

Université de Montréal

Étude du vieillissement d'un prototype de la chambre à dérive BABAR
sous l'effet de la radiation

par

Anna Woch

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

Août, 1998

© Anna Woch, 1998



QC

3

U54

1999

V.009

Université de Montréal

Étude de vieillissement d'un prototype de la chambre à gaz
sous l'effet de la radiation

1997

Anna Wösch

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à l'École des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maîtrise en sciences (M.Sc.)
en physique

1997 1997

3 Avril 1997 1997



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étude du vieillissement d'un prototype de la chambre à dérive BABAR
sous l'effet de la radiation

présenté par:

Anna Woch

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Prof. L. Lessard,	président-rapporteur
Prof. P. Taras et V. Zacek,	directeur de recherche
Prof. H. Jeremie,	membre du jury

Mémoire accepté le:

Sommaire

L'expérience BABAR à Stanford utilisera le nouveau collisionneur PEP-II, ainsi que le détecteur BABAR, pour étudier le phénomène de la violation de CP dans le système $B^0 - \bar{B}^0$. Le détecteur contient une chambre à dérive qui doit être testée pour les dommages possibles qu'elle va subir sous l'effet de la radiation du faisceau. On appelle ce genre d'études "tests de vieillissement". Nous avons construit un prototype qui reproduit une petite partie de la chambre, ainsi que les conditions dans lesquelles elle va fonctionner. Ce prototype fut irradié avec un tube à rayons X de manière à accumuler sur ses anodes une charge équivalente à 4 ans de fonctionnement de la chambre à dérive BABAR durant environ une semaine (0.1 C/cm par fil).

Les dommages les plus fréquents que connaissent les chambres à dérive au cours de leur utilisation sont: une perte de gain qui devient souvent non uniforme et les courants noirs, qui sont d'habitude des décharges auto-induites par l'effet Malter. Pendant l'irradiation, nous avons pris des spectres d'une source de ^{55}Fe pour suivre l'évolution des dommages et nous avons mesuré le courant sur les anodes du prototype afin de détecter les éventuels courants noirs.

Nous avons testé deux mélanges de gaz. Le premier mélange se composait de 80% de He et de 20% de $i\text{C}_4\text{H}_{10}$. C'était le mélange jugé optimal pour les exigences de l'expérience BABAR, mais on connaissait mal ses propriétés de vieillissement. Le deuxième mélange se composait de 76% de He, de 19% de $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ et de 5% de CF_4 . L'ajout du CF_4 était motivé par certaines études qui montrent que, parfois, ce gaz peut réduire l'ampleur du vieillissement.

Les tests que nous avons effectués démontrent que ce n'est pas le cas. Le premier mélange subit une perte de gain de $9 \pm 4\%$ après une accumulation de charge de

0.06 C/cm par fil. L'uniformité du gain le long du fil se dégrade aussi, quoiqu'il reste dans une fourchette de 20%. Après une accumulation de charge de 0.1 C/cm, le gain ne peut plus être considéré uniforme, car on peut clairement observer deux pics distincts sur le spectre pris avec ^{55}Fe . Cette performance demeure meilleure que celle du mélange qui contient du CF_4 , où on observe une dégradation du gain qui rendrait la chambre à dérive inutilisable après seulement 0.0004 C/cm. Dans les deux cas, des décharges auto-induites sont observées.

Nous avons cru utile de placer ce mémoire dans le contexte global de la physique des particules. Pour ce faire, nous y avons inclus une section qui décrit le phénomène de la violation de CP et, brièvement, l'expérience BABAR. Pour ne pas alourdir le corps de l'ouvrage, nous avons placé ce supplément après la conclusion.

Mots clés:

détecteur, gaz, irradiation, chambre à dérive, vieillissement

TABLE DES MATIÈRES

Sommaire	III
Table des matières	V
Liste des figures	IIIX
Remerciements	IX
Introduction	XI
<u>1 La chambre à dérivation</u>	
1.1 Le fonctionnement d'une chambre à dérivation	1
1.1.1 Considérations générales	1
1.1.2 Interaction d'une particule chargée avec le gaz d'une cellule	5
1.1.3 Interaction des rayons X avec le gaz d'une cellule	9
1.1.4 Les ionisations provoquées par la particule incidente	12
1.1.5 Les ionisations provoquées par le champ électrique	14
1.1.6 La forme du signal produit par un événement	19
1.1.7 Le spectre obtenu avec une source monochromatique de rayons X	21
1.2 La conception de la chambre à dérivation BABAR	24
1.2.1 Concept général	24
1.2.2 Montage à la sortie du signal	27
1.2.3 Le gaz	28

1.3 Le phénomène du vieillissement	29
1.3.1 Source des dommages	30
1.3.2 Les effets observés	32
1.3.3 Les éléments à proscrire	34
1.3.4 La prévention et la réparation	36
1.3.5 Les tests de vieillissement	38

2 Description de l'expérience

2.1 Présentation des tests	40
2.2 Montage utilisé pour <i>Flora</i>	42
2.2.1 La conception de <i>Flora</i>	42
2.2.2 Les sources de rayons X	45
2.2.3 Le système de gaz	48
2.2.4 Acheminement de la tension et lecture du signal	52
2.3 Méthodologie	54
2.3.1 Déroulement de l'expérience	53
2.3.2 Calcul de la charge accumulée	56

3 Résultats

3.1 Comportement du prototype	66
3.1.1 Le courant sur l'anode	66
3.1.2 L'apparence du spectre de ^{55}Fe	67
3.1.3 La variation du spectre selon le gaz	68

3.1.4 La variation du gain selon les conditions atmosphériques	71
3.2 Résultats des tests He-1 (<i>gaz: 80% de He et 20% de iC_4H_{10}</i>)	74
3.2.1 Profil des tests	74
3.2.2 Charge accumulée en fonction de l'irradiation	74
3.2.3 La variation du spectre	76
3.2.4 Le courant noir	82
3.2.5 La nature des dépôts	83
3.3 Résultats des tests He-2 (<i>gaz: 80% de He et 20% de iC_4H_{10}</i>)	84
3.3.1 Profil des tests	84
3.3.2 Charge accumulée en fonction de l'irradiation	85
3.3.3 La variation du spectre	85
3.3.4 Le courant noir	88
3.4 Résultats des tests CF-1 (<i>gaz: 76% de He, 19% de iC_4H_{10} et 5% de CF_4</i>)	91
3.5 Résultats des tests CF-2 (<i>gaz: 76% de He, 19% de iC_4H_{10} et 5% de CF_4</i>)	93
<u>Conclusion</u>	95
Supplément: la violation CP et l'expérience BABAR	97
Références	130

Liste de figures

fig. 1.1: La disposition des fils dans la chambre à dérive BABAR	2
fig. 1.2: Les équipotentiels d'une cellule hexagonale	3
fig. 1.3: dE/dx de quelques particules en fonction de leur énergie cinétique	7
fig. 1.4: Les cellules de la chambre à dérive BABAR	26
fig. 1.5: Section du montage d'une plaquette électronique	28
fig. 2.1: La géométrie des fils du prototype <i>Flora</i> et la source de ^{55}Fe	43
fig. 2.2: Le prototype <i>Flora</i>	44
fig. 2.3: La source de ^{55}Fe	46
fig. 2.4: Le tube à rayons X installé sur <i>Flora</i>	47
fig. 2.5: Le système de gaz B de <i>Flora</i>	49
fig. 2.6: Acheminement de la tension et la lecture du signal de <i>Flora</i>	51
fig. 3.1: Les spectres typiques de ^{55}Fe pris avec (en bas) et sans (en haut) CF_4	69
fig. 3.2: La variation de la position du pic selon la pression extérieure	73
fig. 3.3: La charge accumulée sur une anode versus l'énergie absorbée par la cellule	76
fig. 3.4: La position du pic corrigée pour la pression vs la charge accumulée	78
fig. 3.5: Évolution du spectre selon la charge accumulée	80
fig. 3.6: L'effet d'une baisse temporaire de tension sur un spectre dégradé	81
fig. 3.7: Le courant noir sur les anodes en fonction de la charge accumulée	82
fig. 3.8: La charge accumulée sur une anode versus l'énergie absorbée par la cellule	86
fig. 3.9: L'évolution du spectre de ^{55}Fe selon la charge accumulée	87
fig. 3.10: L'évolution du gain moyen selon la charge accumulée	89
fig. 3.11: L'évolution du courant noir selon la charge accumulée	90
fig. 3.12: La variation du spectre de ^{55}Fe causée par l'accumulation de charge	92
fig. 3.13: La variation du spectre de ^{55}Fe causée par l'accumulation de charge	94
fig. 4.1: Classification des particules selon le Modèle Standard	103



Remerciements

Avant tout, je voudrais remercier mes deux directeurs, **Paul Taras** et **Viktor Zacek**, qui, chacun à sa façon, m'ont soutenue et encouragée tout au long de ma maîtrise. Plus particulièrement, j'ai apprécié chez M. Taras son sens de rigueur et de clarté, et chez M. Zacek, un enthousiasme très contagieux envers la physique et la vie en général. Ils m'ont permis d'élargir mes horizons grâce à leurs connaissances étendues, toujours disponibles pour répondre à toutes sortes de questions que je leur posais, même à celles qui n'avaient pas grand chose à voir avec la physique...

Au cours de ma maîtrise, j'ai pu collaborer avec **Jacques Bérichon**, **Marcel Beaulieu** et **Jean-Pierre Martin**, dont l'aide fut très appréciée; surtout le dévouement et la bonne humeur de Jacques. Je voudrais aussi remercier **Razvan**, **Raafat** et **Reiner Seitz** pour leur grande contribution aux tests de notre prototype.

Aussi, un merci chaleureux à tous les étudiants du labo, dont chacun m'a appris quelque chose d'intéressant. Entre autres, **Olivier** m'a permis d'étudier les changements chimiques dans le vin cuit et leur influence sur nos récepteurs gustatifs, après que ceux-ci soient stimulés par la mystérieuse soupe de **Rachid**, **André** a essayé de m'expliquer comment Dieu et l'argent influencent le destin de ce monde, grâce à **Reda**, j'ai amélioré mon vocabulaire et j'ai perdu ma foi dans les dictionnaires, **Pierre** m'a fait comprendre l'âme de l'homme primitif et quelques uns de ses sombres aspects, **Chao** m'a *presque* dévoilé les mystères de la sagesse chinoise et **Thomas** m'a fait expérimenter les différents moments cinétiques de sa moto. La présence de **Marie** a ajouté de la saveur à toutes ces aventures, et en a provoqué bien d'autres... je lui dois aussi un imprévu "happy ending" de mon escapade à l'Est!

Pour la réalisation de certaines figures du chapitre 2, j'ai pu bénéficier de l'aide incomparable de **Jacques Bérichon** et de **Rémi Poirier**, qui ont été très généreux de leur temps et de leur matériel (Rémi en a profité pour me faire découvrir l'existence de chats uni-dimensionnels).

La phase finale de ma maîtrise fut agrémentée par la présence d'un nouveau "babarien", **Jean-François**, avec qui j'ai pu partager un bureau, des discussions sérieuses sur des sujets qui ne l'étaient pas (et vice-versa), ainsi que quelques bonnes blagues.

Enfin, merci à mes **Parents** pour avoir été les premiers initiateurs de mes études et à **Wojtek...** pour le simple fait d'être là.

Cette maîtrise a été rendue possible grâce à une bourse provenant des fonds de recherche attribués au Groupe de Physique des Particules BABAR par le Conseil National de la Recherche en Sciences Naturelles et en Génie du Canada (CRSNG).

Introduction

La physique est une étonnante manière d'explorer le monde. Elle jumelle la rigueur des mathématiques à la conviction profonde que le monde fonctionne selon des lois précises et accessibles, tôt ou tard, à l'humain. Cette conviction, qui est presque de l'ordre de la foi, n'a pu être ébranlée par les philosophes les plus habiles. De temps en temps, on prend un café et on se demande "Mais pourquoi ça marche?", mais cette interrogation n'entrave pas vraiment la progression de la physique dans les domaines de plus en plus larges et de plus en plus variés.

D'ailleurs, une autre question occupe bien d'avantage l'esprit des physiciens: il arrive que des modèles établis rencontrent leurs limites et il faut se demander "Mais pourquoi ça ne marche pas?". Contrairement à ce qu'on pourrait penser, cela ne porte aucune atteinte à la confiance que les physiciens ont dans leur démarche; la réponse est porteuse de nouvelles théories qui nous fournissent souvent une interprétation du monde plus large que ce qui semblait précédemment établi.

En physique des particules, dont la mission est de déterminer les lois qui gouvernent la matière à son niveau le plus fondamental, on est présentement à la recherche d'un tel renouveau. Le modèle actuel, appelé le Modèle Standard, a fait ses preuves dans toutes les expériences qui ont été techniquement possibles jusqu'ici. Cependant, il laisse en suspens quelques questions embarrassantes... L'Univers semble être fait presque exclusivement de matière; y a-t-il eu un temps où la matière et l'anti-matière, qui lui semble en tout point symétrique, existaient en quantités égales? Si oui, pourquoi n'est-ce plus le cas? Une autre question fondamentale à la compréhension

du monde qui nous entoure est de savoir comment la force gravitationnelle s'exerce sur la matière.

Un élément de réponse pourrait être apporté par l'étude d'un étrange phénomène appelé la violation de CP. Il s'agit d'une asymétrie de certains modes de désintégration par interaction faible. Elle a été observée pour la première fois dans le système des mésons $K^0 - \bar{K}^0$. C'est une asymétrie très légère, de l'ordre de 10^{-3} , mais on espère qu'il s'agit là d'une brèche dont l'étude ouvrira de nouveaux horizons en physique des particules.

Pour ce faire, de nouvelles expériences sur le système de mésons $B^0 - \bar{B}^0$ sont présentement en cours: l'expérience BABAR à Stanford, en Californie, et l'expérience BELLE au Japon. Ces expériences mettent leur espoir dans les prédictions théoriques que la violation de CP, si elle sort du cadre de Modèle Standard, devrait être observable dans le système $B^0 - \bar{B}^0$ sans trop de difficulté. Toutefois, les exigences sur la précision de la mesure nécessitent de nombreux tests pour évaluer la performance de chaque composante du détecteur utilisé. Une autre chose à évaluer est la durée de vie de chaque composante, puisque la rareté des modes de désintégration étudiés allonge considérablement le temps nécessaire pour compléter l'expérience (4 ans pour BABAR). La collaboration du Canada avec BABAR est orientée vers la composante appelée "chambre à dérive" qui, depuis les années '70 est utilisée par les physiciens pour détecter des particules chargées. À l'Université de Montréal, nous avons effectué des tests sur un prototype de la chambre pour déterminer quelle sera l'influence du rayonnement dû au faisceau sur la performance de cette dernière.

Ces tests sont l'objet du présent mémoire. Nous avons aussi inclus dans un supplément à la fin de l'ouvrage une discussion détaillée de la violation de CP et des questions auxquelles une meilleure compréhension de ce phénomène pourrait apporter une réponse, ainsi qu'une présentation de l'expérience BABAR. Les principes à la base du fonctionnement de la chambre à dérive sont présentés dans le chapitre 1. Ce chapitre contient aussi une description de la chambre à dérive BABAR et une revue des connaissances actuelles sur les dommages que celle-ci peut subir à cause de l'irradiation. L'ensemble de ces dommages, appelé "vieillessement" (car

il est indissociable du fonctionnement même de la chambre), dépend beaucoup des conditions de travail d'une chambre et peut varier énormément selon celles-ci, d'où l'importance de faire des tests avant chaque nouvelle expérience. Habituellement, lors de ce genre de tests, on utilise des rayons X pour irradier un prototype de la chambre. Le chapitre 1 contient une discussion de l'interaction des rayons X avec le gaz de la chambre, en comparaison avec l'interaction d'une particule chargée. Le chapitre 2 décrit le prototype que nous avons construit pour effectuer les tests et la méthodologie que nous avons utilisée. Lors de nos tests, nous avons utilisé un échantillon de ^{55}Fe pour prendre des spectres avec le prototype et ainsi évaluer sa performance. Un tube à rayons X a servi aux fins de l'irradiation, dont l'intensité fut environ 100 fois plus grande que l'intensité réelle du rayonnement que la chambre va subir.

Les résultats obtenus se trouvent dans le chapitre 3 et ils sont discutés dans la conclusion. Nous avons observé des dommages non négligeables assez rapidement. Le gain de la chambre a progressivement baissé d'environ 9% pendant l'irradiation et il est devenu non uniforme après une accumulation de charge équivalente à 2.4 ans de fonctionnement de la chambre réelle. Nous avons continué à observer les effets de vieillissement jusqu'à l'accumulation d'une charge équivalente à 4 ans de fonctionnement, ce qui représente la durée de l'expérience BABAR.

Il est possible que ces dommages furent amplifiés par l'intensité de l'irradiation, qui a pu provoquer l'accumulation des éléments nocifs, de pair avec une éventuelle contamination de la chambre par des impuretés. Quoi qu'il en soit, nous avons observé aussi des signes avant-coureurs de ces dommages, auxquels on pourra faire attention lors du fonctionnement de la chambre réelle.

CHAPITRE 1

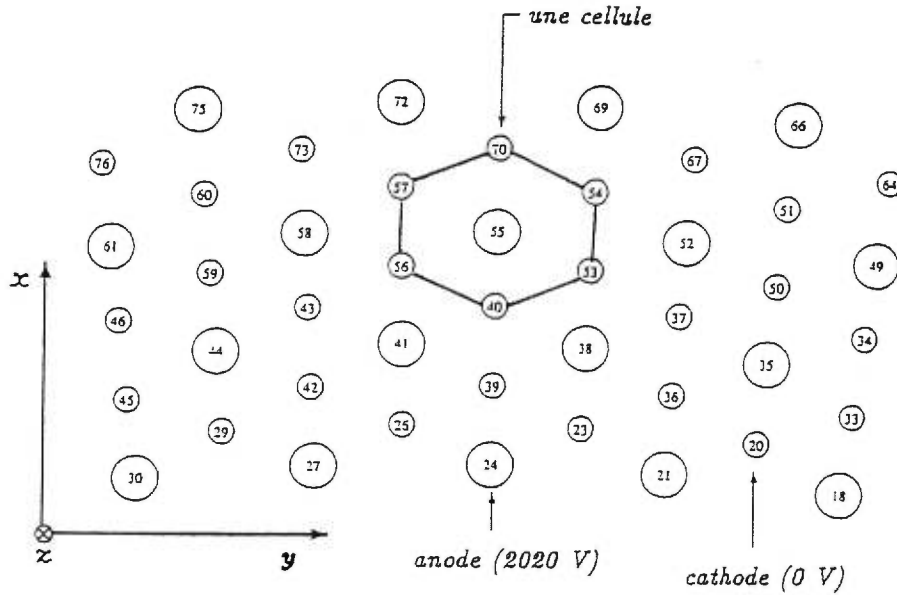
La chambre à dérive

1.1 Le fonctionnement d'une chambre à dérive

1.1.1 Considérations générales

Le détecteur appelé **chambre à dérive** fut développé au cours des années 70 pour détecter les particules chargées produites dans les accélérateurs. Il s'agit d'un détecteur rempli de gaz, qu'une particule chargée va ioniser sur sa trajectoire. Les ions et les électrons ainsi produits vont dériver dans le gaz pour être collectés par les cathodes et les anodes qui se trouvent à l'intérieur du détecteur. Habituellement, il s'agit de fils métalliques très fins (quelques dizaines de μm de diamètre). On appelle les cathodes fils de champ ("field wires") et les anodes, fils sensibles ("sense wires").

