant, une résolution complète de la structure hyperfine du niveau  $2p$  aurait été souhaitable, mais la période de mesure était relativement courte, ce qui ne nous a pas permis d'accumuler suffisamment d'intensité dans la raie. Malheureusement, nous ne pouvons pas espérer améliorer nos résultats sur l'hydrogène antiprotonique à cause de la fermeture du LEAR à la fin de l'année 96.

L'utilisation d'un milieu gazeux pour arrêter les pions a permis de s'affranchir du problème de l'écrantage électronique. Nous avons pu alors résoudre l'ambiguïté de la détermination de la masse du pion; une ambiguïté provenant de l'hypothèse sur le nombre d'électrons K recapturés de la cible. La masse du pion que nous avons obtenue est:

$$m_{\pi^-} = 139.57070 \pm 0.00056 \text{ MeV}/c^2$$

avec une incertitude de 4 ppm, qui vient du fait que nous avons utilisé la transition électronique  $K\alpha$  du Cu comme raie de calibration.

Pour atteindre une précision de l'ordre du ppm, il faudra utiliser une raie de calibration de largeur naturelle extrêmement faible. La transition  $5g \rightarrow 4f$  dans l'oxygène muonique  $\mu^{-16}O(5g \rightarrow 4f)$  est un bon choix. En effet, cette transition présente une largeur naturelle très faible (quelques meV) et une énergie très proche de celle de l'azote pionique ( $\Delta\theta_B = 35' 47.5''$ ). Comme la réflexion s'effectue au même ordre de diffraction pour les deux transitions, pionique et muonique, on peut éviter la correction due à l'indice de réfraction qui reste mal connue.

Au niveau pratique, le problème vient du fait que le taux de production d'atomes muoniques est très faible. Ceci nous empêche d'atteindre une bonne intensité dans la raie muonique. C'est la raison qui nous a obligé d'utiliser le cuivre pour calibrer la transition pionique.

L'utilisation d'une nouvelle trappe cyclotron capable de fabriquer en grande quantité des atomes muoniques est maintenant possible. Une expérience utilisant la nouvelle trappe cyclotron est prévue courant l'été de l'année 1998. Avec les nouvelles techniques, une précision inférieure à 1 ppm dans la détermination de la masse du pion serait atteinte.

Enfin, ce travail montre l'utilité des atomes exotiques pour étudier des problèmes en physique atomique, nucléaire et des particules.

## Références

---

- [1] J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* **71** (1947) 320.
- [2] E. Fermi and E. Teller, *Phys. Rev.* **72** (1947) 399.
- [3] M. Camac, A.D. McGuire, J.B. Platt and H.J. Schulte, *Phys. Rev.* **88** (1952) 134.
- [4] V.L. Fitch and J. Rainwater, *Phys. Rev.* **92** (1953) 789.
- [5] G.R. Burlison, D. Cohen, R.C. Lamb, D.N. Michael, R.J.A. Schluter and T.O. Jr. White, *Phys. Rev. Lett.* **15** (1965) 65.
- [6] G. Backenstoss, T. Bunaciu, S. Charalambus, J. Egger, H. Koch, A. Bamberger, U. Lynen, H.G. Ritter and H. Schmitt, *Phys. Lett. B* **33** (1970) 230.
- [7] A. Bamberger, U. Lynen, H. Piekartz, J. Piekartz, B. Povh, H.G. Ritter, G. Backenstoss, T. Bunaciu, J. Egger, W.D. Hamilton and H. Koch, *Phys. Lett. B* **33** (1970) 233.
- [8] C.J. Batty, *Rep. Prog. Phys.* **52** (1989) 1165.
- [9] G. Backenstoss, *Contemporary Physics* **30** (1989) 433.
- [10] D. Gotta, *Nucl. Phys. A* **558** (1993) 645c.
- [11] M. Daum, G.H. Eaton, R. Frosch, H. Hirschmann, J. McCulloch, R.C. Minehart and E. Steiner, *Phys. Rev. D* **20** (1979) 2692.
- [12] M. Daum, R. Frosch, D. Herter, M. Janousch and P.-R. Kettle, *Z. Phys. C* **56** (1992) 114.
- [13] B. Jeckelmann, W. Beer, G. de Chambrier, O. Elsenhans, K.L. Giovanetti, P.F.A. Goudsmit, H.J. Leisi, T. Nakada, O. Piller, A. Rüetschi and W. Schwitz, *Nucl. Phys. A* **457** (1986) 709.
- [14] B. Jeckelmann, T. Nakada, W. Beer, G. de Chambrier, O. Elsenhans, K.L. Giovanetti, P.F.A. Goudsmit, H.J. Leisi, A. Rüetschi, O. Piller and W. Schwitz, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1986) 1444.
- [15] B. Jeckelmann, P.F.A. Goudsmit and H.J. Leisi, *Phys. Lett. B* **335** (1994) 326.