La géométrie la plus fréquemment utilisée consiste à entourer chaque fil sensible de fils de champ et de constituer ainsi des cellules dont la lecture se fait de manière indépendante. L'utilisation des fils de champ rend le champ électrique symétrique autour de l'anode, tout en permettant de superposer plusieurs couches d'anodes et de cathodes sans mettre beaucoup de matière sur le chemin de la particule à détecter. Voici un exemple de géométrie utilisée par BABAR, où les cellules sont hexagonales:

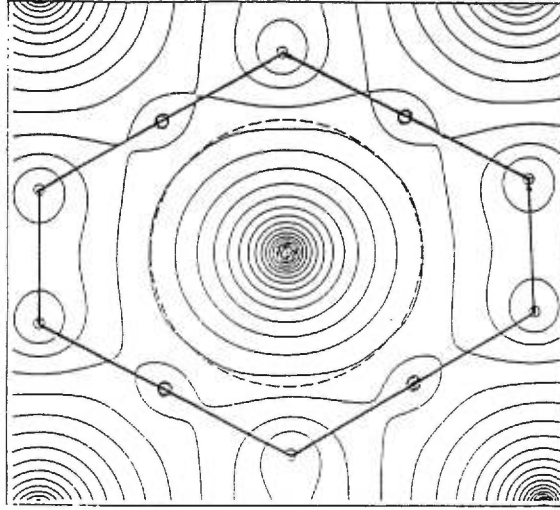


échelle: 1cm représente 0.7cm

Figure 1.1: La disposition des fils dans la chambre à dérive BABAR

Grâce au programme Garfield, une simulation spécialement adaptée aux chambres à dérive, on peut voir la forme des surfaces équipotentielles d'une cellule de ce type sur la figure 1.2. Les surfaces équipotentielles ont été tracées à tous les 50 Volts. On remarque que, près de l'anode, les lignes sont presque sphériques et que le champ électrique s'accroît de plus en plus rapidement. Comme on va le voir plus tard, cette importante caractéristique de chaque cellule est au coeur de la théorie relative à la création du signal dans la chambre à dérive.

Le détecteur ainsi conçu peut mesurer la trajectoire d'une particule chargée en trois dimensions. Le principe à la base de cette mesure est le fait que la vitesse de dérive des électrons dans une cellule de la chambre dépend essentiellement du gaz et du champ électrique (voir la section 1.1.2). Une fois que cette vitesse $v(t)$ est connue, il suffit d'utiliser un déclencheur (par exemple un scintillateur) à l'extérieur de la chambre, qui va permettre d'initier la prise des données au moment où une particule



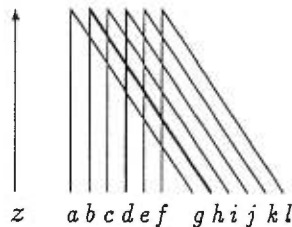
échelle: 1cm représente 0.3cm

Figure 1.2: Les surfaces équipotentielles d'une cellule hexagonale

chargée va pénétrer dans la chambre et d'enregistrer le temps t_0 correspondant. Ensuite, on mesure le temps t où les électrons arrivent sur le fil grâce au signal sur celui-ci. La distance parcourue par les électrons entre le fil et la trajectoire de la particule chargée est donnée par:

$$\int_{t_0}^t v(t) dt \quad (1.1)$$

La superposition de plusieurs couches de cellules permet la mesure des coordonnées x et y (voir la figure 1.1). La coordonnée z le long de la chambre peut être aussi déterminée par ce qu'on appelle un système "stéréo" de disposition de fils. En effet, on peut placer les rangées successives des fils selon des angles légèrement différents, tel qu'illustré (vue selon le plan zy , avec l'angle exagéré pour plus de clarté):



Ainsi, si on lit simultanément un signal sur le fil d et sur le fil h , le point où les deux fils se croisent indique la position en z du passage de la particule chargée. C'est d'ailleurs la méthode utilisée par BABAR.

D'habitude, on entoure la chambre à dérive d'un aimant qui sert à créer un champ magnétique \vec{B} , à peu près uniforme, et parallèle aux fils. La force ainsi appliquée à la particule est égale à:

$$\vec{F} = \frac{q}{c}(\vec{v} \times \vec{B})$$

avec:

$q \equiv$ la charge de la particule

$c \equiv$ la vitesse de la lumière

$\vec{v} \equiv$ la vitesse de la particule

Comme cette force, perpendiculaire au sens du mouvement, peut être associée à une force centripète dont l'effet est de courber la trajectoire, on peut écrire:

$$Bq \sin \theta = \frac{mv^2}{r}$$

avec:

$\theta \equiv$ l'angle entre la direction de \vec{B} et celle de \vec{v}

$m \equiv$ la masse de la particule

$r \equiv$ le rayon de la courbure

De cette manière, si B est connu, la mesure de r nous donne un renseignement supplémentaire sur la quantité de mouvement de la particule. En plus, le sens de la courbure permet de déterminer le signe de q .

La création du signal qui sera détecté dans chaque cellule où passe la particule chargée se divise en trois étapes:

- 1 \longrightarrow Ionisation du gaz sur sa trajectoire
- 2 \longrightarrow Dérive des électrons ainsi libérés vers l'anode et des ions positifs vers la cathode la plus proche
- 3 \longrightarrow Multiplication de la charge près de l'anode (le processus d'avalanche)

Même si les chambres à dérive sont principalement utilisées pour étudier les propriétés des particules chargées, elles sont souvent testées à l'aide de rayons X. En effet, les sources à rayons X sont beaucoup plus faciles à utiliser et à produire que d'éventuelles sources de particules chargées. L'absorption des photons dans le gaz se fait par l'effet photo-électrique et elle cause une ionisation ponctuelle dans le gaz. C'est le sujet de la section 1.1.3. Même si l'événement à l'origine du signal est différent, la collecte des électrons et des ions se fait de la même manière que dans le cas d'une ionisation causée par le passage d'une particule chargée. Comme c'est cette étape qui est *caractéristique* de la chambre à dérive, l'utilisation des rayons X pour tester le comportement de celle-ci est équivalente à l'utilisation d'un faisceau de particules chargées, les inconvénients techniques et monétaires en moins.

1.1.2 Interaction d'une particule chargée avec le gaz d'une cellule

Quand une particule chargée traverse un certain volume de gaz, l'interaction la plus fréquente avec les atomes de ce gaz se fait par collisions (réf. [17]). Celles-ci sont inélastiques si la particule rencontre un électron de l'atome et élastiques dans le cas d'une rencontre avec le noyau. Il en résulte, pour la particule incidente, une perte progressive d'énergie et une déviation de sa direction initiale (le phénomène de la diffusion).

Dans l'expérience BABAR, les particules chargées qu'on veut détecter sont surtout les pions, les kaons, les électrons et les muons. Mis à part les électrons, ces particules font partie de la classe des particules élémentaires dites "lourdes", car leur masse est beaucoup plus grande que celle des électrons. Elles sont toutefois plus légères que la plupart des atomes. En général, ces particules connaissent une faible diffusion lors de leur passage dans la matière et on peut faire l'approximation que leur direction

reste inchangée durant la trajectoire (réf. [17]). Elles perdent de l'énergie surtout par les collisions inélastiques avec les électrons.

Ces collisions entraînent l'excitation des atomes et, si le transfert d'énergie (aux électrons) est suffisamment grand, leur ionisation. Même si ces collisions sont de nature statistique et que les transferts individuels d'énergie sont quantifiés, leur nombre sur une longueur macroscopique est tellement grand que les fluctuations d'énergie *totale* perdue par la particule incidente sont négligeables. On peut alors, en bonne approximation, calculer l'énergie (E) moyenne perdue sur une distance x . Le résultat de ce calcul, basé sur la mécanique quantique, est connu sous le nom de la formule de Bethe-Bloch (réf. [17]). Cette formule donne de très bons résultats, mais demeure néanmoins une approximation qui nécessite parfois des termes correctifs dépendant des conditions particulières de l'expérience. Pour les particules élémentaires lourdes et les noyaux légers (par exemple les particules α) qui traversent un milieu donné, la formule la plus fréquemment utilisée est:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.2)$$

avec

r_e	: rayon classique de l'électron	m_e	: masse de l'électron
N_a	: nombre d'Avogadro	c	: vitesse de la lumière
ρ	: densité du milieu	Z	: nombre atomique du milieu
A	: masse atomique du milieu	γ	: $1/\sqrt{1-\beta^2}$
v	: vitesse de la particule	β	: v/c
z	: charge de la particule (unités de e)	C	: correction de vitesse orbitale
I	: potentiel d'ionisation moyen	δ	: correction de densité
W_{\max}	: transfert maximal d'énergie lors d'une collision		

La correction δ doit être ajoutée quand le champ électrique de la particule incidente polarise les atomes sur son passage, déformant ainsi le champ que vont "voir" les

électrons plus éloignés. L'importance de l'effet augmente avec la densité du milieu et l'énergie de la particule incidente. La correction C , quant à elle, est nécessaire quand la vitesse de la particule incidente devient comparable à la vitesse orbitale des électrons. Dans le calcul initial de la formule (1.2), on fait l'approximation que les électrons rencontrés par la particule sont stationnaires, ce qui demeure valable si leur vitesse est beaucoup plus petite. La valeur des deux corrections est paramétrisée empiriquement; pour les différentes évaluations, voir la réf. [17]. Telle que définie ci-haut, la formule de Bethe-Bloch donne des résultats qui recouvrent les valeurs expérimentales avec une précision de l'ordre de quelques pourcents, pour les particules élémentaires dont les vitesses se situent entre la région relativiste et $\beta = 0.1$.

On exprime habituellement ces résultats par un graphique qui prédit dE/dx de différentes particules, normalisé par la densité du milieu, en fonction de leur énergie cinétique (voir fig. 1.3). On remarque que toutes les courbes présentent un minimum

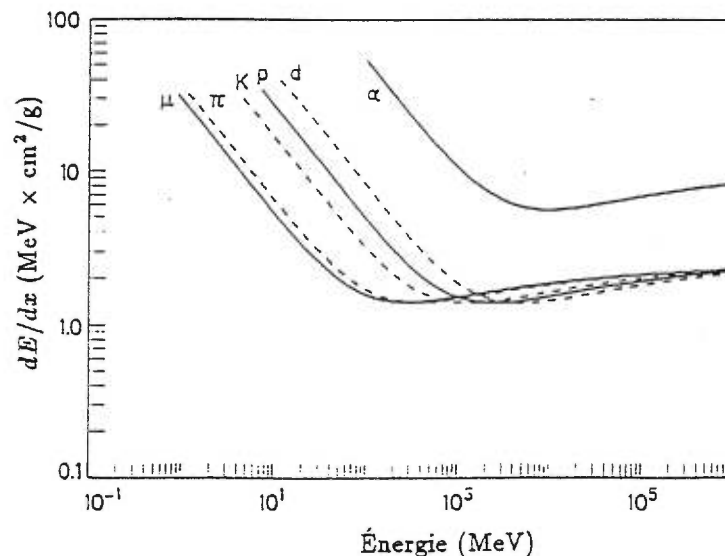


Figure 1.3: dE/dx de quelques particules en fonction de leur énergie cinétique

quand la vitesse de la particule atteint $\sim 0.96c$. À ce moment-là, on dit que la par-

ticule a atteint son *minimum d'ionisation*. Pour les vitesses plus petites, les courbes deviennent facilement séparables pour plusieurs particules, particulièrement pour les K et les π , qui sont des produits de désintégration fréquents dans l'expérience BABAR. D'où tout l'intérêt de mesurer leur dE/dx dans la chambre à dérive et ainsi avoir un bon critère de discrimination.

On peut faire un calcul similaire pour les électrons et les positrons, mais il faut tenir compte du fait que les collisions se font entre des particules de même masse. Cela entraîne une diffusion importante des électrons incidents, qui doit être incluse dans le calcul. De plus, le calcul doit tenir compte du fait que les collisions se font entre des particules identiques du point de vue quantique. Cela change quelques termes dans la formule de Bethe-Bloch, qui devient:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{\frac{2I^2}{(m_e c^2)^2}} \right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.3)$$

avec deux nouveaux termes:

$$\begin{aligned} \tau &\equiv \text{énergie cinétique de } e^- \text{ ou } e^+ \text{ en unités de } m_e c^2 \\ F(\tau) &\equiv 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} + \ln 2(2\tau+1)}{(\tau+1)^2} && \text{pour } e^- \\ F(\tau) &\equiv 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right) && \text{pour } e^+ \end{aligned}$$

À cela, il faut ajouter une perte d'énergie supplémentaire due à une émission de rayonnement causée par la diffusion de la particule dans le champ électromagnétique du noyau. Ce phénomène caractéristique des particules chargées de faible masse est connu sous le nom de *bremsstrahlung* (rayonnement de freinage). La perte d'énergie due à ce phénomène est relativement faible comparativement à l'énergie perdue dans les collisions pour les particules dont l'énergie ne dépasse pas quelques MeV. Cependant, elle devient importante à des énergies plus hautes. Une bonne discussion ainsi que le calcul de l'énergie perdue peuvent être trouvés à la réf. [17].

1.1.3 Interaction des rayons X avec le gaz d'une cellule

Les rayons X sont les photons dont la longueur d'onde varie entre 0.1 et 100Å, c'est-à-dire avec des énergies de l'ordre de 0.1 à 100keV. À ces énergies, l'interaction entre les photons et la matière se fait principalement par l'effet photo-électrique et par la diffusion Compton.

Par *effet photo-électrique*, on désigne l'absorption d'un photon par un électron lié. Le noyau absorbe l'impulsion du recul et l'électron est éjecté de son orbite. Son énergie est alors égale à:

$$E = h\nu - E_l \quad (1.4)$$

où

$$h\nu \equiv \text{énergie du photon}$$

$$E_l \equiv \text{énergie de liaison de l'électron}$$

Quant à la *diffusion Compton*, c'est un phénomène qui devient important pour des photons à haute énergie. Quand $h\nu \gg E_l$, on peut faire l'approximation que E_l est négligeable et que le photon incident est diffusé par un électron libre. Il s'ensuit un échange d'énergie cinématique entre les deux, l'énergie totale et la quantité de mouvement étant conservées.

Dans notre expérience, nous avons utilisé deux sources radio-actives de rayons X, dont les énergies moyennes sont de l'ordre de quelques keV (pour une description détaillée de ces sources, voir la section 2.2.2). À ces énergies, pour un photon qui traverse un milieu gazeux, c'est l'effet photo-électrique qui domine. Il suffit d'un bref calcul pour s'en convaincre. Comme exemple, nous allons prendre la source radio-active de ^{55}Fe , que nous avons utilisée pour étudier le comportement du prototype de la chambre à dérive.

Cette source émet des rayons X caractéristiques¹ de 5.9 et 6.5 keV. La section efficace de la diffusion Compton peut être calculée en utilisant la formule de Klein-Nishina (basée sur l'électrodynamique quantique; voir réf.[17]) qui donne la

¹pour une bonne discussion de l'émission caractéristique des rayons X, voir réf.[18]

probabilité d'une diffusion Compton par électron:

$$\Phi_C = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right\} \quad (1.5)$$

avec γ donné par $\gamma = h\nu/m_e c^2$. En prenant $h\nu \sim 6$ keV et $m_e c^2 = 510$ keV, on obtient $\gamma \sim 0.01$. La valeur de πr_e^2 peut être obtenue en multipliant par 3/8 la valeur de la section efficace de Thomson (réf. [4]), donnée par:

$$\sigma_T = \frac{8\pi r_e^2}{3} \approx 0.665 \text{ barn}$$

et on peut ainsi évaluer Φ_C à ~ 0.65 barn/électron.

Pour la section efficace de l'effet photo-électrique, son calcul peut être facilité par l'approximation de Born si (réf.[17] et [18])

$$E_l \ll h\nu \ll m_e c^2$$

Comme $m_e c^2 = 510$ keV, la condition de droite est remplie dans notre cas. La condition de gauche concerne l'énergie de liaison de la couche K. Si jamais l'énergie du photon incident est plus petite ou égale à l'énergie de liaison de la couche K, les électrons de cette couche ne peuvent pas être éjectés, mais ceux des couches supérieures (L,M,...) peuvent l'être si les énergies sont compatibles. Toutefois, le calcul pour ces couches devient vite très complexe. Nous avons vu que la chambre à dérive est remplie d'un gaz composé de 80% de He et de 20% de C₄H₁₀. Les énergies de liaison pour la couche K qui nous concernent sont (réf. [18]):

Élément	Z	$E_{l(K)}$ (eV)
H	1	13.6
He	2	24.6
C	6	284

On voit qu'elles sont toutes beaucoup plus petites que ~ 6 keV et que la condition de gauche est ainsi remplie. La section efficace par atome peut être dans ce cas calculée à l'aide de la formule (réf. [17]):

$$\Phi_{photo} = 4\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 \Phi_o \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \quad (1.6)$$

avec

$$\Phi_o = 6.651 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

$$\alpha = 1/137$$

Pour une valeur approximative de 6 keV, cette formule nous permet d'obtenir Φ_{photo} en barns/atome:

élément	H	He	C
Φ_{photo}	~ 0.06	~ 2	~ 470

Si maintenant nous faisons l'approximation que le gaz utilisé se comporte de manière similaire à un gaz parfait, c'est à dire qu'à pression et température constantes, le volume occupé par He et C_4H_{10} sera proportionnel au nombre de molécules de chacun, on aura, en atomes, 80% de He, 6% de C et 14% de H. Si on pondère maintenant les sections efficaces calculées ci-haut par la fraction des atomes de chaque type, on obtient une section efficace moyenne par atome:

$$\Phi_{moy} \sim 30 \text{ barn/atome} \quad (1.7)$$

ce qui est nettement supérieur à $\Phi_C \sim 0.65$ barn/électron calculé précédemment et démontre la prédominance de l'effet photo-électrique sur la diffusion Compton à ces énergies-là. Ainsi, nous pouvons considérer qu'un faisceau monochromatique de rayons X qui interagit avec le gaz cause, par ionisation, l'apparition des électrons qui ont une énergie équivalente à l'énergie des photons. Nous parlons ici du transfert d'énergie le plus probable, car il y a bien sûr des fluctuations statistiques. Pour l'instant, nous allons voir la première étape dans la création d'un signal dans une chambre à dérive.

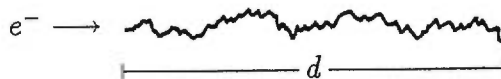
1.1.4 Les ionisations provoquées par la particule incidente

Les électrons libérés directement par ionisation d'un gaz dans une chambre à dérive, au cours du passage d'une particule chargée ou d'un photon, sont appelés *électrons de ionisation première*. Ces électrons peuvent avoir des énergies supérieures à l'énergie nécessaire pour ioniser un atome. Dans ce cas, ils ionisent d'autres atomes et ce processus s'ensuit jusqu'au moment où tous les électrons ont une énergie plus petite que l'énergie d'ionisation. Le nombre total de paires électron-ion ainsi produites est simplement donné par (réf. [19]):

$$n_p = \frac{\Delta E}{E_{ion}} \quad (1.8)$$

où ΔE représente la quantité d'énergie déposée dans la chambre à dérive, et E_{ion} , l'énergie minimale requise pour créer une paire électron-ion. Cette dernière quantité est caractéristique de chaque milieu et on la détermine expérimentalement. Pour le mélange gazeux utilisé dans la chambre à dérive BABAR, on obtient $E_{ion} \sim 35$ eV (réf. [16]).

On peut se demander si tous les électrons d'ionisation première seront contenus dans la cellule où ils ont été libérés. Théoriquement, la distance parcourue par un électron pourrait être calculée en intégrant la formule de Bethe-Bloch (1.3) sur x , et en posant comme condition que la valeur de l'intégrale soit égale à l'énergie de cet électron. Mais il s'avère qu'en pratique, la distance observée est 2 à 3 fois plus petite que la valeur ainsi obtenue. Ceci est dû au fait que le calcul nous donne la *longueur de la trajectoire* de l'électron, qui ne tient pas compte des diffusions multiples que celui-ci subit, rendant ainsi plus courte sa *portée réelle* (d):



Une approximation de d en cm est donnée par (réf. [19]):

$$d \approx 4.9 \times 10^{-6} E^{1.72} \text{ g/cm}^2 \times \rho \quad (1.9)$$

où E représente l'énergie de l'électron en keV et ρ , la densité du gaz en g/cm^3 . Par exemple, avec notre prototype, nous avons travaillé à 295.2 K (22°C) et à 103 kPa, ce qui correspond à une densité molaire d'environ 42 mol/m³, si on fait l'approximation que le comportement du gaz se rapproche de celui d'un gaz parfait (la densité molaire d'un tel gaz est de 44.6 mol/m³ à 273.15 K et 101.3 kPa; réf. [4]). La masse d'un mélange de 80% de He et de 20% de C₄H₁₀ étant de 14.8 g/mol, nous obtenons une densité massique d'environ 6.2×10^{-4} g/cm³. Dans ce gaz, un photon de ~ 6 keV provenant de la source de ⁵⁵Fe, qui ionise une molécule, entraîne l'éjection d'un électron de même énergie dont la portée est en moyenne de 2mm.