- [16] K. Assamagan, Ch. Brönnimann, M. Daum, H. Forrer, R. Frosch, P. Gheno, R. Horisberger, M. Janousch, P.-R. Kettle, Th. Spirig and C. Wigger, *Phys. Lett. B* **335** (1994) 231.
- [17] J.R. Taylor, *Scattering Theory*, John Wiley and Sons Inc. (1972).
- [18] F. Scheck, *Leptons, Hadrons and Nuclei*, North-Holland (1983).
- [19] S. Deser, M.L. Goldberger, K. Baumann and W. Thirring, *Phys. Rev.* **96** (1954) 774.
- [20] C.B. Dover and J.M. Richard, *Phys. Rev. C* **21** (1980) 1466.
- [21] W.B. Kaufmann, *Phys. Rev. C* **19** (1979) 440.
- [22] W.B. Kaufmann and H. Pilkuhn, *Phys. Rev. C* **17** (1978) 215.
- [23] O.D. Dalkarov, K.V. Protasov and I.S. Shapiro, preprint 37, Moscow, FIAN (1988).
- [24] B. Moussallam, *Z. Phys. A* **325** (1986) 1.
- [25] A.M. Green and S. Wycech, *Nucl. Phys. A* **377** (1982) 441.
- [26] W. Schweiger, J. Haidenbauer and W. Plessas, *Phys. Rev. C* **32** (1985) 1261.
- [27] J. Carbonell, G. Ihle and J.M. Richard, *Z. Phys. A* **334** (1989) 329.
- [28] C.A. Baker, C.J. Batty, S.A. Clark, J. Moir, S. Sakamoto, J.D. Davies, J. Lowe, J.M. Nelson, G.J. Pyle, A. Selvarajah, G.T.A. Squier, R.E. Welsh, R.G. Winter, E.W.A. Lingeman, C.W.E. van Eijk, R.W. Hollander, D. Langerveld, W.J.C. Okx and A. Zoutendijk, *Nucl. Phys. A* **483** (1988) 631.
- [29] C.W.E. van Eijk, R.W. Hollander, D. Langerveld, W.J.C. Okx, A. Zoutendijk, R. Feirreira-Marques, C.A. Baker, C.J. Batty, S.A. Clark, J. Moir, S. Sakamoto, J.D. Davies, J. Lowe, J.M. Nelson, G.J. Pyle, G.T.A. Squier, R.E. Welsh, R.G. Winter and E.W.A. Lingeman, *Nucl. Phys. A* **486** (1988) 604.
- [30] M. Ziegler, S. Ahmad, C. Amsler, R. Armenteros, E.G. Auld, D. Axen, D. Bailey, S. Barlag, G. Beer, J.C. Bizot, M. Botlo, M. Comyn, W. Dahme, B. Delcourt, M. Doser, K.D. Duch, K. Erdmann, F. Feld-Dahme, U. Gastaldi, M. Heel, B. Howard, R. Howard, J. Jeanjean, H. Kalinowsky, F. Kayser, E. Klempt, C. Laa, R. Landua, G. Marshall, H. Nguyen, N. Prevot, J. Riedlberger, R. Rieger, L. Robertson, C. Sabev, U. Schaefer, O. Schreiber, U. Straumann, P. Truöl, H. Vonach, P. Weidenauer, B.L. White and W.R. Wodrich, *Phys. Lett. B* **206** (1988) 151.