Cette approximation est valable pour des électrons dont les énergies ne dépassent pas quelques centaines de keV. Dans le cas d'un photon, ΔE correspond à l'énergie E telle que définie dans l'équation (1.4). Pour $h\nu$ égal à 6 keV, l'énergie de liaison de l'électron $E_{l(K)}$ est beaucoup plus petite que l'énergie du photon. On peut donc faire l'approximation que

$$n_p \approx \frac{\Delta E}{E_{ion}} \approx \frac{h\nu}{35 \text{ eV}} \quad (1.10)$$

et on obtient $n_p \approx 171$ par interaction. Pour connaître le nombre de paires électron-ion créées par un faisceau de photons dans une cellule, il faut tenir compte de la section efficace Φ_{moy} définie en (1.7). La probabilité d'interaction pour un photon qui parcourt une distance x est donnée par:

$$P(x) = 1 - \exp(-\Phi_{moy}\rho x) \quad (1.11)$$

où ρ représente la densité du gaz en atomes par cm³. En refaisant l'approximation de gaz parfait, on obtient $\rho \sim 2.53 \times 10^{19}$ atomes/cm³. En prenant $x \sim 1$ cm (la distance moyenne parcourue par les photons dans une cellule), on obtient $P \sim 0.001$. Le nombre total n_F de paires créées par un faisceau de photons d'énergie ~ 6 keV s'exprimera par:

$$n_F = P n_f n_p \quad s^{-1} \quad (1.12)$$

n_f étant le nombre de photons par seconde que le faisceau envoie dans la cellule.

Quant aux particules chargées, dans l'expérience BABAR, leur énergie cinétique va varier entre 100 MeV et quelques GeV (réf. [16]). Or, comme on peut le voir

sur la figure 1.3, ces énergies se trouvent proches de la région d'ionisation minimale, ce qui fixe leur dE/dx entre 1.5 et 2 MeV cm²/g. Une fois que le gaz que traverse la particule est connu, il est plus utile d'exprimer dE/dx en keV/cm. Par exemple, dans notre prototype de la chambre, nous avons calculé que la densité massique du gaz est d'environ 6.2×10^{-4} g/cm³. En multipliant cette valeur par 2 MeV cm²/g, on obtient un dE/dx de 1.25 keV/cm.

$$n_p \approx \frac{\Delta E}{E_{ion}} \approx \frac{1.25 \text{ keV/cm} \times x}{35 \text{ eV}} \quad (1.13)$$

où x représente la distance parcourue par la particule dans la cellule.

Le nombre n_F désigne le nombre d'ionisations initiales, mais il est de loin inférieur au nombre total d'ions et électrons qui vont constituer le signal dans une cellule. En effet, après leur création, les paires électron-ion vont dériver sous l'influence du champ électromagnétique présent dans chaque cellule. La dérive des électrons sera accompagnée d'un deuxième processus d'ionisation très près de l'anode, appelé avalanche, et c'est ce processus qui est déterminant dans la création du signal.

1.1.5 Les ionisations provoquées par le champ électrique

Quand on décrit la dérive des charges dans un gaz, on le fait habituellement à l'aide de deux paramètres: v^\pm , qui représente la vitesse de dérive *moyenne* de l'ensemble des ions (v^+) ou des électrons (v^-), et μ^\pm , qui représente leur mobilité. La mobilité se définit par:

$$\mu \equiv \frac{v}{E} \quad (1.14)$$

où E représente le champ électrique.

Dans le cas des ions, l'expérience montre que v^+ dépend linéairement de E/P , où P représente la pression (réf.[19]). Dans le cas habituel où la pression demeure constante, cela implique que μ^+ est une constante. Sa valeur est caractéristique d'un gaz et d'un ion donné. Les ions qui dérivent vers la cathode subissent des collisions très fréquentes qui peuvent exciter les atomes rencontrés. Si l'énergie transférée est suffisante, les atomes peuvent perdre un de leurs électrons au profit d'un ion, qui redevient neutre. La probabilité qu'un atome soit ionisé dans une collision est

d'autant plus grande que son potentiel d'ionisation est petit. Lorsque nous avons un mélange de gaz, après un certain temps, le groupe d'ions ne se compose plus que de ceux provenant des particules ayant le potentiel d'ionisation le plus bas (dans notre cas, celui de H: 13.6 eV). Il faut à un ion entre 100 et 1000 collisions avec des molécules de potentiel d'ionisation inférieur avant qu'il ne soit neutralisé (réf.[19]). Comme la longueur moyenne du parcours libre d'un ion avant de subir une collision dans un gaz avec les conditions standard est de l'ordre de 10^{-5} cm, on peut supposer qu'il ne reste que des ions de H après que les ions ont parcouru une distance d donnée par:

$$d = 1000 \times 10^{-5} \text{ cm} \times \frac{p}{100} = 10^{-2} \times \frac{p}{100} \text{ cm} \quad (1.15)$$

où p représente le pourcentage de H dans notre mélange. Nous avons 14% de H, ce qui donne $d = 14 \mu\text{m}$.

Dans le cas des électrons, la mobilité μ^- n'est plus constante. En effet, leur faible masse fait que, sous l'influence du champ électrique, ils gagnent de grandes quantités d'énergie entre les collisions et leur vitesse de dérive n'est pas linéairement dépendante de E :

$$v^- = \frac{e\tau(E)}{2m_e} E \quad (1.16)$$

où $\tau(E)$ représente le temps moyen entre deux collisions. Remarquons ici que quand on parle de vitesse de dérive dans une chambre à dérive, il s'agit habituellement de v^- . Dans les mêmes conditions, la vitesse des ions est en général 100 fois plus petite que celle des électrons (réf. [19]). Pour la chambre à dérive BABAR, on a mesuré $v^- = 22 \mu\text{m/ns}$ en moyenne (réf. [16]). Cette valeur ne tient pas compte du champ magnétique de 1.5 T présent dans la chambre.

Sous l'action du champ magnétique, la vitesse de dérive nette est diminuée, puisque la force de Lorentz appliquée aux électrons et ions courbe leurs trajectoires. Pour un champ constant B perpendiculaire à E , on aura la relation suivante entre v^- , la vitesse avec E seulement, et v_B^- , la vitesse avec E et B (réf. [19]):

$$v_B^- = \frac{v^-}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$$

où

$$\omega = \frac{eB}{m_e}$$

$$\tau = \tau(E)$$

Les trajectoires des charges seront déviées des lignes du champ électrique par un angle θ_L , appelé *angle de Lorentz*. Cet angle, s'il est exprimé en radians, est donné par:

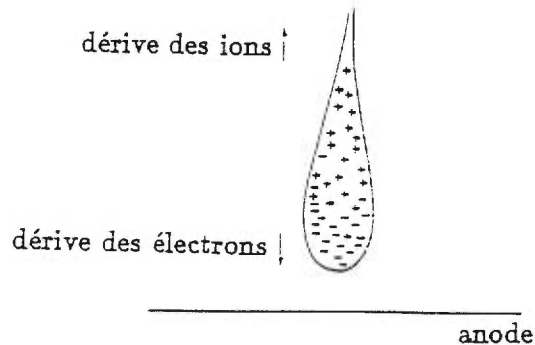
$$\theta_L = \omega\tau$$

Pour BABAR, la mesure de θ_L donne $\sim 30^\circ$, i.e. ~ 0.52 rad (réf. [16]), ce qui permet d'obtenir:

$$v_B^- \sim 0.866 \times v^- \sim 1.9 \text{ cm}/\mu\text{s}$$

$$v_B^+ \sim v_B^- \div 100 \sim 0.19 \text{ mm}/\mu\text{s}$$

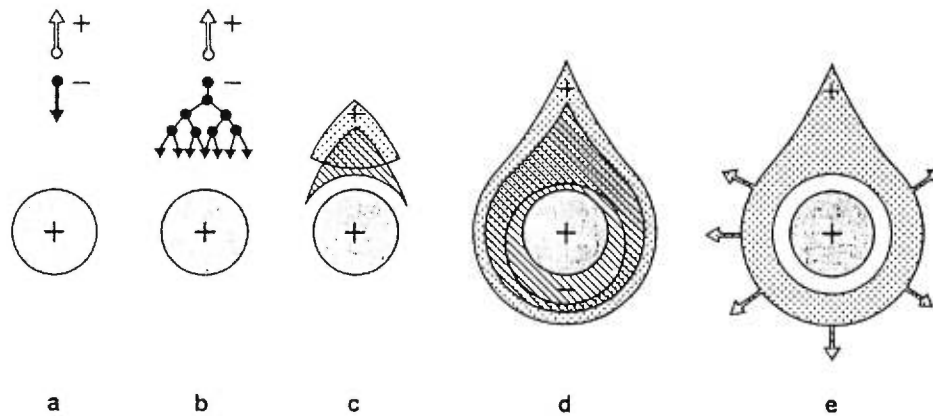
Ainsi, comme les électrons dérivent vers l'anode beaucoup plus rapidement que les ions vers la cathode, l'ensemble des charges prend rapidement la forme d'une goutte polarisée:



La forme et la largeur de la goutte est déterminée par la diffusion des particules lors des collisions. C'est un phénomène qui, comme nous l'avons déjà mentionné, est beaucoup plus important dans le cas des électrons que dans le cas des ions. Une discussion détaillée peut être trouvée à la réf. [19].

En dérivant vers l'anode, les électrons sont accélérés par le champ électrique. Nous avons vu dans la section 1.1.1 que, dans une cellule de type hexagonal, la valeur du champ augmente quand on s'approche de l'anode et que cette variation est beaucoup plus importante très près de l'anode qu'ailleurs dans la cellule. Dans

la chambre à dérive BABAR, le champ électrique moyen à l'intérieur d'une cellule est de l'ordre de 400V/cm , tandis qu'à la surface de l'anode, il atteint des valeurs de l'ordre de 280kV/cm . Rendus à quelques dizaines de μm de l'anode (dont le diamètre typique est de $20\ \mu\text{m}$), les électrons ont assez d'énergie pour ioniser les molécules de gaz qu'ils rencontrent. Les électrons ainsi libérés provoquent d'autres ionisations et un phénomène d'avalanche s'ensuit. On peut le schématiser en 5 étapes (réf. [19]):



- a) La dérive des ions et des électrons dans la région où la variation de E n'est pas très élevée
- b) Près de la surface de l'anode, les ionisations massives commencent
- c) À cause de la diffusion et à la différence des vitesses de dérive entre les ions et les électrons, l'avalanche prend la forme d'une gouttelette polarisée
- d) Les électrons se font rapidement ($\sim 1\text{ns}$) absorber par l'anode
- e) Les ions positifs dérivent vers la cathode

Les étapes d) et e) sont à la base du signal qui sera lu au bout de l'anode. Mais contrairement à ce qu'on pourrait penser, ce ne sont pas les électrons absorbés qui constituent la partie la plus importante du signal; c'est plutôt la charge induite sur l'anode par la dérive des ions. Nous allons voir cela en détail dans la section 1.1.6.

Grâce à l'avalanche, le nombre total des paires électron-ion produites dans une cellule excède de loin le nombre initial n_p (voir l'équation 1.8). Le gain obtenu par

l'avalanche est défini par M tel que:

$$N = Mn_p \quad (1.17)$$

où N représente le nombre total des électrons absorbés par l'anode. De manière générale, sur une distance $x = r_2 - r_1$, M sera donné par (réf. [19]):

$$M = \exp \left[\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx \right] \quad (1.18)$$

où

r_1 \equiv point de départ de la dérive des électrons après les n_p ionisations du début

r_2 \equiv point d'arrivée des électrons; dans notre cas r_2 correspond au rayon de l'anode

$\alpha(x)$ \equiv probabilité d'une ionisation par unité de longueur

Remarquons que la dépendance de α en fonction de x est en fait une dépendance du champ électrique. Pour de petites valeurs de α , on peut l'approximer par une expression de la forme (réf. [19]):

$$\alpha = APe^{-BP/E} \quad (1.19)$$

où

P \equiv pression du gaz

E \equiv champ électrique

A, B \equiv constantes caractéristiques de chaque gaz

Si on se réfère à la formule (1.18), la valeur du gain semble pouvoir être augmentée indéfiniment. Cependant, une limite physique, appelée *condition de Raether*, est imposée à M par des phénomènes secondaires, dont le plus important est l'accumulation des charges dans la cellule (réf. [19]). Quand le gain devient très grand, la quantité des charges créées est suffisante pour déformer le champ électrique et le gain s'en trouve réduit. La condition de Raether implique que $M < 10^8$. Toutefois, les variations statistiques de l'énergie des électrons (dont dépend M) font qu'en général, il faut se limiter à $M < 10^6$ si on veut être assuré de la stabilité du fonctionnement

de la chambre (réf. [19]). Dans la chambre à dérive BABAR, on a un gain estimé de 10^5 .

Jusque là, nous n'avons parlé que du nombre de paires électron-ion produites par un événement dans une cellule de la chambre à dérive. Ainsi, dans le cas de BABAR, une énergie ΔE déposée dans une cellule entraîne la création de

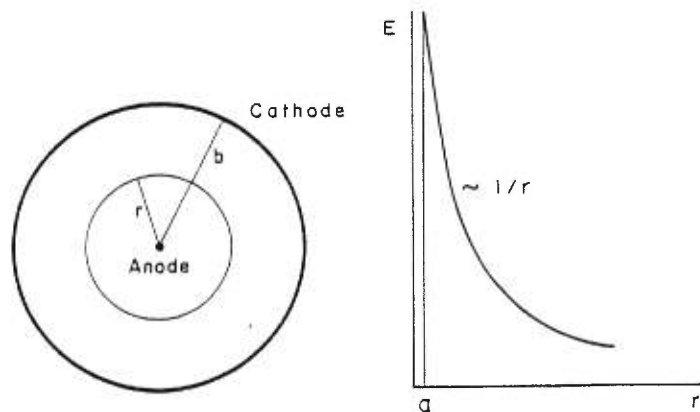
$$N = Mn_p = 10^5 \frac{\Delta E}{35 \text{ eV}} \quad (1.20)$$

paires (voir les formules 1.17 et 1.8). Par exemple, un photon de 6 keV qui interagit avec le gaz par effet photo-électrique permet à l'anode d'absorber $\sim 1.7 \times 10^7$ électrons.

1.1.6 La forme du signal produit par un événement

Nous allons voir maintenant quelle est la forme du signal produit. Nous avons vu dans la section 1.1.1 que les surfaces équipotentielles d'une cellule hexagonale prennent une forme circulaire autour de l'anode, ce qui suggère que la cellule se comporte comme un condensateur cylindrique dans cette région. En effet, cette approximation est valable, d'autant plus que l'essentiel du signal se produit près de l'anode. Pour les calculs détaillés, on peut consulter réf. [19] et réf. [17]. Nous allons faire ici un résumé des résultats.

Pour fins de notre approximation, la cellule peut être schématisée par le dessin suivant:



où r désigne la distance à partir du centre de l'anode. Habituellement, on désigne

par a le rayon de l'anode et par b , la distance à laquelle se trouve la cathode (et qui correspond à la distance moyenne entre l'anode et les cathodes de la cellule réelle).

À l'intérieur d'un tel condensateur, le champ électrique E est donné par:

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon r} \quad (1.21)$$

avec

$\lambda \equiv$ la densité de charge par unité de longueur sur le fil

$\epsilon =$ constante diélectrique du gaz

et la capacité de la configuration, par unité de longueur, est donnée par:

$$C \equiv \frac{2\pi\epsilon}{\ln(b/a)} \quad (1.22)$$

Pour connaître le voltage total induit par le mouvement des ions, V^+ , à partir d'une distance r , il faut intégrer (1.21) entre r et b et remplacer λ par la charge totale que les ions représentent (q^+). Dans le cas des électrons, l'intégration se fait entre r et a , le voltage total induit sera désigné par V^- et la charge des électrons, par q^- . On obtient:

$$V^+ = -\frac{q^+}{2\pi\epsilon l} \ln(b/r)$$

$$V^- = -\frac{q^-}{2\pi\epsilon l} \ln(r/a)$$

Comme le signal résulte de la dérive des charges *après* l'avalanche, on aura $q_- = -Ne$ (voir la formule 1.20) et $q_+ = Ne$. Nous savons aussi que l'avalanche se produit à une distance qui est du même ordre de grandeur que le rayon de l'anode et que $b \gg a$, alors il est facile de voir que $V^+ \gg V^-$. Ainsi, la dérive des ions constitue une contribution au signal plus grande que la collecte des électrons. En considérant V^- comme négligeable par rapport à V^+ , on peut calculer le développement du signal $V(t)$ (réf.[19]):

$$V(t) = -\frac{Ne}{4\pi\epsilon l} \ln\left(1 + \frac{t}{t_o}\right) \quad (1.23)$$

où

$$t_o = \frac{a^2 \ln(b/a)}{\mu^+ V_o}$$

avec μ^+ la mobilité des ions. Le temps total de dérive T qui correspond à la durée de ce signal est donné par (réf.[19]):

$$T = \frac{t_o}{a^2}(b^2 - a^2) \approx \frac{b^2 \ln(b/a)}{\mu V_o} \quad \text{si } b \gg a \quad (1.24)$$

La durée typique de T est de l'ordre d'une milliseconde. Toutefois, habituellement on ne s'intéresse qu'à la partie de la montée du signal, qui est très courte, pour pouvoir enregistrer de grandes fréquences d'événements sans saturer le système de prise des données. On différencie le signal original avec un circuit RC pour couper la longue (relativement...) descente. À la sortie du circuit, les signaux peuvent ne durer que quelques fractions de microsecondes. Après un ou plusieurs processus d'amplification, on enregistre généralement des informations comme le temps d'arrivée, la forme, l'aire totale sous la courbe et la hauteur du signal. Dans notre expérience, nous n'avons fait que cette dernière mesure.

Dans le cas des tests qui sont le sujet de ce mémoire, les signaux étaient enregistrés sous forme de spectres (nombre des coups en fonction de la hauteur du signal). Dans la section suivante, nous allons voir quelques prédictions théoriques et empiriques pour l'apparence d'un spectre obtenu avec une source monochromatique de rayons X (la source de ^{55}Fe).

1.1.7 Le spectre obtenu avec une source monochromatique de rayons X

Le spectre de l'amplitude du signal en fonction du nombre de coups est utile car nous savons que le signal originel, $V(t)$, est de la forme:

$$V(t) = -Ne F(t) \quad (\text{voir formule 1.23})$$

et que celui-ci est différencié pour ne garder qu'une partie très courte de la montée. Cela permet une prise de données sans beaucoup de temps mort entre les différents signaux. La coupure modifie évidemment la partie $F(t)$, mais le signal résultant

demeure proportionnel à N et par le fait même, à l'énergie déposée dans la cellule. Par conséquent, la mesure de l'amplitude du signal est aussi une mesure relative de l'énergie déposée et le spectre obtenu nous renseigne sur la distribution de cette énergie.

Lorsqu'on décrit la distribution d'une variable (i.e le nombre d'événements correspondants à chaque valeur possible de cette variable; l'amplitude du signal dans notre cas) autour de la valeur la plus probable, on utilise en général les trois paramètres suivants:

$\mu \equiv$ la valeur moyenne

$\sigma \equiv$ la deviation standard

$R \equiv$ la résolution du pic

La résolution s'obtient en divisant la largeur du pic à la mi-hauteur (communément appelée FWHM: "Full Width at Half-Maximum") par la valeur de μ . La deviation standard est reliée à FWHM par la relation

$$\text{FWHM} = 2.35\sigma$$

alors on a

$$R = \frac{2.35\sigma}{\mu}$$

Dans un détecteur où les ionisations causées par des événements différents sont statistiquement indépendantes, les variations du nombre total des paires électron-ion produites par le passage de la particule peuvent être reproduites par une distribution de Poisson (réf. [17]). Cette distribution, caractérisée par l'équivalence $\sigma^2 = \mu$, peut être décrite avec un seul paramètre:

$$P(x) = \frac{\mu^x e^{-\mu}}{x!}$$

où $P(x)$ représente la probabilité associée à une valeur x de la variable donnée. Dans notre cas, x peut être associé à n_p (voir la section 1.1.4; le nombre de paires électron-ion produites par un événement, qui détermine la hauteur du signal, est proportionnel à n_p) et $P(x)$, au nombre des signaux, normalisé, qui ont une hauteur

particulière. La valeur moyenne de cette distribution, μ , peut être alors associée à $\Delta E/E_{ion}$, avec les paramètres définis dans la formule (1.7). Pour $\mu > 20$, la distribution de Poisson s'approche d'une gaussienne. Cette dernière est caractérisée par deux paramètres, avec $\sigma^2 \neq \mu$:

$$P(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

En général, l'approximation d'une telle distribution peut s'appliquer aux spectres pris avec une chambre à dérive irradiée par des rayons X caractéristiques. La résolution intrinsèque de notre prototype devrait être donnée par:

$$R = \frac{2.35\sigma}{\mu} = \frac{2.35\sqrt{\mu}}{\mu} = \frac{2.35}{\sqrt{\mu}}$$

Avec un photon de 6 keV qui ionise le gaz, et l'énergie moyenne d'ionisation de 35 eV, on aurait ainsi $\mu \approx 171$ et $R \approx 18\%$.

Cependant, notre calcul suppose des fluctuations indépendantes lors de chaque dépôt d'énergie, ce qui n'est plus le cas quand un photon transmet son énergie à un électron et quand toute cette énergie est absorbée par la cellule. Cette contrainte supplémentaire sur les variations statistiques de n_T nécessite l'introduction d'un autre facteur, appelé *facteur de Fano*, F , dans l'expression de R qui devient:

$$R = 2.35\sqrt{\frac{F}{\mu}}$$

avec $F \leq 1$ et caractéristique d'un milieu donné. Les valeurs typiques de F pour les gaz utilisés dans les chambres à dérive se situent entre 0.2 et 0.5 (réf. [17] et [20]). Idéalement, nous devrions donc avoir R entre 13% et 8%. Évidemment, la résolution réelle que nous mesurons est beaucoup moins bonne à cause du bruit électronique de la chambre et du système de prise des données, qui en plus déforment le spectre. La partie du bruit qui est inhérente au fonctionnement de la chambre et du montage électronique peut être étudiée en prenant un "spectre" sans que la chambre soit irradiée et aussi en injectant un signal artificiel dont la résolution est connue.

Toutefois, une partie importante du bruit total est pratiquement indissociable de l'interaction des photons dans la cellule dans notre expérience. En effet, bien que le

faisceau des photons soit collimaté, le recouvrement de la cellule est suffisant pour que certains électrons émis près de la frontière de celle-ci puissent s'échapper sans y avoir perdu toute leur énergie. On peut estimer que l'énergie qui sera quand même absorbée par la cellule sera proportionnelle à la distance que l'électron aura parcourue à l'intérieur d'elle. Cette distance dépend surtout de la position de l'ionisation première dans la cellule, qui est plutôt aléatoire. De ce fait, on devrait s'attendre à un certain nombre de signaux situés dans la région du spectre qui correspond aux énergies plus basses que la moyenne, sans que leur distribution ait une forme particulière.

Nous allons maintenant présenter les caractéristiques de la chambre à dérive BABAR, pour ensuite, dans la section 1.3, faire un résumé des connaissances actuelles concernant le phénomène du vieillissement inhérent au fonctionnement d'un tel détecteur.

1.2 La conception de la chambre à dérive BABAR

Cette section est basée sur la réf.[16], ainsi que sur les données plus actuelles disponibles à partir du site officiel de SLAC en juillet 1998.

Adresse: <http://www.slac.stanford.edu/BF/doc/www/bfHome.html>

1.2.1 Concept général

La chambre à dérive BABAR, de forme cylindrique alignée sur l'axe du faisceau, a 3.034 m de longueur, avec un rayon intérieur de 23.5 cm et un rayon extérieur de 81 cm. Les matériaux de la structure de support ont été choisis afin de minimiser la diffusion et la perte d'énergie des particules qui se rendent au calorimètre. Ainsi, la surface latérale extérieure du cylindre est en fibre de carbone, tandis que la surface intérieure est en béryllium. Les plaques placées aux deux bouts de la chambre sont en aluminium. La lecture des signaux se fait à un bout seulement, et la plaque

correspondante sert de masse à tout le système de lecture,

À l'intérieur du cylindre, on a tendu 28768 fils qui forment 7104 cellules de lecture indépendantes. Les cellules totalisent 40 rangées regroupées par 4 en 10 "super - rangées". Parmi ces "super - rangées", quatre seulement sont alignées sur l'axe du faisceau; les autres sont légèrement décalées pour permettre la lecture stéréo du signal, dont nous avons parlé dans la section 1.1.1. On peut voir sur la figure 1.4 une section du cylindre qui illustre la disposition des fils. Une vue plus rapprochée des cellules est illustrée dans la section 1.1.1.

Le voltage appliqué aux fils sensibles est de 2020V. Ces fils ont 20 μm de diamètre et se composent de tungstène plaqué or. La fine couche d'or sert à réduire la possibilité de réactions chimiques sur la surface du fil, car elles peuvent l'altérer. La section 1.3 contient une discussion plus détaillée de ces réactions.

Les fils de champ sont en aluminium plaqué or. La plupart de ces fils ont 120 μm de diamètre et sont à la masse, sauf certains fils au bord des "super - rangées", qui ont 80 μm de diamètre et auxquels on applique une tension de 350 ou de 910 V. Leur fonction est de produire un champ électrique entre les "super - rangées" de manière à maintenir une performance uniforme dans toute la chambre. .

On applique aussi aux fils une tension mécanique qui doit compenser pour les forces électro-statiques et gravitationnelles que subissent les fils, tout en garantissant la stabilité de la position du fil malgré son étirement, qui est évalué au total à 7 mm (réf. [21]). Les tensions optimales retenues sont (réf. [21]):

diamètre du fil	20 μm	80 μm	120 μm
tension appliquée	34 g	86 g	182 g

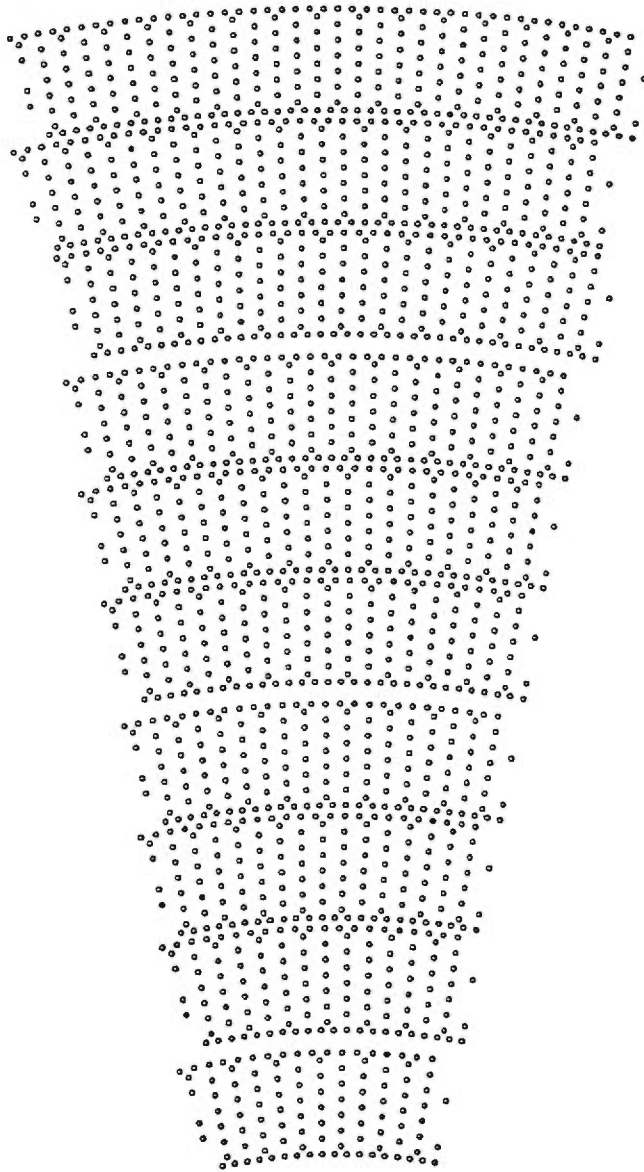


Figure 1.4: Les cellules de la chambre à dérive BABAR.

1.2.2 Montage à la sortie du signal

À chaque extrémité de la chambre à dérive, les fils sont introduits dans de petits tubes (en anglais “feedthroughs”) qui traversent la paroi. Chaque tube se compose de deux parties; un tube intérieur, qui est serré avec une pince après l’introduction du fil, et un tube extérieur. Les tubes intérieurs sont en aluminium pour les fils de champ et en cuivre pour les fils sensibles. Les matériaux ont été choisis à la fois pour leur bonne conductibilité et pour ne pas endommager le fil au moment où le tube est serré (réf. [21]). Les tubes extérieurs destinés aux fils sous tension sont faits en Celenex 3300-2 (réf. [21]), un plastique qui est un très bon isolant. Ceux destinés aux fils à la masse sont en cuivre, qui fait un lien électrique direct avec la plaque extérieure de la chambre qui est en aluminium.

Le tout est assemblé à l’aide des colles Loctite 455 et 454 (entre le tube extérieur et la paroi), Loctite 493 (entre le fil et le tube intérieur) et Grace Eccobond 24 (entre les deux tubes). Une description détaillée des caractéristiques de ces colles se trouve à la référence [22].

La lecture du signal, l’application de la tension, ainsi que la mise à la masse se font par l’intermédiaire de plaquettes électroniques installées directement sur les tubes qui sont fixés sur le panneau extérieur de la chambre. Chacune des plaquettes couvre 16 cellules. La figure 1.5 illustre une coupe des tubes et de la plaquette, composée de deux parties reliées par des poteaux isolants. La partie inférieure de la plaquette sert à acheminer les tensions sur les fils, ainsi qu’à découpler le courant AC, associé au signal, du courant DC qui achemine la tension sur les fils (grâce à un circuit RC). Le signal est ensuite acheminé vers la partie supérieure de la plaquette, où il se rend aux connecteurs du pré-amplificateur. La référence [17] contient une bonne description du fonctionnement des circuits RC habituellement utilisés en physique des particules, tandis que la référence [23] est une description détaillée des particularités du système électronique de la chambre à dérive BABAR.

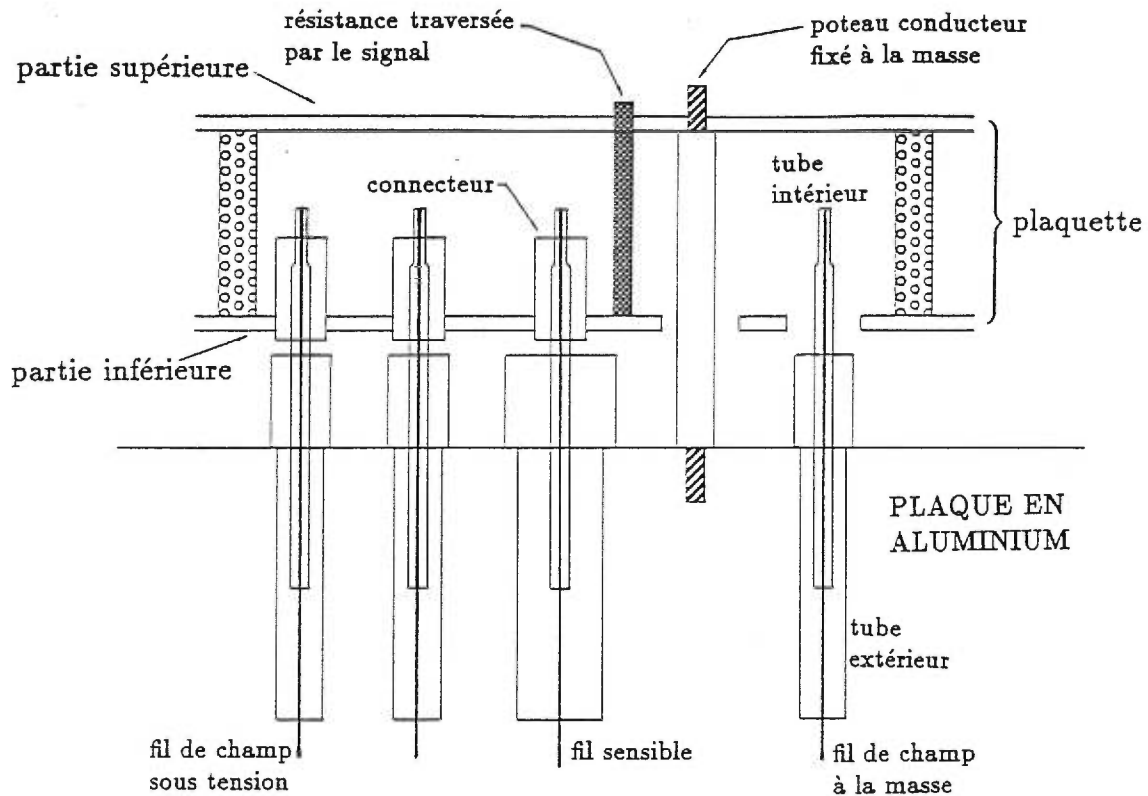


Figure 1.5: Section du montage d'une plaque électronique

1.2.3 Le gaz

Quand on choisit un gaz pour une chambre à dérive, les qualités recherchées sont: un gain stable et nécessitant un champ électrique de grandeur raisonnable, une bonne résolution spatiale, une petite diffusion multiple, un petit angle de Lorentz et une bonne résolution sur la mesure de dE/dx . Après des tests sur plusieurs mélanges (voir réf. [16]), la collaboration BABAR a choisi le mélange de 80% de He et de 20% de iC_4H_{10} (isobutane), obtenant les caractéristiques suivantes:

→ gain à la tension nominale	1×10^5
→ résolution spatiale optimale	$100 \mu\text{m}$
→ résolution de dE/dx	6.9%
→ angle de Lorentz	32°
→ vitesse de dérive dans la cellule	$\sim 20 \mu\text{m/ns}$

La vitesse de dérive donnée ici est une valeur approximative pour la plus grande partie de la cellule, où le champ électrique est de l'ordre de quelques centaines de volts par cm. Évidemment, elle augmente au fur et à mesure que les électrons s'approchent de l'anode; voir à ce sujet la réf. [16]. Notons aussi que cette valeur a été mesurée en l'absence du champ magnétique, tandis que l'angle de Lorentz l'a été avec un champ de 1.5T.

Du point de vue général, le choix d'un gaz noble est motivé par le fait que ces gaz nécessitent des champs électriques plus faibles que ceux qui ont des molécules plus complexes pour rendre l'avalanche possible. Cependant, la dé-excitation des molécules d'un gaz noble se fait par émission de photons ultra-violetts qui peuvent ioniser les atomes à leur tour et provoquer facilement une décharge permanente, rendant ainsi le fonctionnement de la chambre très instable. Mentionnons ici que le choix le plus fréquent est l'argon, mais que dans notre cas l'hélium fut choisi pour réduire les diffusions multiples à un niveau acceptable pour le succès de l'expérience (réf. [16]). Cela augmente toutefois le risque des décharges.

C'est pour ça qu'on ajoute habituellement au gaz un hydro-carbure, ici l'isobutane, qui peut absorber ces photons et qui se dé-excite par fragmentation (comportement caractéristique des molécules organiques). Comme nous allons le voir dans la section qui suit, cet avantage peut vite devenir un inconvénient.

1.3 Le phénomène du vieillissement

En 1977, un spécialiste connu des chambres à dérive écrivait non sans humour:

“ multiwire proportional chambers are (...) sometimes reacting in unexpected ways to a change in environmental conditions. Furthermore, in the fabrication and operation of a chamber people seem to use a mixture of competence, technical skills and magic rites (...).”

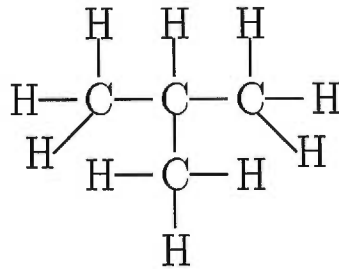
- F. Sauli, réf. [19]

Cette citation pourrait s'appliquer encore aujourd'hui aux connaissances acquises sur le phénomène du vieillissement d'une chambre à dérive. Comme nous allons le voir, ces connaissances sont plus qualitatives que quantitatives et se résument souvent à une compilation de résultats expérimentaux. La section 1.3 est basée sur la réf. [24], qui constitue un des documents les plus complets dans ce domaine.

1.3.1 Source des dommages

On parle du vieillissement d'une chambre à dérive quand sa performance se détériore et quand cette détérioration est due au fonctionnement même de la chambre. On a observé que la cause principale d'une telle détérioration est la fragmentation de l'hydro-carbure présent dans la chambre. Les collisions entre les électrons et les molécules complexes donnent des produits qui, d'après leurs caractéristiques, peuvent se déposer sur l'anode, sur la cathode, réagir avec les différentes composantes de la chambre, changer les propriétés du gaz, ou encore provoquer une chaîne de polymérisation qui habituellement résulte en molécules encore plus complexes. La section suivante décrit en détail les effets mesurables que cela peut avoir sur le comportement de la chambre à dérive. Mais avant, nous allons voir d'un peu plus près les réactions chimiques et les produits possibles d'une fragmentation d'un hydro-carbure en présence d'un champ électrique.

Prenons comme exemple une molécule d'isobutane. On la représente souvent par la formule $(\text{CH}_3)_3\text{CH}$ pour exprimer le fait qu'elle se compose de trois molécules de CH_3 reliées à une molécule de CH comme suit:



Chaque barre symbolise une liaison chimique résultant du partage de deux électrons de valence entre deux atomes. L'énergie nécessaire pour briser une telle liaison entre

un atome de C et un atome de H, ou encore deux atomes de C, est de l'ordre de 4 eV. C'est un peu moins que l'énergie d'ionisation de l'isobutane, qui est de 10.6 eV. Au cours de l'avalanche, les électrons qui n'ont plus assez d'énergie pour ioniser les molécules peuvent quand même briser leurs liens chimiques. Ces liens peuvent être aussi brisés au cours de la dé-excitation des molécules. Les fragments ainsi obtenus sont très souvent des radicaux libres, c'est-à-dire des molécules électriquement neutres, mais qui disposent d'un électron de valence qui les rend très réactives du point de vue chimique. On les symbolise en ajoutant un point après la formule chimique, pour symboliser l'électron de valence. Par exemple, la fragmentation de l'isobutane permet d'obtenir $C_4H_9 \cdot$, $H \cdot$, $CH_3 \cdot$, ...

Le milieu créé par l'avalanche est un plasma où les ions, les électrons et les radicaux libres interagissent chimiquement et physiquement par beaucoup de processus complexes qui ne sont pas encore entièrement compris. On sait toutefois que ces interactions se font souvent en chaîne, qui ne sera interrompue que quand le dernier radical impliqué formera un lien stable avec un autre radical. Quand cette chaîne devient suffisamment longue pour produire des molécules très complexes, on parle d'un processus de *polymérisation*. Les polymères ainsi formés peuvent rester à l'état gazeux, ou, s'ils sont suffisamment lourds, se condenser en état liquide ou solide.

Dans le cas d'un hydro-carbure, on obtient le plus souvent des polymères solides qui sont de très bons isolants. On se rappelle que l'avalanche a lieu à quelques dizaines de μm de la surface de l'anode; la majeure partie de ces molécules va donc se déposer sur celle-ci. C'est là la cause la plus fréquente du vieillissement d'une chambre à dérive, mais il arrive aussi qu'on observe des dépôts sur les cathodes (les ions dérivent vers elles). Certains radicaux libres peuvent réagir directement sur la surface des fils.

Le fait de recouvrir un fil d'une fine couche d'or réduit la possibilité des dommages, mais n'empêche pas toutefois la formation des dépôts. Il semble donc que la présence plus ou moins marquée des radicaux libres au cours de l'avalanche est ce qui détermine l'ampleur du vieillissement². Nous allons voir maintenant quels sont

²D'ailleurs, ceci n'est pas limité aux chambres à dérive; d'après certains cosméticiens ce sont les radicaux

les effets qu'un tel vieillissement produit sur la performance d'une chambre à dérive.