- [31] R. Bacher, P. Blüm, D. Gotta, K. Heitlinger, D. Rohmann, M. Schneider, J. Egger, L.M. Simons and K. Elsener, *Z. Phys. A* **334** (1989) 93.
- [32] E. Borie, Proc. of the 2<sup>nd</sup> Workshop on Physics at LEAR, Erice, Italy, 9-16 May 1982, Physics at LEAR with Low Energy Cooled Antiprotons, Hg. U. Castaldi and R. Klapisch, Plenum Publishing Corporation, New York (1984) S. 561.
- [33] D. Anagnostopoulos, G.L. Borchert, D. Gotta, O.W.B. Schult, L.M. Simons, K. Elsener, K. Rashid, J.J. Reidy, R. Deslattes, T. Mooney, P. Cowan, P. Indelicato, E.D. Bovet, D. Chatellard, J.-P. Egger, E. Jeannet, *Precision Measurement of the Energies and Line Shapes of Antiprotonic Lyman and Balmer Transitions from Hydrogen and Helium Isotopes*, Proposal CERN/PSCC/90-9/P124 (1990) (LEAR-Experiment PS207).
- [34] J.M. Richard and M.E. Sainio, *Phys. Lett. B* **110** (1982) 349.
- [35] T.B. Day, G.A. Snow and J. Sucher, *Phys. Rev. Lett.* **3** (1959) 61.
- [36] L.M. Simons, *Phys. Scr.* **T22** (1988) 90.
- [37] R.W. James, *The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays*, London, G. Bell and Sons (1967).
- [38] H.H. Johann, *Z. Phys.* **69** (1931) 185.
- [39] T. Johansson, *Z. Phys.* **82** (1933) 507.
- [40] G. Zschornack, G. Müller and G. Musiol, *Nucl. Inst. and Meth.* **200** (1982) 481.
- [41] G. Brogren, *Arkiv för Fysik* Band 9 nr 17 (1954) 287.
- [42] H.F. Beyer and D. Liesen, *Nucl. Inst. and Meth. A* **272** (1988) 895. (Adopté et amélioré par D. Anagnostopoulos et G.L. Borchert)
- [43] D. Varidel, J.-P. Bourquin, D. Bovet, G. Fiorucci and D. Schenker, *Nucl. Inst. and Meth. A* **292** (1990) 147.
- [44] C.J.S. Damerell, F.J.M. Farley, A.R. Gillman and F.J. Wickens, *Nucl. Instr. and Meth.* **185** (1981) 33.
- [45] R. Bailey, C.J.S. Damerell, R.L. English, A.R. Gillman, A.L. Lintern, S.J. Watts and F.J. Wickens, *Nucl. Instr. and Meth.* **213** (1983) 201.



- [46] D. Sigg, *Nucl. Inst. and Meth. A* **345** (1994) 107.
- [47] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling and B.P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran* (Cambridge, Second Edition 1992) chap. 6.4, 14.2.
- [48] D. Varidel, J.-P. Bourquin, D. Bovet, G. Fiorucci and D. Schenker, *Nucl. Instr. and Meth. A* **292** (1990) 147.
- [49] B.L. Henke, E.M. Guilikson and J.C. Davis, *At. Data and Nucl. Data Tab.* **54** (1993) 181.
- [50] A.H. Compton and S.K. Allison, *X-Rays in Theory and Experiment*, New-York, D. Van Nostrand (1935).
- [51] <http://www.psi.ch>
- [52] V.R. Akylas and P. Vogel, *Comp. Phys. Comm.* **15** (1978) 291.
- [53] S. Boucard, P. Indelicato, communication privée.
- [54] M. Deutsch, G. Hölzer, J. Härtwig, J. Wolf, M. Fritsch and E. Förster, *Phys. Rev. A* **51** (1995) 283.
- [55] G. Basile, A. Bergamin, G. Cavagnero, G. Mana, E. Vittone and G. Zosi, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 3133.
- [56] S. Lenz, G. Borchert, H. Gorke, D. Gotta, T. Siems, D.F. Anagnostopoulos, M. Augsburg, D. Chattelard, J.-P. Egger, D. Belmiloud, P. El-Khoury, P. Indelicato, M. Daum, P. Hauser, K. Kirch and L.M. Simons, *Phys. Lett. B* **416** (1998) 50.
- [57] E.R. Cohen and B.N. Taylor, *Reviews of Modern Physics* **59** (1987) 1121.
- [58] C. Kittel, *Introduction à la Physique de l'état Solide*, Dunod (1965).
- [59] D. Anagnostopoulos, G.L. Borchert, *Monte-Carlo X-Ray Tracing Programm*, communication privée.
- [60] C.T. Chantler, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **24** (1995) 71.
- [61] F. DiFilippo, V. Natarajan, K.R. Boyce and D.E. Pritchard., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 1481.