1.3.2 Les effets observés

Quand une chambre à dérive vieillit, la détérioration de son rendement peut être facilement observée à l'aide d'une source mono-chromatique de rayons X (voir la section 1.1.7). En gardant les conditions d'opération constantes, tout changement de taux de comptage, de l'apparence des signaux, ainsi que de leur distribution (illustrée par le spectre) peut indiquer un vieillissement. Les effets les plus fréquents sont:

- **Une réduction du gain**

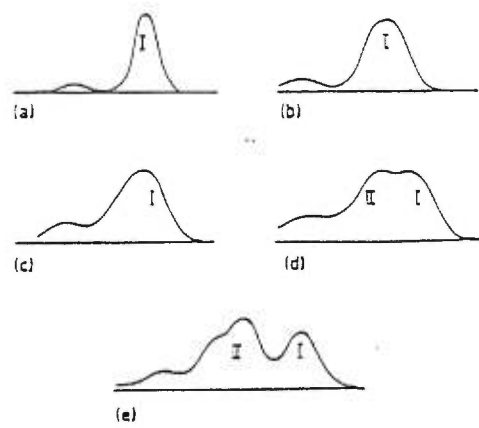
⇒ Sur le spectre, la réduction du gain s'observe par un déplacement progressif du centroïde du pic vers des énergies plus basses. Elle est causée par un dépôt sur l'*anode*. Un tel dépôt augmente le rayon de l'anode et, même si cette augmentation souvent ne dépasse pas quelques microns, une réduction importante du champ électrique à la surface de l'anode s'ensuit (voir la section 1.1.5). De plus, la présence du dépôt sur la surface du fil change sa constante diélectrique. Comme l'avalanche se fait dans cette région, les électrons gagnent moins d'énergie avant d'être absorbés par l'anode, ce qui réduit évidemment le nombre d'ionisations qu'ils peuvent provoquer.

- **Une perte d'uniformité du gain**

⇒ Habituellement, les dépôts présents sur l'*anode* ne sont pas uniformes, tant à l'échelle macroscopique (il y a des parties de la chambre qui sont plus irradiées que d'autres), que microscopique (les polymères ne recouvrent pas *toute* la surface et leur densité peut fluctuer). Nous obtenons alors une partie des événements avec un gain réduit et une autre partie, avec

libres présents dans l'air pollué qui entraînent l'apparition des rides prématurées sur la peau. On ne compte plus les crèmes supposées de les neutraliser.

le gain original, dans le plus simple des cas. On observe alors non seulement un pic qui se déplace, mais aussi un pic qui se déforme, pour donner éventuellement deux pics plus ou moins distincts. Le dessin ci-dessous est un exemple des déformations qu'on peut observer à partir d'un pic normal (a), au fur et à mesure que la chambre se fait irradier (b, c, d et e).



Cet effet peut rendre difficile le calcul de l'énergie déposée dans une cellule par un événement donné. Dans le cas d'une perte de gain uniforme, on peut calibrer la chambre avec une source d'événements à énergie connue, mais dès que cette perte devient variable selon l'endroit de l'avalanche, une telle comparaison est sujette à des variations incontrôlables.

• L'effet Malter

⇒ Cet effet a lieu quand un dépôt isolant recouvre la *cathode* (ce qui est souvent le cas si le dépôt provient d'un hydro-carbure). Les ions positifs qui se dirigent vers la cathode ne peuvent plus être neutralisés par elle et s'accumulent sur la surface de l'isolant. Le dipôle entre la cathode et la charge positive qui l'entoure peut rapidement devenir suffisamment fort pour créer un champ électrique local de l'ordre de 10^7 V/cm. Ce champ peut causer l'extraction des électrons de la cathode. Les électrons ainsi libérés dérivent vers l'anode et causent ce qu'on appelle un *courant noir*,

c'est-à-dire des décharges auto-induites dans la chambre. Ces électrons subissent tout le processus de l'avalanche près de l'anode, provoquant la dérive d'autres ions vers la cathode, qui augmentent le dipôle, et ainsi de suite. L'effet devient vite un cercle vicieux qui peut causer des dommages permanents dans la chambre. On a toutefois observé (et nous l'avons confirmé) que si on coupe le voltage sur les fils dès l'apparition du courant noir, et on attend quelque temps avant de remettre la tension (parfois, quelques minutes suffisent), l'effet disparaît. Cela semble indiquer que les dépôts qui causent l'effet Malter sont polarisables et retenus sur la cathode par les forces électro-statiques, du moins au début. Plus on attend, plus les décharges et le champ local risquent de devenir intenses et provoquer des liens chimiques complexes et permanents.

- **Une diminution significative de l'hydro-carbure dans le gaz**

⇒ Quand le nombre des réactions chimiques entraînées par l'avalanche devient très important, et que le débit du gaz est inexistant ou très faible, la diminution de la quantité de l'hydro-carbure peut être suffisante pour que les photons UV ne soient plus entièrement absorbés par lui. Ainsi, ils peuvent entraîner d'autres ionisations, rendant la chambre saturée d'avalanches. Ce phénomène peut sembler mineur, puisqu'il suffirait d'augmenter le débit pour régler le problème, mais il faudrait aussi pouvoir contrôler parfaitement la quantité de l'hydro-carbure dans la chambre.

1.3.3 Les éléments à proscrire

On a découvert très tôt que la contamination des chambres, ne serait-ce que de l'ordre de quelques parties par million, peut accélérer dramatiquement leur vieillissement. Certains composés participent très activement au processus de polymérisation, et parfois, agissent comme de véritables catalyseurs. La liste qui suit résume les caractéristiques et les sources des composés qu'on observe le plus fréquemment.

- **Les silicones**

- ⇒ Ce sont les contaminants les plus difficiles à éviter. Ils se polymérisent indépendamment du fait que l'hydro-carbure soit présent ou pas. De plus, les molécules produites sont habituellement beaucoup plus lourdes que celles provenant des hydro-carbures, et par conséquent, se déposent plus facilement sur les fils. En général, on les retrouve sur les anodes.
- ⇒ Les silicones sont présents surtout dans certaines graisses (utilisées pour assurer l'étanchéité de la chambre) ou joints en caoutchouc, ainsi que des huiles à silicone dans les pompes à diffusion. Il faut faire très attention pour que le gaz n'entre pas en contact avec les éléments à risque, car la contamination peut être très rapide.

- **Les phtalates**

- ⇒ Les phtalates peuvent être parfois observés sous leur forme originale sur l'anode, et beaucoup plus rarement sur la cathode. Il semble donc qu'ils ne participent pas directement au processus de polymérisation, bien que leur déposition sur les fils accélère le vieillissement.
- ⇒ Ces composés organiques carbohydriques sont produits par une réaction entre un alcool et l'anhydride phtalique, avec élimination d'eau. Ils sont utilisés pour rendre les plastiques pliables. D'habitude présents dans les tubes en plastique et les isolants des câbles électriques, ils peuvent se volatiliser dans le gaz de la chambre.

- **Les sulfures**

- ⇒ Les sulfures ont souvent été trouvés sur l'anode.
- ⇒ La provenance des sulfures n'est pas tout-à-fait claire, mais on soupçonne qu'il s'agit de traces laissées par des agents de moulage sur certains plastiques.

- **Les halogènes**

- ⇒ Parmi les halogènes, ceux qui contiennent du chlore peuvent être assez dangereux pour une chambre à dérive. Le chlore est d'habitude relié au carbone et constitue un lien chimique C-Cl facile à briser (3.5 eV). Il en résulte un radical libre Cl· très réactif qui peut agir comme catalyseur des réactions qui forment des polymères. D'habitude, il enlève un atome de H à une molécule d'hydrocarbure, qui devient un radical prêt à déclencher le processus de la polymérisation. De plus, la molécule de HCl ainsi créée n'a besoin que de 4.5 eV pour être brisée et, de nouveau, un Cl· peut agir. On a aussi observé que les fréons, caractérisés par une grande électronégativité, peuvent réduire l'ampleur de l'avalanche en absorbant des électrons. Il suffit ainsi de quelques parties par million de Fréon 11 (CFCl₃) pour réduire significativement la hauteur du signal de la chambre.
- ⇒ La présence des halogènes est souvent due à une contamination du gaz dans la bouteille. Toutefois, certains agents nettoyants qui contiennent du chlore peuvent laisser des résidus suffisants pour qu'un vieillissement ait lieu.

Mentionnons aussi qu'un manque d'étanchéité de la chambre peut entraîner une contamination par l'oxygène, qui peut provoquer une importante réduction de gain en captant des électrons au cours de l'avalanche.

1.3.4 La prévention et la réparation

La première mesure de prévention qui s'impose est de réduire le plus possible les risques de contamination du gaz de la chambre, le niveau de pureté à maintenir étant de l'ordre de quelques parties par million. Ensuite, il faut maintenir un débit constant et le plus haut possible (compte tenu des contraintes économiques) pour purger la chambre des molécules nocives qui pourraient s'accumuler. Il peut toutefois arriver qu'un grand débit alimente la polymérisation, au lieu de la réduire, si le gaz contient un ingrédient très réactif dont l'action est plus nocive qu'une éventuelle

accumulation de résidus. Cela demeure cependant très rare dans le cas des chambres à dérive et peut être plutôt une indication que le gaz est contaminé.

Une mesure fréquente de prévention est l'addition d'une petite quantité (quelques pourcent) d'un composant qui pourrait freiner la polymérisation. On a observé que les composants qui contiennent de l'oxygène, par exemple les alcools, du méthylal, de l'isopropanol, ou encore de la vapeur d'eau réduisent souvent le vieillissement. Il y a deux hypothèses pour expliquer ce comportement:

⇒ Au cours de l'avalanche, les molécules contenant de l'oxygène produisent des radicaux libres relativement peu actifs qui, en participant à la chaîne de la polymérisation, en réduisent l'étendue.

⇒ L'interaction de ces molécules avec les ions et les radicaux permet la formation de produits volatiles qui ne se déposent pas sur les fils.

Un autre additif qui peut éventuellement donner de bons résultats est le CF_4 , quoique certains résultats semblent assez contradictoires et dépendent beaucoup des conditions particulières de l'expérience. Il n'est pas clair à priori quelle est la meilleure quantité à utiliser, ni pourquoi certains mélanges ont une meilleure performance que d'autres. Par exemple, un mélange de 80% de CF_4 et de 20% d'isobutane a déjà donné d'excellents résultats (pas de vieillissement observé), tandis qu'un autre, où on a utilisé 50% de Ar, 40% de CF_4 et 10% de O_2 , fut un désastre (la chambre a fonctionné pendant 5 min. avant que la perte de gain ne soit totale!). Il est difficile de déterminer s'il s'agit là d'une particularité du mélange éventuellement explicable, ou si une contamination non détectée a eu lieu. C'est pour cela que d'autres tests sont nécessaires (voir aussi la section qui suit). Une explication peut venir du fait que la brisure de CF_4 peut produire deux radicaux, $\text{F}\cdot$ et $\text{CF}_2\cdot$, dont chacun agit différemment sur la polymérisation. Le radical $\text{F}\cdot$ est très électro-négatif et peut stopper rapidement la chaîne de polymérisation en occupant tous les liens disponibles. Par contre, $\text{CF}_2\cdot$ a tendance à polymériser. Son action peut être inhibée par celle de $\text{F}\cdot$, mais, selon le mélange, ce radical peut être "accaparé" au cours de l'avalanche par d'autres molécules qui ont des affinités chimiques avec lui.

Une fois qu'une chambre à dérive a subi les dommages du vieillissement, peu de choses sont possibles pour la sauver. Si les dommages sont minimes, souvent une période de purge sans tension améliore la situation. On peut aussi essayer d'enlever les dépôts avec de l'acétone, ou encore chauffer les fils pour que les dépôts se volatilisent, mais les résultats sont variables. Pour être certain que la chambre fonctionne à nouveau normalement, on est d'habitude réduit à changer les fils.

1.3.5 Les tests de vieillissement

Malgré tout ce qu'on connaît déjà sur le phénomène du vieillissement, son ampleur dans le cas d'une chambre à dérive particulière demeure assez imprévisible. C'est pourquoi il est primordial de faire des tests de vieillissement sur un prototype qui reproduit le plus exactement possible les conditions de travail de la chambre utilisée.

La méthode classique consiste à reproduire une partie de la chambre et à l'irradier avec une source de rayons X d'intensité connue pendant un certain temps (de l'ordre de quelques semaines), tout en vérifiant régulièrement la performance de la chambre. L'intensité d'irradiation du prototype est beaucoup plus grande que celle de la chambre à dérive, puisqu'on veut savoir quel sera son comportement après quelques années de fonctionnement sans avoir à attendre aussi longtemps. On exprime habituellement les résultats en fonction de la *charge accumulée* Q , c'est-à-dire le nombre d'électrons (exprimés sous forme de Coulombs) recueillis par l'anode. La vérification peut se faire à l'aide des mesures suivantes:

- **Spectre d'une source mono-chromatique de rayons X** obtenu avec le prototype: le déplacement éventuel du centroïde du pic nous renseigne sur les variations du gain (et donc sur la présence de dépôts sur l'anode), et la déformation du spectre, sur l'uniformité de ces dépôts.
- **Le courant sur l'anode:** la mesure de la charge accumulée sur l'anode peut être une indication des variations du gain du prototype. Cependant, cette mesure peut être faussée par des décharges ou des courants noirs induits par

le vieillissement. Elle est utile surtout si on arrête la source de rayons X: un courant d'intensité supérieure à la normale³ observé dans ces conditions est un bon indice de l'effet Malter.

- **Examen des fils à l'aide d'un microscope à électrons:** il s'agit évidemment d'un test effectué à la toute fin de l'expérience, quand la quantité de la charge accumulée a atteint le niveau désiré. Le microscope à électrons permet d'étudier la surface des fils et d'identifier la plupart des éléments (exception faite de l'hydrogène, car il est trop léger). Les résultats obtenus sont un bon indice sur la composition des dépôts.

Cependant, certaines réserves doivent être émises quand à la validité (surtout quantitative) de tels tests de vieillissement. Habituellement, on assume que, pour des intensités d'irradiation différentes, une même accumulation de charge provoquera les mêmes dommages. C'est une hypothèse qui semble fragile quand on considère que l'intensité de l'irradiation subie par le prototype est souvent quelques centaines de fois plus grande que celle subie par la chambre. De plus, on peut se demander si on doit aussi augmenter le débit du gaz dans le prototype proportionnellement à l'augmentation de l'intensité de l'irradiation relative à la chambre. D'un côté, cela pourrait s'approcher davantage de ce qui va réellement se passer dans la chambre, mais d'un autre côté, on change ainsi la densité du gaz, et les effets d'un tel changement sur le taux de polymérisation ne sont pas encore complètement compris.

Quoiqu'il en soit, une tendance générale (selon la réf.[24]) semble indiquer que le vieillissement des chambres est souvent pire que celui prédit par des tests "accélérés" avec des prototypes. Cela peut s'expliquer par le fait qu'en quelques années de fonctionnement, les éventuelles impuretés ont d'avantage de temps pour s'accumuler dans les endroits de la chambre où le débit est moins fort, que durant un test qui dure quelques semaines. Malgré ces restrictions, les tests de vieillissement peuvent démasquer des constituants particulièrement dangereux et servir à titre préventif d'indication sur la nature des problèmes qu'une chambre particulière pourrait avoir.

³le niveau nécessaire pour maintenir la tension sur le fil

CHAPITRE 2

Description de l'expérience

2.1 Présentation des tests

Le rayonnement qu'on prévoit sur la chambre à dérive BABAR provient bien sûr de la collision $e^- - e^+$, mais aussi, en grande partie, du fonctionnement de l'accélérateur. Les simulations les plus pessimistes prévoient une accumulation de charge de 0.1 C/cm pour le fil le plus proche du point d'interaction sur 4 ans de fonctionnement (réf.[16]). C'est aussi l'accumulation de charge totale que nous avons visée dans notre expérience.

Au cours de cette expérience, nous avons construit deux prototypes reproduisant chacun une section de la chambre à dérive BABAR. Nous les avons nommés *Alexandre* et *Flora* (d'après les enfants de Babar). *Alexandre* fut construit selon les premiers plans de la chambre (disposition des fils selon le plan Hex4f, réf.[27]). Pour la lecture du signal, ainsi que pour l'acheminement de la tension, nous avons utilisé des plaquettes électroniques de construction "maison". Au moment de l'expérience avec *Flora*, les plans de la chambre avaient changé (pour la dernière fois) et nous les avons reproduits avec ce prototype. Nous avons aussi utilisé l'électronique fournie

par la collaboration BABAR pour acheminer la tension et lire les signaux. *Alexandre* et *Flora* furent testés avec un mélange de 80% de He et de 20% de iC_4H_{10} (qui est le mélange utilisé dans la chambre à dérive). De plus, nous avons étudié le vieillissement de *Flora* avec un mélange de 76% de He, 19% de iC_4H_{10} et 5% de CF_4 .

Chacun des prototypes fut irradié et sa performance étudiée. Pour l'irradiation, nous avons utilisé un tube à rayons X avec cible de cuivre, et pour la prise de spectres, une source radioactive (^{55}Fe) collimatée. Pendant la durée des tests, les mesures prises incluaient:

- Le spectre de ^{55}Fe obtenu avec le prototype
- Le courant sur l'anode irradiée
- La pression extérieure
- La pression à l'intérieur du prototype (seulement pour une partie de l'expérience avec *Flora*)
- La température et l'humidité ambiantes

De plus, à la fin de la période d'irradiation avec le mélange 80% He + 20% iC_4H_{10} , nous avons enlevé les fils de chaque prototype pour les examiner avec un microscope à électrons.

À la fin de l'expérience avec *Alexandre*, l'examen des fils a révélé une forte présence de silicium sur les fils. Nous nous sommes rendu compte que le prototype avait été contaminé par quelques gouttes d'une graisse à vide utilisée dans quelques joints. Évidemment, cela faussait les résultats.

Pour cette raison, nous ne jugeons pas très utile de nous attarder sur cette partie de l'expérience et nous allons plutôt décrire en détail les tests effectués avec *Flora*. Lors de la construction de ce prototype, nous avons éliminé les sources de contamination dans la mesure du possible. Nous n'avons pas utilisé de graisse à vide dans le nouveau montage et nous avons évité tout contact du gaz qui entre dans la chambre avec des plastiques.

Un autre grand problème que nous avons connu, durant l'expérience avec *Alexandre* et au début de celle avec *Flora*, fut la variation de la pression intérieure du prototype, que nous ne pouvions pas mesurer directement. Cela a induit des variations incontrôlables du gain, que nous avons tenté d'étalonner. Ce fut un étalonnage indirect, basé sur l'hypothèse que la pression intérieure de la chambre varie proportionnellement à la pression extérieure. Cet étalonnage semblait adéquat pour de petites variations de pression extérieure (de l'ordre de 10 mbar), mais pour de grandes variations, nous étions obligés de varier l'ouverture de la valve à la sortie du prototype afin de maintenir le débit du gaz constant, ce qui introduisait évidemment des variations de pression intérieure supplémentaires. Toutefois, après une première expérience avec *Flora*, nous avons pu installer sur le prototype un baromètre, de manière à pouvoir mesurer sa pression intérieure. Nous avons alors pu refaire les tests et comparer nos résultats avec les résultats précédents.

2.2 Montage utilisé pour *Flora*

2.2.1 La conception de *Flora*

Le prototype *Flora* reproduit 4 rangées, sur une largeur de 4 cellules, de la chambre à dérive BABAR. La longueur des fils est de 50 cm. On peut voir la section que nous avons reproduite sur la figure 2.1. Elle correspond à la partie couverte par une plaquette électronique.