- [62] M. Daum, R. Frosch, D. Herter, M. Janousch and P.-R. Kettle, *Phys. Lett. B* **265** (1991) 425.
- [63] D.C. Lu, D. Delker, G. Dugan, C.S. Wu, A.J. Caffrey, Y.T. Cheng and Y.K. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 1066.
- [64] A.L. Carter, M.S. Dixit, M.K. Sundaresan, J.S. Wadden, F.J. Watson, C.K. Hargrove, E.P. Hincks, R.J. McKee, H. Mes, H.L. Anderson and A. Zehnder, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1380.
- [65] V.T. Maruschenko et al., *JETP Lett.* **23** (1976) 72.
- [66] *Particle Data Group*, *Phys. Rev. D* **45**, Nr. 11, Part II (1992).
- [67] D. Anagnostopoulos, N. Alexandropoulos, M. Augsburger, G. Borchert, D. Chatellard, P. El-Khoury, J.-P. Egger, M. Elble, H. Gorke, D. Gotta, P. Hauser, P. Indelicato, K. Kirch, S. Lenz, K. Rashid, O.W.B. Schult, Th. Siems and L.M. Simons, Proc. of The Third International Conference on Nucleon-Antinucleon Physics (NAN'95), 11-16 September 1995, ITEP, Moscow, Russia, *Phys. of Atomic Nuclei (Yadernaya Fizika)* vol.59, no.9 (1996) 1503.
- [68] S. Barmo, H. Pilkuhn and G. Schlaile, *Z. Phys. A* **301** (1992) 850.
- [69] E. Borie and B. Jödicke, *Comp. Phys.* vol.2, no.6 (1988) 61.
- [70] R. Deslattes and T. Mooney, 1990, communication privée.
- [71] E. Förster, FSU Jena, communication privée.
- [72] S. Brennan and P.L. Cowan, *Rev. Sci. Instr.* **63** (1992) 850.
- [73] D. Anagnostopoulos, M. Augsburger, G. Borchert, C. Castelli, D. Chatellard, P. El-Khoury, J.-P. Egger, M. Elble, H. Gorke, D. Gotta, P. Hauser, P. Indelicato, K. Kirch, S. Lenz, N. Nelms, K. Rashid, O.W.B. Schult, Th. Siems, L.M. Simons, Proc. of The Fourth Biennial Conference on Low Energy Antiproton Physics (LEAP 96), 27-31 August 1996, Dinkelsbühl, Germany, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **56A** (1997) 84.



## Résumé

L'étude des atomes exotiques, où un électron de l'atome est remplacé par une autre particule de charge négative ( $\pi^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\bar{p}$ ,  $K^-$ ,  $\Sigma^-$ , ...) peut fournir des informations sur la particule ou sur le noyau, ou encore sur l'interaction entre la particule et le noyau.

Au cours de ce travail, nous nous sommes intéressés, d'une part, aux atomes pioniques ( $\pi^{-14}N$ ) dans le but de déterminer la masse du pion négatif avec une très bonne précision (4 ppm), et d'autre part, aux atomes antiprotoniques ( $p\bar{p}$ ) pour étudier l'interaction forte entre un nucléon et un antinucléon. A cet égard, un spectromètre de Bragg de haute résolution et une trappe cyclotron ont été utilisés. Avec sa capacité de fabriquer en grande quantité les atomes exotiques, la trappe cyclotron a fourni une source intense de rayons-X. Les cristaux courbes du spectromètre focalisant les rayons-X ont assuré un gain considérable en intensité. Grâce à leur résolution spatiale, les CCD utilisés comme détecteurs ont permis une détermination précise de l'angle de Bragg correspondant à la transition à mesurer.

L'utilisation d'un milieu gazeux pour arrêter les pions a résolu l'ambiguïté provenant de l'hypothèse sur le nombre d'électrons K recapturés de la cible. D'un autre côté, nous avons réalisé la première mesure directe du décalage et de l'élargissement hadroniques du niveau  $2p$  dans l'hydrogène antiprotonique.

**Mots clés :** Atomes exotiques, Spectroscopie X, CCD, Masse du pion, Interaction nucléon-antinucleon.

## Abstract

The study of exotic atoms, in which an orbiting electron of a normal atom is replaced by a negatively charged particle ( $\pi^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\bar{p}$ ,  $K^-$ ,  $\Sigma^-$ , ...) may provide information on the orbiting particle and the atomic nucleus, as well as on their interaction.

In this work, we were interested in pionic atoms ( $\pi^{-14}N$ ) on the one hand in order to determine the pion mass with high accuracy (4 ppm), and on the other hand in antiprotonic atoms ( $p\bar{p}$ ) in order to study the strong nucleon-antinucleon interaction at threshold. In this respect, a high-resolution crystal spectrometer was coupled to a cyclotron trap which provides a high stop density for particles in gas targets at low pressure. Using curved crystals, an extended X-ray source could be imaged onto the detector. Charge-Coupled Devices were used as position sensitive detectors in order to measure the Bragg angle of the transition to a high precision.

The use of gas targets resolved the ambiguity owing to the number of K electrons for the value of the pion mass, and, for the first time, strong interaction shift and broadening of the  $2p$  level in antiprotonic hydrogen were measured directly.

**Key words :** Exotic atoms, X-ray spectroscopy, CCD, Pion mass, Nucleon-antinucleon interaction.