Les fils représentés par les grands cercles sont tous des fils sensibles (diamètre de 20 μm et tension de 2020 V). Les fils représentés par les petits cercles sont les fils de champ (diamètre de 120 μm et 0 V) à l'exception des:

→ fils numéro 78 à 85: diamètre de 80 μm et 910 V

→ fils numéro 1, 3, 4, 6, 7, 9, 10 et 12: diamètre de 80 μm et 350 V

Notre montage de lecture ne nous permettait que de lire un fil à la fois. Nous avons

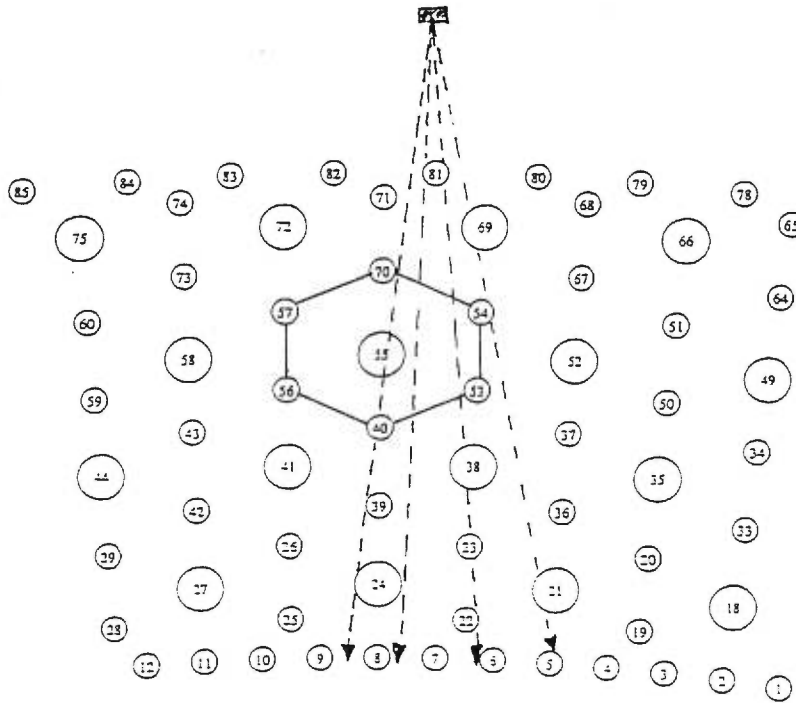


Figure 2.1: La géométrie des fils du prototype *Flora* et la source de ^{55}Fe . La cellule étudiée est indiquée (échelle: 1cm \rightarrow 7mm).

donc dû choisir le fil qui sera étudié pendant les tests de vieillissement, et ce choix se porta sur le **fil numéro 55** (il fallait une cellule complètement entourée d'autres cellules pour assurer le maximum d'uniformité du champ électrique).

Pour installer les fils, nous avons utilisé les colles et les passages de BABAR. La structure de support est en acier inoxydable. Elle consiste en deux plaques circulaires reliées par 4 poteaux, entre lesquelles nous avons tendu les fils. Le tout est recouvert d'un cylindre hermétique, fixé sur une des plaques de manière à maximiser l'étanchéité du tout. Le prototype est illustré sur la figure 2.2.

Sur le côté du cylindre, à peu près à la mi-longueur, nous avons fait une ouverture sur laquelle nous avons installé le tube à rayons X, ainsi qu'un collimateur en aluminium, qui sert à limiter l'irradiation à 1 cm sur la longueur du fil étudié. Le

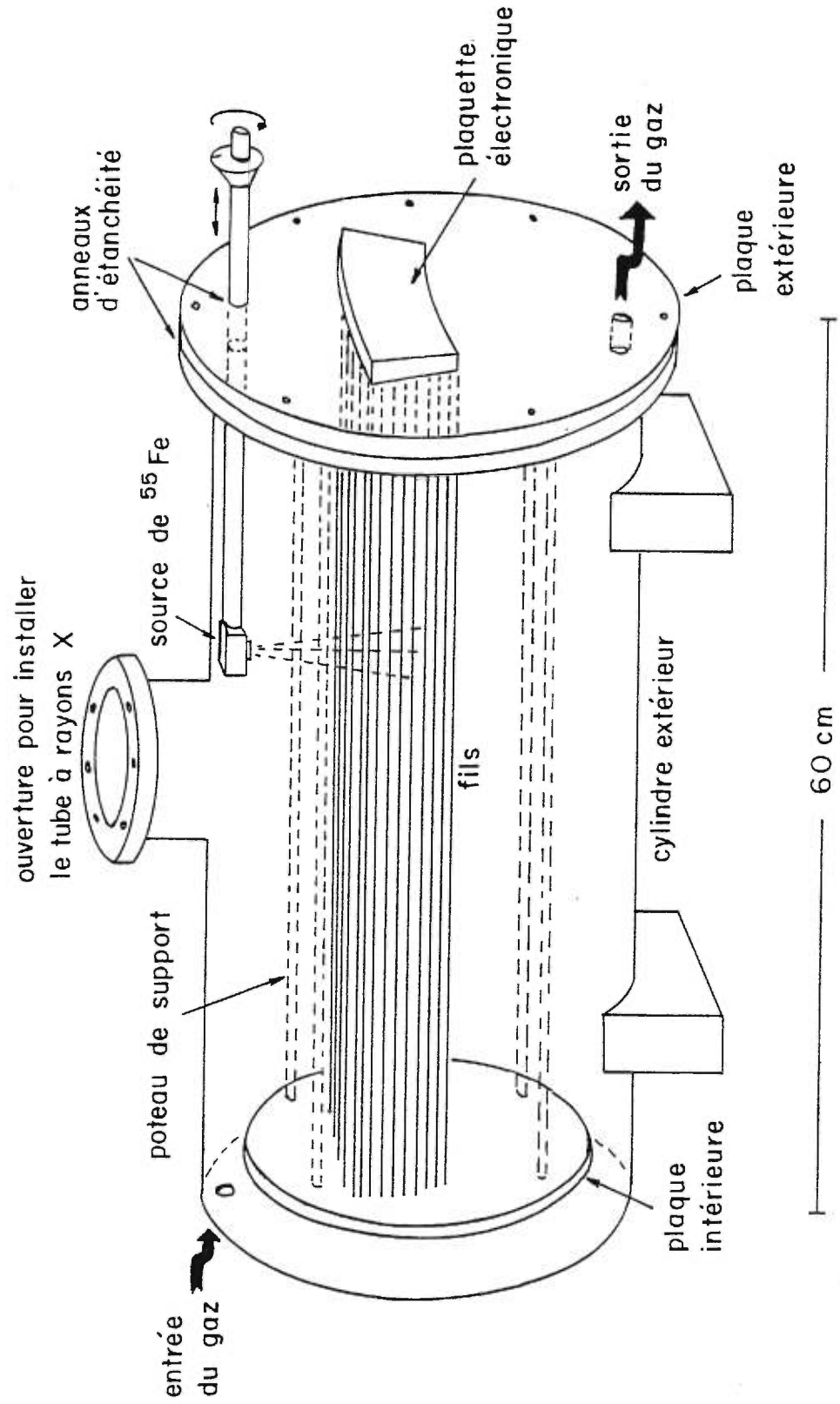


Figure 2.2: Le prototype *Flora*

tout s'emboîte avec des anneaux d'étanchéité en caoutchouc.

La source radioactive de ^{55}Fe , déposée sur un morceau de plexiglas, est installée à l'intérieur du cylindre. Elle est montée sur un tuyau rétractable et parallèle aux fils, qui permet de varier sa position de manière à pouvoir prendre un spectre à la position irradiée, ou ailleurs sur le fil. Un collimateur en aluminium restreint son rayonnement à 1cm sur le fil étudié, comme pour le tube à rayons X. De plus, le morceau de plexiglas est blindé avec une feuille d'aluminium et il suffit de tourner le tuyau de 180° autour de son axe pour éviter d'irradier inutilement les fils. Une description détaillée des sources de rayonnement se trouve dans la section suivante.

2.2.2 Les sources de rayons X

→ Une très bonne révision des processus relatifs aux sources habituelles de rayons X peut être trouvée dans la référence [18].

La source de ^{55}Fe était initialement une solution de chlorure de fer dont l'activité était de 14 mCi le 20/06/97. Une telle source émet trois rayonnements caractéristiques de la couche K, aux énergies suivantes:

énergie (keV)	intensité relative
5.888	~ 3
5.899	~ 6
6.490	~ 1

Pour installer la solution à l'intérieur du prototype, nous l'avons d'abord appliquée sur une surface circulaire de quelques mm de diamètre située dans un morceau de plexiglas. Ensuite, nous avons chauffé le morceau, de manière à évaporer la partie liquide (HCl) de la substance, ne laissant qu'un dépôt de fer radioactif. La source ainsi obtenue fut collimatée et blindée tel qu'illustré sur la figure 2.3.

Le tube à rayons X que nous avons utilisé pour l'irradiation des fils est le modèle **XTF 3020 S/N 6842** de Oxford Instruments Ltd, acheté en 1993. Il s'agit d'un

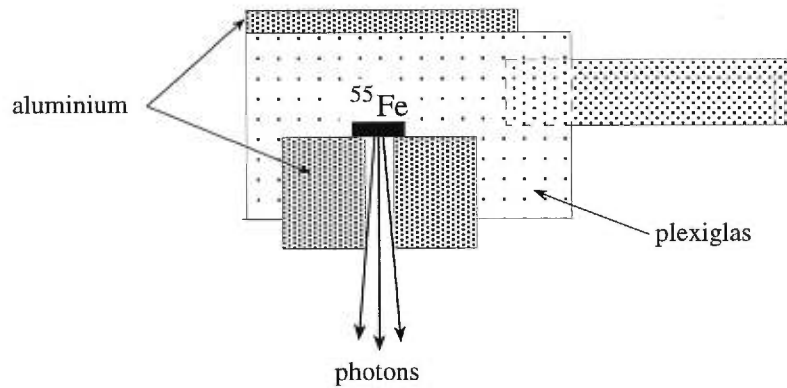


Figure 2.3: La source de ^{55}Fe (échelle: 1cm \rightarrow 5mm)

tube dont l'intérieur est sous vide, qui contient une anode et une cathode. La cathode est un filament en tungstène dans lequel on fait passer un courant d'intensité variable. En chauffant sous l'action du courant, ce filament émet des électrons qui se dirigent vers l'anode. Le courant qui correspond à ces électrons est réglable et peut atteindre un maximum de 2 mA. La différence de potentiel entre l'anode et la cathode est réglable aussi (maximum 30kV pour notre modèle) et elle détermine la quantité d'énergie que les électrons vont gagner sur leur trajectoire. L'anode est une cible de cuivre qui stoppe les électrons sur une distance de l'ordre de 1 μm . En ralentissant, ceux-ci émettent des photons par le phénomène de *bremsstrahlung* (rayonnement de freinage). De plus, l'interaction des électrons avec les atomes de cuivre peut exciter suffisamment ceux-ci pour provoquer l'émission de rayons X caractéristiques.

Le spectre de l'énergie émise par les rayons X est une combinaison du rayonnement caractéristique et d'émission continue. Dans le cas du cuivre, le rayonnement caractéristique est constitué de deux émissions de la couche K, dont les énergies sont 8 et 8.9 keV, et le rapport approximatif d'intensités, 8/1. Au cours de l'expérience, nous avons maintenu la tension entre l'anode et la cathode en bas de 8kV. Cela implique que les électrons du faisceau n'avaient pas assez d'énergie pour provoquer l'émission des rayons caractéristiques.

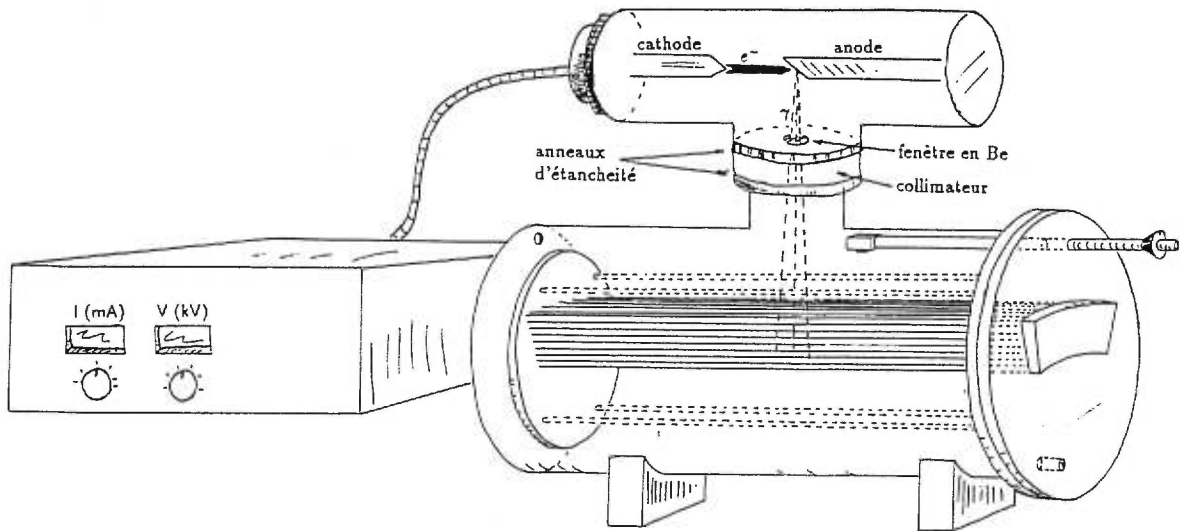


Figure 2.4: Le tube à rayons X installé sur *Flora*

Quant au rayonnement continu, même si la forme et l'intensité du spectre obtenu dépendent de la tension entre l'anode et la cathode, les tensions en bas de 8kV sont suffisantes pour produire le taux d'irradiation dont nous avons besoin. L'énergie totale émise, par électron, peut être approximée par (théorie semi-classique de Kramer, réf. [18]):

$$E_{tot}(e^-) = 1.1 \times 10^{-3} \text{ MeV}^{-1} Z E_k^2 \quad (2.1)$$

où E_k représente l'énergie cinétique de l'électron en MeV et Z , le nombre atomique de la cible (29 pour le cuivre). Bien que cette formule soit valable surtout pour les énergies de 10keV et plus, nous verrons dans la section 3.1.1 que le résultat obtenu demeure du même ordre de grandeur que la valeur expérimentale. Pour exprimer le rayonnement du tube à rayons X en termes de flux exprimé en keV/s, il faut multiplier la formule (2.1) par le courant du faisceau d'électrons (exprimé en électrons par seconde). En se rappelant que la charge d'un électron est de $\sim 1.602 \times 10^{-19}$ C, on obtient la formule suivante pour le flux total I_{tot} en keV/s:

$$I_{tot} \sim 2 \times 10^{11} E_k^2 I \quad (2.2)$$

où E_k est donné en keV (valeur égale à la tension, en kV, entre l'anode et la cathode) et I est le courant du faisceau d'électrons en mA. Par exemple, si la tension à l'intérieur du tube est de 5kV et le courant, de 0.022mA, nous avons:

$$\begin{aligned} I_{tot} &\sim 2 \times 10^{11} \times 5^2 \times 0.022 \text{ keV/s} \\ &\sim 1.1 \times 10^{11} \text{ keV/s} \end{aligned}$$

La distribution statistique de cette énergie entre les photons est caractérisée par le fait (réf. [18]) que la valeur la plus probable se situe à environ 2/3 de l'énergie maximale transmise, dans notre cas environ 3keV. Pour obtenir une estimation de l'intensité totale (en photons/s) correspondante au flux calculé, il suffit de diviser le flux par cette valeur.

Une autre donnée importante est le pourcentage de l'énergie qui sera émise sous forme de rayons X quand les électrons frapperont la cible. Ce pourcentage est donné par (réf. [18]):

$$\text{Efficacité} = 1.1 \times 10^{-6} ZV \% \quad (2.3)$$

où V est la tension entre l'anode et la cathode en V. Le reste de l'énergie étant perdu surtout sous forme de chaleur, il est très important de s'assurer que le tube à rayons X ne s'échauffe pas trop durant l'expérience.

2.2.3 Le système de gaz

Tel qu'illustré sur la figure 2.5, *Flora* se trouve dans une hotte à légère sous-pression. Le débit du gaz qui est aspiré est réglé à l'aide de vannes installées sur les tuyaux tout au long du parcours, ainsi qu'avec les vannes incluses dans les débimètres à l'entrée et à la sortie du prototype. Nous avons réglé le débit du gaz à **6.5 cm³/min**, ce qui correspond à un échange de volume par jour. Le volume total de *Flora* est de **9.36 L**.

Avant chaque nouvelle période de tests, nous avons testé l'étanchéité du montage en fermant les vannes et en observant la baisse de la pression à la sortie de la bouteille. Les fuites étaient de l'ordre de 0.05 cm³/min. Pour s'assurer que l'air n'entre pas

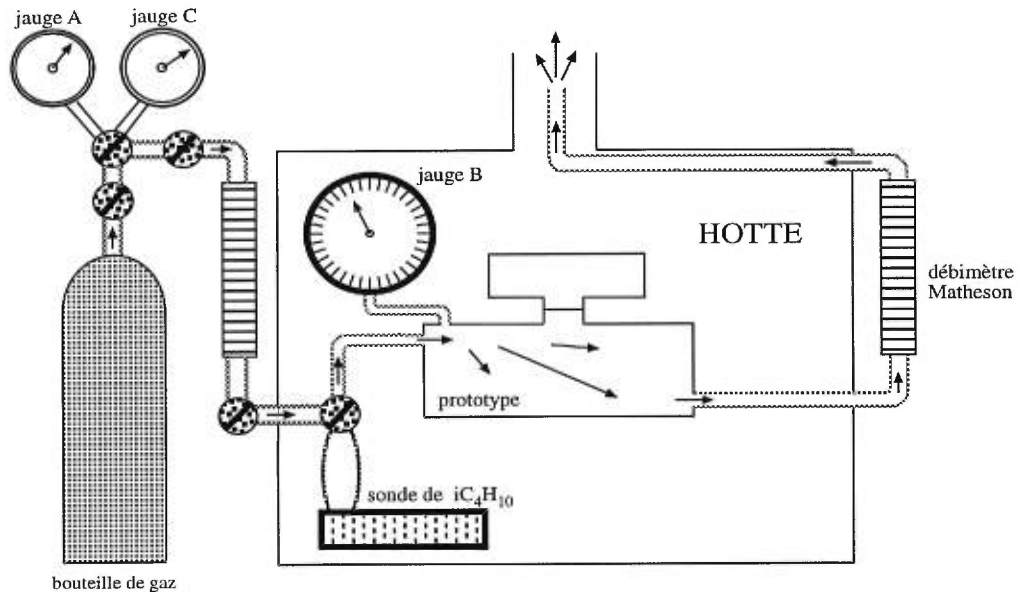


Figure 2.5: Le système de gaz **B** de *Flora*

à l'intérieur du prototype, nous avons toujours maintenu le débit à l'entrée égal ou supérieur au débit à la sortie.

De ce fait, la pression intérieure de *Flora* était légèrement supérieure à la pression atmosphérique, ce qui est aussi le cas de la chambre à dérive BABAR. Durant une première partie des tests (He-1; voir la section 3.3), la jaugé B n'était pas encore installée: nous parlerons dans ce cas du système de gaz **A**. Le système complet, qui permet une mesure directe de la pression intérieure du prototype, sera appelé le système **B**. Au cours de l'expérience, nous avons observé que le gain du prototype varie beaucoup selon la pression intérieure, ce qui remet en question la validité des résultats obtenus quand cette pression n'était pas connue avec certitude. Les sections 3.1.4 et 3.2.1 décrivent en détail la méthode utilisée pour obtenir malgré tout des mesures significatives. Après l'installation de la jaugé B, nous avons maintenu à l'intérieur du prototype une pression constante de **103 kPa**.

Mentionnons aussi que, comme l'isobutane est un gaz inflammable, nous avons

installé à l'intérieur de la hotte une sonde VA-201T-Q2 de OSE Technologies Inc. pour détecter une éventuelle concentration dangereuse de ce gaz (à partir de 1.8% du volume dans l'air). Nous n'avons jamais connu ce genre de problèmes.

Pour détecter une éventuelle contamination du gaz dans le prototype, nous avons aussi installé une sonde à oxygène à la sortie du gaz. Malheureusement, cette sonde ne fonctionnait pas très bien et les tentatives de la compagnie qui nous l'a vendue pour la réparer se sont avérées sans succès. À la fin, la sonde indiquait 0% de O₂ à l'air libre! Peu après, la compagnie a fait faillite. Toutefois, nous pouvons poser une limite supérieure à la quantité d'oxygène que *Flora* pouvait contenir.

En effet, comme la pression à l'intérieur du prototype était supérieure à la pression environnante, la seule cause possible d'une éventuelle contamination était le mélange entre l'air et le gaz du prototype lors des fuites de ce gaz. Nous nous rappelons que ces fuites étaient $\sim 0.05 \text{ cm}^3/\text{min}$. Supposons maintenant la pire (et peu probable) alternative: chaque $0.05 \text{ cm}^3/\text{min}$ de gaz qui s'échappe correspond à $0.05 \text{ cm}^3/\text{min}$ d'air qui entre. Le volume du prototype étant de 9.36 L et la fraction d'oxygène dans l'air, d'environ 20%, la concentration en oxygène dans le prototype augmente alors d'au plus 1 ppm par minute. Cependant, cette augmentation sera freinée par le débit de $6.5 \text{ cm}^3/\text{min}$ qui renouvelle le gaz de *Flora*. Ce débit ne représente qu'une fraction de $1/1.4 \times 10^3$ du volume du prototype. Sa contribution à diminuer la concentration en O₂ dans le prototype peut être jugée négligeable jusqu'au moment où cette concentration devienne suffisante pour que la quantité d'oxygène qui sort du prototype soit équivalente à celle qui entre par l'intermédiaire des fuites ($0.01 \text{ cm}^3/\text{min}$). C'est à ce moment que la quantité d'oxygène présente dans le prototype se stabilise. Le débit du gaz étant de $6.5 \text{ cm}^3/\text{min}$, nous aurons $0.01 \text{ cm}^3/\text{min}$ d'oxygène qui sort quand la concentration de celui-ci atteindra 0.15%. Cela correspond donc à une limite supérieure de la quantité d'oxygène que nous pourrions avoir dans la chambre.

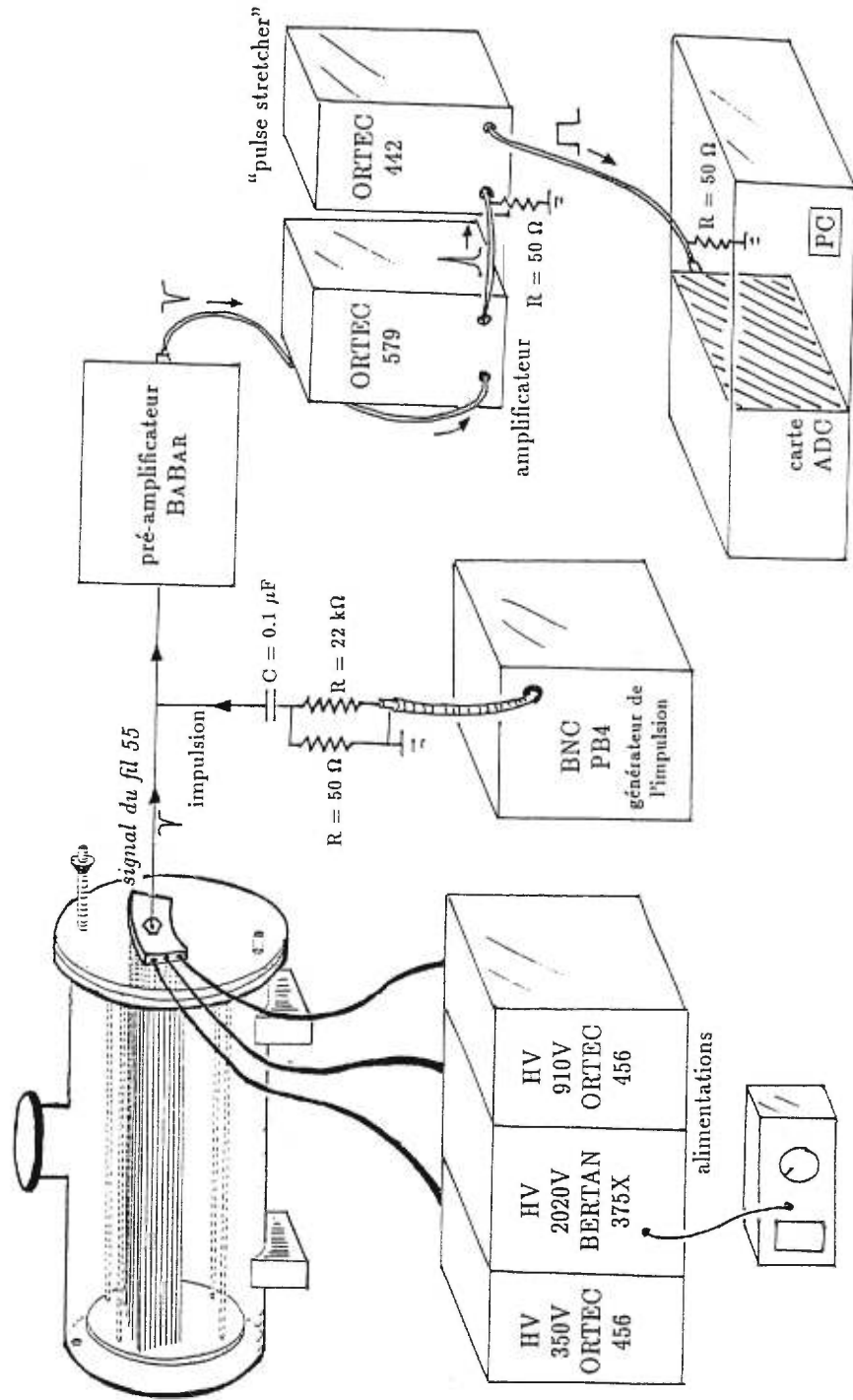


Figure 2.6: Acheminement de la tension et la lecture du signal d

2.2.4 Lecture du signal et acheminement de la tension

Nous pouvons voir sur la figure 2.6 que le signal, qui dure $1 \mu\text{s}$ après sa sortie du pré-amplificateur BABAR, est élargi à $2 \mu\text{s}$ lors de son passage dans le module 442 de ORTEC (“pulse stretcher”). De plus, il sort sous forme carrée, la seule information retenue étant sa hauteur relative. Cette modification était nécessaire pour rendre le signal lisible par la carte ADC. Ensuite, celle-ci enregistre les données sous forme de spectres qui comptabilisent le nombre de coups pour chaque hauteur donnée, associée à un canal particulier.

Pour vérifier la stabilité du niveau DC de notre montage d’une prise de données à l’autre, ainsi que la perte en résolution due au bruit électronique, nous nous sommes servi d’une impulsion stable, injectée juste avant l’entrée du pré-amplificateur. Avant d’être injectée, l’impulsion subit une importante réduction en passant par une résistance de $22 \text{ k}\Omega$ afin d’avoir une hauteur acceptable pour le pré-amplificateur. Comme le générateur d’impulsion avait un niveau CC qui causait des problèmes au pré-amplificateur, nous avons utilisé un condensateur de $0.1 \mu\text{F}$ pour l’éliminer. Nous avons pu nous assurer de la linéarité de la réponse de notre montage pour différentes hauteurs de l’impulsion. La perte en résolution observée fut de **3%** (elle correspond à la largeur à la mi-hauteur du spectre obtenu avec l’impulsion).

Tel que le montre la figure 2.6, les différentes tensions sont acheminées sur les anodes par l’intermédiaire de deux alimentations ORTEC 456 et une alimentation BERTAN 375X. Cette dernière nous permet aussi de mesurer le courant sur les anodes. Elle possède une sortie destinée à cet effet et à laquelle nous avons branché un multimètre. Le courant ainsi mesuré est la somme des courants présents sur *toutes* les anodes.

2.3 Méthodologie

2.3.1 Déroulement de l'expérience

Le tableau qui suit résume les grandes lignes de notre expérience afin de mettre dans leur contexte les résultats présentés dans le chapitre 3. Pour faciliter leur lecture, nous avons divisé l'expérience en 4 parties, selon la chronologie des tests et le mélange de gaz utilisé. Ainsi, les premiers tests avec le mélange de 80% de He et 20% de iC_4H_{10} sont appelés **He-1** et les seconds, **He-2**. De la même manière, les deux tests effectués avec le mélange de 76% de He, 19% de iC_4H_{10} et 5% de CF_4 sont appelés **CF-1** et **CF-2**. Les tests **He-1** et **He-2** comprenaient une période d'irradiation d'environ 10 jours par le tube à rayons X. La période d'irradiation des tests **CF-1** et **CF-2** fut beaucoup plus courte car, comme nous le verrons dans le chapitre 3, des dommages graves furent observés beaucoup plus tôt. Au cours de chaque irradiation, nous avons périodiquement arrêté la source à rayons X pour prendre des spectres de ^{55}Fe et nous avons mesuré le courant sur les anodes (voir le chapitre 3).

On rappelle que le système de gaz **A** n'inclut pas la jauge pour mesurer la pression intérieure du prototype, contrairement au système **B** (voir la section 2.2.3).

DATES	ÉVÉNEMENTS
Première partie: tests He-1 gaz utilisé: 80% de He et 20% de iC_4H_{10}	
Juin 1997	<ul style="list-style-type: none"> • Construction du prototype <i>Flora</i> • Construction de la source de ^{55}Fe

Juillet 1997	<ul style="list-style-type: none">● Installation des fils et vérification de leur masse (au sens électrique)● Nettoyage du prototype à l'acétone● Installation du tube à rayons X sur le prototype● Construction et mise en place du montage électronique● Tests d'étanchéité du prototype
Août 1997	<ul style="list-style-type: none">● Branchement de <i>Flora</i> sur le système de gaz A● Installation du PC et de la carte ADC qui vont lire et mémoriser les données
Septembre 1997	<ul style="list-style-type: none">● Tests de l'efficacité de l'ensemble du montage électronique et ajustements pour une lecture optimale● Étude du gain vs la tension sur les fils● Essai du tube à rayons X et détermination de l'intensité d'irradiation pour les tests
Octobre 1997	<ul style="list-style-type: none">● Première période d'irradiation de <i>Flora</i>

Novembre 1997	<ul style="list-style-type: none"> ● Examen sous microscope des fils qui ont subi l'irradiation ● Changement des fils: on ne garde que la cellule numéro 55, entourée de 6 fils sensibles ● Vérification de la performance du prototype avec cette nouvelle configuration des fils et comparaison avec les résultats précédents
Décembre 1997	<ul style="list-style-type: none"> ● Installation du système de gaz B
Janvier 1998	<ul style="list-style-type: none"> ● Tests d'écoulement du gaz et de stabilité de pression intérieure du prototype
<p>Deuxième partie: tests CF-1 gaz utilisé: 76% de He, 19% de iC_4H_{10} et 5% de CF_4</p>	
Février 1998	<ul style="list-style-type: none"> ● Tests de la performance du prototype avec le nouveau mélange de gaz ● Deuxième période d'irradiation

Troisième partie: tests He-2 gaz utilisé: 80% de He et 20% de iC_4H_{10}	
Mars 1998	<ul style="list-style-type: none"> ● Changement des fils
Avril 1998	<ul style="list-style-type: none"> ● Troisième période d'irradiation
Quatrième partie: tests CF-2 gaz utilisé: 76% de He, 19% de iC_4H_{10} et 5% de CF_4	
Mai 1998	<ul style="list-style-type: none"> ● Changement des fils ● Quatrième période d'irradiation

2.3.2 Calcul de la charge accumulée

Nous avons déjà mentionné que les résultats des tests de vieillissement d'une chambre à dérive sont habituellement exprimés en fonction de la charge accumulée sur les anodes irradiées, i.e. le nombre d'électrons que chaque anode reçoit durant l'irradiation. Normalement, ces électrons proviennent des avalanches produites par les rayons X, et la charge accumulée est directement proportionnelle à l'irradiation reçue. C'est ainsi qu'on peut mettre en parallèle les tests de vieillissement avec la vie "réelle" d'une chambre à dérive, dont on peut évaluer l'irradiation par des simulations.

Nous avons aussi déjà décrit l'effet Malter (voir la section 1.3.2). Cet effet, causé par le vieillissement, se traduit par de nombreuses décharges auto-induites entre les

anodes et les cathodes. Ces décharges aggravent encore plus le vieillissement de la chambre en participant activement à l'accumulation des dépôts sur les fils, et tout le processus peut devenir vite un cercle vicieux.

Les électrons déposés sur l'anode par l'effet Malter s'ajoutent alors aux électrons déposés après l'ionisation du gaz par les rayons X, et la charge accumulée n'est plus nécessairement proportionnelle à l'irradiation reçue. Comme nous allons le voir, c'était le cas dans notre expérience. Pour tenir compte de cet effet, nous avons choisi d'utiliser deux paramètres dans la présentation de nos résultats:

Q → désigne la charge totale accumulée sur l'anode étudiée
(fil 55) en C/cm

X → désigne l'irradiation reçue par une cellule en keV

Pour évaluer **Q**, nous nous sommes servis du courant mesuré sur toutes les anodes par l'intermédiaire de l'alimentation BERTAN 375X. Le rayonnement qui provient du tube à rayons X est collimaté de manière à ne couvrir qu'un centimètre de la longueur du fil mais, sur la *largeur* (perpendiculairement aux fils), le collimateur est suffisamment ouvert pour que tous les fils soient irradiés. Nous avons mesuré le courant sur tous les fils pendant l'irradiation et en absence de celle-ci (courant dû à la tension sur les fils). Après avoir soustrait la dernière valeur de la première, nous avons divisé le résultat par le nombre des anodes pour obtenir le taux d'accumulation de charge sur un fil. Nous avons ensuite intégré cette valeur sur le temps qu'a duré l'irradiation pour obtenir la charge accumulée **Q**.

On pourrait se demander si la valeur ainsi obtenue est juste, compte tenu des variations de l'intensité de l'irradiation d'un fil à l'autre. En effet, le rayonnement émis par le tube à rayons X n'est pas uniforme dans l'espace: il varie selon deux variables (voir réf. [18]):

R → la distance parcourue par les photons à partir du point d'impact des électrons sur la cible dans le tube

θ → l'angle mesuré à partir de l'axe parallèle à la vitesse des électrons

La variation de l'intensité locale, I_{loc} , est donnée par:

$$I_{loc} \propto I_{tot} \times \frac{3 \sin^2 \theta}{8\pi R^2} \quad (2.4)$$

où I_{tot} est donnée par l'équation (2.2). Notre tube à rayons X est installé sur le prototype de manière à ce que le faisceau des électrons soit parallèle aux fils, qui sont *tous* irradiés par les rayons X dans sous un angle $\theta = (90 \pm 2)^\circ$ par rapport au faisceau des électrons. La variation de l'intensité d'irradiation induite par la variable θ est donc la même pour tous les fils.

Ceci n'est pas le cas de R. Pour le fil 55, $R = 13$ cm et, selon le fil, peut varier entre 15.3 et 11.6 cm. La variation de l'intensité d'irradiation entre les fils atteint alors $\pm 25\%$. Toutefois, si on tient compte de ces variations dans le calcul de la charge accumulée sur le fil 55 à partir du courant mesuré sur toutes les anodes, le résultat est très proche de la valeur obtenue en assumant que tous les fils sont également irradiés (celle-ci excède le résultat de 4%).

Contrairement à l'évaluation de **Q**, qui est expérimentale avant tout, notre **évaluation de X** sera plutôt une approximation semi-empirique. Nous allons utiliser la formule (2.2):

$$I_{tot} \sim 2 \times 10^{11} E_k^2 I \quad (2.5)$$

qui nous donne l'intensité totale du tube à rayons X en keV/s. Pour calculer le nombre des paires électron-ion créées dans une cellule, nous devons tenir compte aussi de:

- 1) l'étalement de ce rayonnement en fonction de R , tel que donné dans la formule (2.4)
- 2) l'absorption d'une partie du rayonnement par la fenêtre de béryllium qui fait partie du tube à rayons X
- 3) la fraction du rayonnement qui sera absorbée lors de son passage par la cellule

Comme les deux derniers paramètres sont des fonctions de l'énergie des photons, nous devons tenir compte du spectre de l'énergie émise dans le rayonnement de freinage. En une bonne approximation, le plus grand nombre de photons est émis aux énergies les plus basses, et la fréquence d'émission décroît proportionnellement à l'inverse de l'énergie. Théoriquement, l'intensité associée à une certaine fréquence ν est donnée par (réf. [18]):

$$I(\nu) = K(\nu_{max} - \nu) \quad (2.6)$$

où K est une constante et ν_{max} est la fréquence associée à l'énergie maximale que les photons peuvent avoir (et qui correspond à l'énergie cinétique des électrons). On peut intégrer cette formule entre 0 et ν_{max} pour obtenir l'intensité totale de la source (c'est ainsi qu'on obtient la formule (2.1)), ou s'en servir pour calculer l'énergie émise par seconde dans un intervalle donné, disons entre ν_1 et ν_2 . En faisant l'intégration et en se servant du fait que l'énergie $E_{1,2} = h\nu_{1,2}$, on obtient facilement la fraction F de l'intensité totale émise dans l'intervalle d'énergie entre E_1 et E_2 :

$$F = \frac{2E_{max}(E_2 - E_1) - E_2^2 + E_1^2}{E_{max}^2} \quad (2.7)$$

Nous avons pu obtenir, pour des intervalles d'énergie différents, la fraction de l'intensité totale absorbée par la fenêtre de béryllium, ainsi que la fraction absorbée

ensuite dans la cellule, grâce à l'information contenue sur le site WWW du Centre des rayons X du Laboratoire National de Berkeley (réf. [28]). Sur ce site, il est possible d'obtenir les coefficients d'absorption des rayons X dont les énergies se situent entre 10 eV et 30 keV pour n'importe quel composé solide ou gazeux.

Le programme utilisé se sert d'une compilation de valeurs expérimentales disponibles (ainsi que de prédictions théoriques là où l'expérience fait défaut) et de renseignements donnés par l'utilisateur sur la formule chimique du composé, la longueur de la trajectoire parcourue et la densité (la pression et la température pour le gaz). Par exemple, le tableau qui suit illustre les conditions pour les tests He-2:

	fenêtre de béryllium	gaz
composition	Be	80% He + 20% iC ₄ H ₁₀
caractéristiques	densité: 1.85 g/cm ³	T = 22°C, P = 1030 mbar
distance parcourue par les rayons X	125 μm (épaisseur de la fenêtre)	1 cm (distance moyenne parcourue dans une cellule)

Le tableau qui suit résume les résultats obtenus, où:

F est tel que défini dans la formule (2.7)

F_{Be} est la fraction approximative de rayons X qui traversent la fenêtre de béryllium dans un intervalle d'énergie donné

F_{gaz} est la fraction moyenne de rayons X qui est absorbée sur 1 cm du gaz dans cet intervalle d'énergie

Abs est la fraction du rayonnement absorbée par la cellule, en tenant compte des paramètres précédents: $Abs = F \times F_{Be} \times F_{gaz}$

Si la tension du tube à rayons X est réglée à 5 kV ($E_{max} = 5$ keV), nous avons, pour le mélange de gaz sans CF_4 :

intervalle d'énergie	F	F_{Be}	F_{gaz}	Abs
0.0 keV à 1.7 keV	0.56	~ 0	0.59	—
1.7 keV à 1.9 keV	0.05	0.1	0.15	0.00075
1.9 keV à 2.1 keV	0.05	0.2	0.11	0.00110
2.1 keV à 2.4 keV	0.07	0.3	0.08	0.00168
2.4 keV à 2.5 keV	0.02	0.4	0.06	0.00048
2.5 keV à 2.8 keV	0.06	0.5	0.05	0.00150
2.8 keV à 3.1 keV	0.05	0.6	0.04	0.00120
3.1 keV à 3.5 keV	0.05	0.7	0.03	0.00105
3.5 keV à 4.2 keV	0.06	0.8	0.02	0.00096
4.2 keV à 5.0 keV	0.03	0.9	0.01	0.00027

Avec l'ajout du CF_4 , on obtient:

intervalle d'énergie	F	F_{Be}	F_{gaz}	Abs
0.0 keV à 1.7 keV	0.56	~ 0	0.59	—
1.7 keV à 1.9 keV	0.05	0.1	0.35	0.0018
1.9 keV à 2.1 keV	0.05	0.2	0.20	0.0020
2.1 keV à 2.4 keV	0.07	0.3	0.20	0.0042
2.4 keV à 2.5 keV	0.02	0.4	0.14	0.0011
2.5 keV à 2.8 keV	0.06	0.5	0.11	0.0033
2.8 keV à 3.1 keV	0.05	0.6	0.08	0.0024
3.1 keV à 3.5 keV	0.05	0.7	0.05	0.0018
3.5 keV à 4.2 keV	0.06	0.8	0.04	0.0019
4.2 keV à 5.0 keV	0.03	0.9	0.02	0.0005

Si la tension du tube à rayons X est réglée à 11.5 kV ($E_{max} = 11.5$ keV), avec le mélange de gaz sans ajout de CF_4 , nous avons:

intervalle d'énergie	F	F_{Be}	F_{gaz}	Abs
0.0 keV à 1.7 keV	0.29	~ 0	0.59	—
1.7 keV à 1.9 keV	0.03	0.10	0.150	0.0003
1.9 keV à 2.1 keV	0.03	0.20	0.110	0.0005
2.1 keV à 2.4 keV	0.04	0.30	0.080	0.0010
2.4 keV à 2.5 keV	0.01	0.40	0.060	0.0002
2.5 keV à 2.8 keV	0.04	0.50	0.050	0.0010
2.8 keV à 3.1 keV	0.04	0.60	0.040	0.0010
3.1 keV à 3.5 keV	0.05	0.70	0.030	0.0010
3.5 keV à 4.2 keV	0.08	0.80	0.020	0.0010
4.2 keV à 5.0 keV	0.08	0.90	0.010	0.0007
5.0 keV à 5.9 keV	0.08	0.90	0.010	0.0007
5.9 keV à 6.3 keV	0.03	0.95	0.005	0.0001
6.3 keV à 6.8 keV	0.04	0.96	0.004	0.0001
6.8 keV à 7.6 keV	0.05	0.97	0.003	0.0001
7.6 keV à 8.8 keV	0.06	0.98	0.002	0.0001
8.8 keV à 11 keV	0.04	0.99	0.001	0.00004

À titre d'exemple, en compilant les résultats du premier tableau, nous arrivons à l'estimation que l'intensité du rayonnement, avec la source à rayons X réglée à 5 kV, n'est plus que 2% de l'intensité totale après que les photons aient traversé la fenêtre de béryllium! Ainsi, pour $Z=29$, $I=0.022$ mA et $E_k=5$ keV, nous avons par (2.2):

$$I_{tot} = 1.1 \times 10^{11} \text{ keV/s}, \quad (2.8)$$

ce qui donne $1.1 \times 10^{11} \times 0.02 = 2.2 \times 10^9$ keV/s à la sortie de la fenêtre en Be. Ensuite, l'intensité du rayonnement diminue avec la distance parcourue, et à $R=13$

cm (et $\theta = 90^\circ$), nous obtenons par (2.4):

$$I_{loc} = \frac{3 \times 2.2 \times 10^9}{8\pi 13^2} = 1.55 \times 10^6 \frac{\text{keV}}{\text{s cm}^2} \quad (2.9)$$

Le rayonnement recouvre environ 2 cm^2 dans notre cellule, ce qui donne une irradiation de $3.1 \times 10^6 \text{ keV/s}$.

Pour obtenir \mathbf{X} , l'énergie absorbée dans la cellule, nous devons additionner les différentes fractions d'absorption \mathbf{Abs} qui se trouvent dans le tableau ci-haut. Le résultat est de 0.00889, ce qui représente la fraction de l'énergie totale émise par la source qui est absorbée dans la cellule (sans tenir compte de l'étalement dû à la distance). En multipliant cette valeur par $I_{tot} = 1.1 \times 10^{11} \text{ keV/s}$, ainsi que par $3/8\pi 13^2 \text{ cm}^{-2}$ et par 2 cm^2 , on obtient:

$$\mathbf{X} \approx 1.1 \times 10^{11} \text{ keV/s} \times 0.00889 \times \frac{3}{8\pi 13^2 \text{ cm}^2} \times 2 \text{ cm}^2 \approx 1.4 \times 10^6 \text{ keV/s}$$

On prévoit que, dans les conditions particulières de la chambre à dérive BABAR, il faut 35 eV pour créer une paire électron-ion et que le gain dans la cellule devrait être de 10^5 (réf. [27]). En sachant que la charge d'un électron égale à environ $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$, on peut estimer que le courant observé sur l'anode sera donné par:

$$\text{courant (A)} \approx \frac{\mathbf{X} (\text{eV/s}) \times 10^5}{35 \text{ eV} \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}} \approx 0.64 \mu\text{A}$$

Ce résultat est valable surtout pour les tests He-2 (où la pression du prototype est contrôlée), avant l'apparition des effets de vieillissement (où nous observons des courants auto-induits).

Cependant, la valeur du courant que nous venons d'obtenir ne peut refléter la réalité que si les rayons X ne saturent pas la cellule, i.e. si la fréquence des événements est suffisamment petite pour que les ions produits au cours d'un événement aient le temps de se rendre jusqu'à la cathode avant qu'un autre événement n'arrive.

Dans le cas contraire, nous avons une accumulation de charge positive dans la cellule (on rappelle que les électrons dérivent beaucoup plus vite que les ions) qui déforme le champ électrique et réduit le gain. Le courant sur l'anode observé devrait être alors inférieur à celui qui était prévu.

La vitesse que nous avons évaluée pour les ions dans la section 1.1.5 est de 2.2×10^4 cm/s. La distance parcourue par les ions étant de l'ordre de 1 cm, cela porte notre limite de la saturation à 2.2×10^4 Hz. Or, l'énergie déposée dans la cellule, que nous venons de calculer pour les tests He-2, est de l'ordre de 1×10^6 keV/s. L'énergie moyenne des photons est d'environ 3 keV (si le tube à rayons X est réglé à 5 kV), ce qui nous donne une fréquence de 3×10^5 Hz. La limite de saturation est donc dépassée et nous devrions observer un courant plus petit que celui qui a été calculé. Comme nous allons le voir, c'est bien le cas.

CHAPITRE 3

Résultats

3.1 Comportement du prototype

3.1.1 Le courant sur l'anode

Le courant que nous avons observé sur les anodes en l'absence de tout rayonnement fut de $0.11 \mu\text{A}$. Ce courant ne variait pas selon le nombre de fils; il s'agit donc du bruit relatif au fonctionnement de notre montage.

Pour évaluer Q_{acc} , la charge accumulée sur un fil, nous avons soustrait $0.11 \mu\text{A}$ à la valeur du courant mesurée pendant l'irradiation et nous avons divisé le résultat par le nombre des anodes. Comme prévu (voir la section 2.3.2 pour cet effet de saturation), le courant ainsi obtenu est inférieur au courant calculé: au début des tests **He-1**, nous avons un courant de $0.07 \mu\text{A}$ par anode, comparativement à $0.64 \mu\text{A}$ qui avait été calculé.

Notre évaluation du courant sur l'anode 55 demeure approximative pour deux raisons. Premièrement, même si l'irradiation de tous les fils par le tube à rayons X est relativement uniforme (voir section 2.3.2), il est clair que le courant sur les anodes peut varier selon leur position relativement aux autres fils. Par exemple,

dans le cas où nous avons 16 anodes (voir la figure 2.1), les cellules 75, 44, 18 et 49, qui ne sont pas complètes, auront un champ électrique déformé par rapport aux autres cellules. Ces différences de champ électrique vont influencer le gain dans chaque cellule et conséquemment, le courant mesuré d'une cellule à l'autre. Cela peut expliquer la différence entre les courants mesurés au début des tests He-1 et He-2 dans des conditions similaires. Le mélange de gaz et l'intensité d'irradiation étaient identiques dans les deux cas (voir les sections 3.2.1 et 3.3.1 pour les détails) et pourtant le courant mesuré au début de l'irradiation était de $0.16 \mu\text{A}/\text{anode}$ pour les tests He-1, et de $0.07 \mu\text{A}/\text{anode}$ pour les tests He-2 (après la soustraction du bruit). Les seules différences relatives aux conditions de l'expérience furent le nombre des anodes utilisées (16 pour He-1 et 7 pour He-2) et le fait que la pression intérieure du prototype n'était pas contrôlée dans le cas des tests He-1, contrairement aux tests He-2. Une éventuelle différence de pression aurait pu faire varier le gain (voir la section 3.1.4), mais nous avons pris un spectre de ^{55}Fe avant chaque période d'irradiation et la différence de gain entre les deux spectres n'était que de 5%. Nous pensons donc que la raison la plus probable de cette différence réside dans les variations du champ électrique d'un fil à l'autre, qui dépend de la disposition géométrique des fils.

Un autre aspect dont nous devons tenir compte fut la variation du courant sur les anodes, qui avait tendance à augmenter uniformément durant l'irradiation (celle-ci étant constante), avec un taux de quelques dizaines de % par jour. Comme nous ne prenions la mesure du courant que 2 fois par jour, nous utilisons la valeur moyenne entre deux mesures pour calculer Q_{acc} . Avec toutes ces considérations, nous estimons que notre approximation de Q_{acc} est valable dans une fourchette de $\pm 50\%$.

3.1.2 L'apparence du spectre de ^{55}Fe

Sur la figure 3.1, on peut voir deux spectres typiques obtenus avec la source de ^{55}Fe avant l'irradiation, l'un avec le mélange de 80% de He et 20% de $i\text{C}_4\text{H}_{10}$,

et l'autre avec le mélange qui contient 5% de CF_4 . Les deux spectres ont été pris pendant 1000 s, avec une pression de 1030 mbar à l'intérieur du prototype.

Le canal 136, où le nombre de coups semble tomber brusquement à zéro, correspond au seuil réglable de la carte ADC. Les spectres possèdent un pic qui s'approche d'une forme gaussienne, ainsi que des événements à basse énergie qui ont une distribution plus plate. Les différences entre les deux spectres sont discutés dans la section suivante.

Pour les deux spectres, nous obtenons une résolution de l'ordre de 40%, ce qui implique que les trois énergies caractéristiques de ^{55}Fe (voir section 2.2.2) se confondent dans un seul pic. L'incertitude sur la position du pic est de 4.2%. Elle provient d'une part des variations du niveau DC du montage électronique, mesurées à l'aide de l'impulsion injectée à l'entrée du pré-amplificateur, qui sont de 3%; d'autre part, à cela il faut ajouter les variations intrinsèques dues au fonctionnement du prototype, qui pouvaient atteindre 3% dans les conditions stables (la pression interne et le niveau DC):

$$\text{incertitude moyenne sur le pic} = \sqrt{3^2 + 3^2} \% \approx 4.2\%$$

3.1.3 La variation du spectre selon le gaz

Tout d'abord, nous allons comparer les deux spectres de la figure 3.1 selon leur résolution, la position du pic et le nombre de coups. La résolution ne change pas vraiment dans les deux cas. On se rappelle que celle-ci varie proportionnellement à $\sqrt{E_{ion}}$, où E_{ion} désigne l'énergie moyenne nécessaire pour produire une paire électron-ion (voir section 1.1.7). L'ajout de CF_4 devrait augmenter cette énergie, mais probablement cette augmentation n'est pas suffisante pour que l'effet soit perceptible.

Par contre, la position du pic subit un déplacement très clair vers la gauche pour le mélange qui contient du CF_4 . Il s'agit d'une indication claire que le gain a diminué pour ce mélange ($\sim 27\%$ de moins). Cela est certainement dû au fait que le CF_4 , comme l'isobutane, absorbe les électrons et réduit l'étendue de l'avalanche.

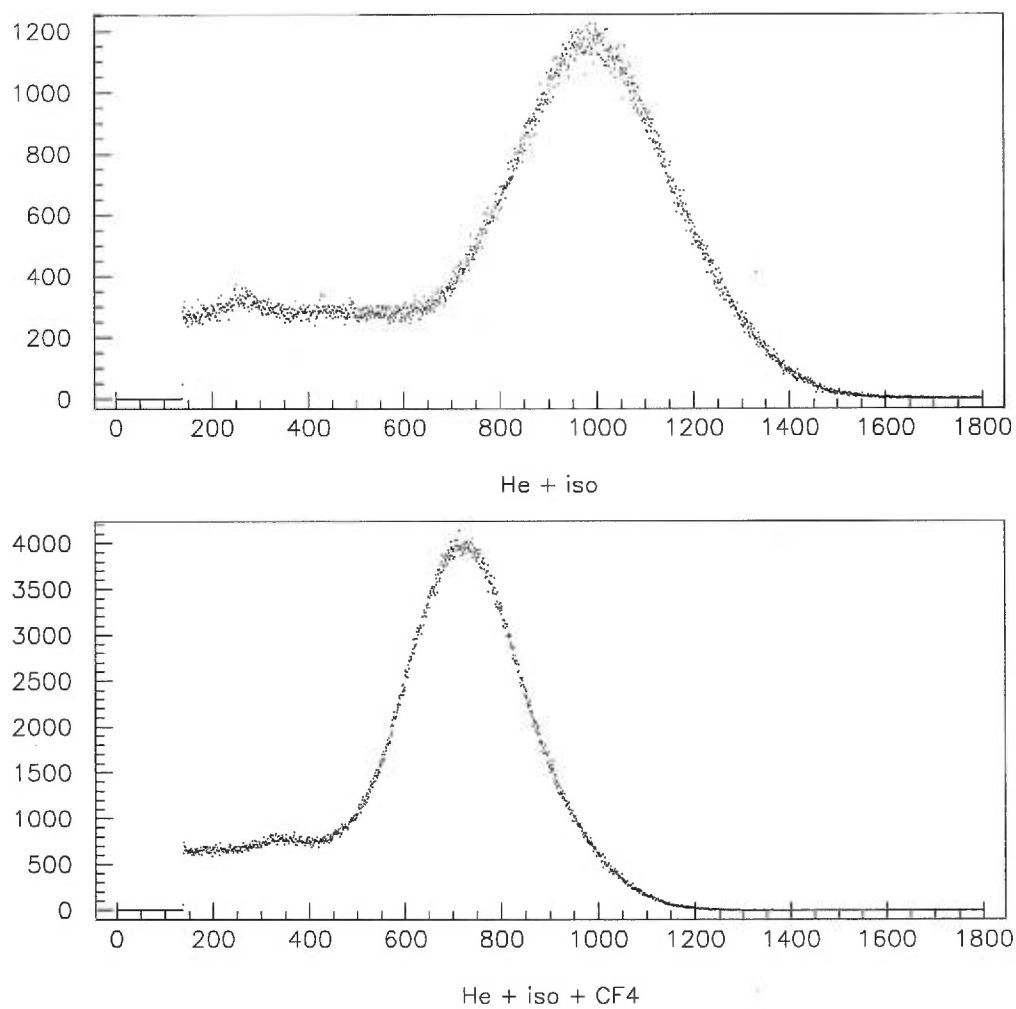


Figure 3.1: Les spectres typiques de ^{55}Fe pris avec (en bas) et sans (en haut) CF_4

La différence la plus remarquable entre les deux spectres demeure toutefois le nombre de coups. La hauteur du pic du spectre pris avec le CF_4 est le triple de celle de l'autre spectre, et son aire en fait environ le double. Cette différence vient du fait que la section efficace de l'effet photo-électrique est très "sensible" au moindre changement de la valeur moyenne du nombre atomique Z dans le gaz. En effet, d'après le calcul théorique, la section efficace est proportionnelle à Z^5 (voir la formule 1.6). Nous avons, pour les deux mélanges:

Mélange sans CF_4	Mélange avec CF_4
Z moyen = 2.10	Z moyen = 2.38
$Z^5 = 40.8$	$Z^5 = 76.4$

où nous voyons que l'ajout du CF_4 fait presque doubler la prédiction théorique de la section efficace. Cette prédiction est confirmée par les résultats semi-empiriques de la référence [28], où la fraction d'un faisceau de rayons X de 6 keV absorbée sur 1 cm est évaluée à 0.00428 pour le premier mélange, et à 0.01 pour le deuxième (avec $P = 1030\text{mbar}$ et $T = 22^\circ\text{C}$).

Finalement, nous devons mentionner aussi qu'avant même d'irradier le prototype, le mélange avec CF_4 nous posait des problèmes de stabilité de gain d'un test à l'autre. Un facteur très important d'une telle stabilité est la pression intérieure, qui fut toujours contrôlée, et aussi la pureté du gaz dans le prototype, qui n'a pas pu être mesurée directement. Nous pensons que ce facteur était le plus susceptible de varier entre deux tests différents, entre lesquels le prototype pouvait être ouvert à l'air libre, et qui pouvaient être faits avec des bouteilles différentes (quoique certifiées).

Pour minimiser le risque, nous avons toujours purgé le prototype avant de prendre les spectres. Pour estimer le temps nécessaire à une purge, nous avons considéré que le gaz pur, disons "gaz B", qui entrait dans le prototype plein d'air, "gaz A", se mélangeait instantanément avec celui-ci, et c'est ce mélange qui sortait du prototype. On peut alors faire l'approximation que chaque échange de volume diminue la concentration de A par la moitié. Ainsi, il faut 20 échanges de volume pour obtenir

une concentration en A de 1ppm.

Dans le cas du mélange de 80% de He et 20% de iC_4H_{10} , nous avons pris une fois un spectre de ^{55}Fe au cours de la purge, à un moment où la concentration estimée de l'air dans le prototype était de 5ppm. Le spectre indiquait un gain réduit de 10%. Cependant, pour les tests où la pression était contrôlée et la purge complète, le gain est demeuré stable. Par contre, le mélange de 76% de He, de 19% de iC_4H_{10} et de 5% de CF_4 semble beaucoup plus sensible à la moindre variation des conditions au cours de l'expérience. En effet, au début des tests **CF-1**, le gain était 16% plus petit que le gain au début des tests **CF-2**. Dans les deux cas, le montage, les tensions et la pression intérieure du prototype étaient identiques. La quantité estimée d'air était de l'ordre de 1×10^{-3} ppm¹. Comme le problème était particulier à ce mélange de gaz, nous avons fait l'hypothèse que ce mélange doit être très actif chimiquement, et que des quantités infinitésimales d'un contaminant (qui peut varier d'un test à l'autre) qui n'affectent pas le premier mélange peuvent changer les propriétés de celui-ci.

3.1.4 La variation du gain selon les conditions atmosphériques

Cette section n'est d'intérêt que pour les tests **He-1**, où la pression intérieure du prototype n'était pas mesurée. Nous avons mesuré la pression atmosphérique à l'extérieur du prototype, ainsi que l'humidité et la température, pendant la prise de plusieurs spectres. Nous avons ensuite essayé de trouver une relation entre la position du pic et les conditions mesurées. Notre hypothèse de départ était que la pression intérieure du prototype, dont dépendait réellement le gain, variait proportionnellement à la pression extérieure.

Nous nous sommes vite rendus compte que la température (21°C à 23°C) et l'humidité de l'air (40% à 60%) n'influençaient pas le spectre. Par contre, une augmentation de la pression extérieure avait clairement comme résultat une diminution de gain, comportement qui fut plus tard confirmé par les mesures prises en contrôlant

¹Les valeurs estimées ne tiennent pas compte de l'effet possible des fuites; voir pour cela le chapitre précédent

la pression *intérieure* du prototype.

Théoriquement, les modèles habituels (réf.[19]) qui décrivent le gain d'une chambre à dérive impliquent que la pression peut jouer à la fois "pour" et "contre" le gain. Par exemple, on le voit bien si on reprend la formule (1.19), qui décrit α , le paramètre dont dépend le gain:

$$\alpha = APe^{-BP/E}$$

Ici, les constantes A et B , caractéristiques de chaque gaz, ainsi que l'intensité du champ électrique, déterminent quelle sera l'influence globale de la pression sur le gain. On peut expliquer ce comportement par le fait qu'une augmentation de la densité du gaz augmente la probabilité d'une interaction, mais qu'en même temps, les électrons qui ont un parcours moins long dans la cellule gagnent moins d'énergie, ce qui peut finalement réduire l'ampleur de l'avalanche.

La relation que nous avons observée entre le gain et la pression semblait linéaire, mais nous ne pouvions l'utiliser que pour de petites variations d'une dizaine de mbar. Quand la variation de la pression extérieure était trop grande (elle pouvait aller de 970 mbar à 1020 mbar), cela affectait grandement le débit du gaz à l'entrée et à la sortie du prototype et nous devions changer les ouvertures des vannes pour le réajuster. Évidemment, cela amenait un changement supplémentaire à la pression intérieure et notre hypothèse de départ devenait peu justifiée. La section 3.2 explique comment nous avons contourné cette difficulté.

Pour l'instant, la figure 3.2 est un exemple de la variation que nous avons pu observer quand les changements de la pression extérieure n'étaient pas très grands. La droite qui apparaît sur le graphique est le résultat d'un lissage effectué avec le logiciel du CERN PAW. D'après cette droite, on peut faire l'approximation qu'une hausse de la pression extérieure de 1 mbar va entraîner une baisse moyenne du gain qui correspondra à un déplacement du pic de **3.8 canaux** vers la gauche. Nous nous servons de cette observation pour estimer le déplacement du pic causé par la variation de la pression extérieure durant une partie des tests **He-1** où cette variation n'était pas très grande.

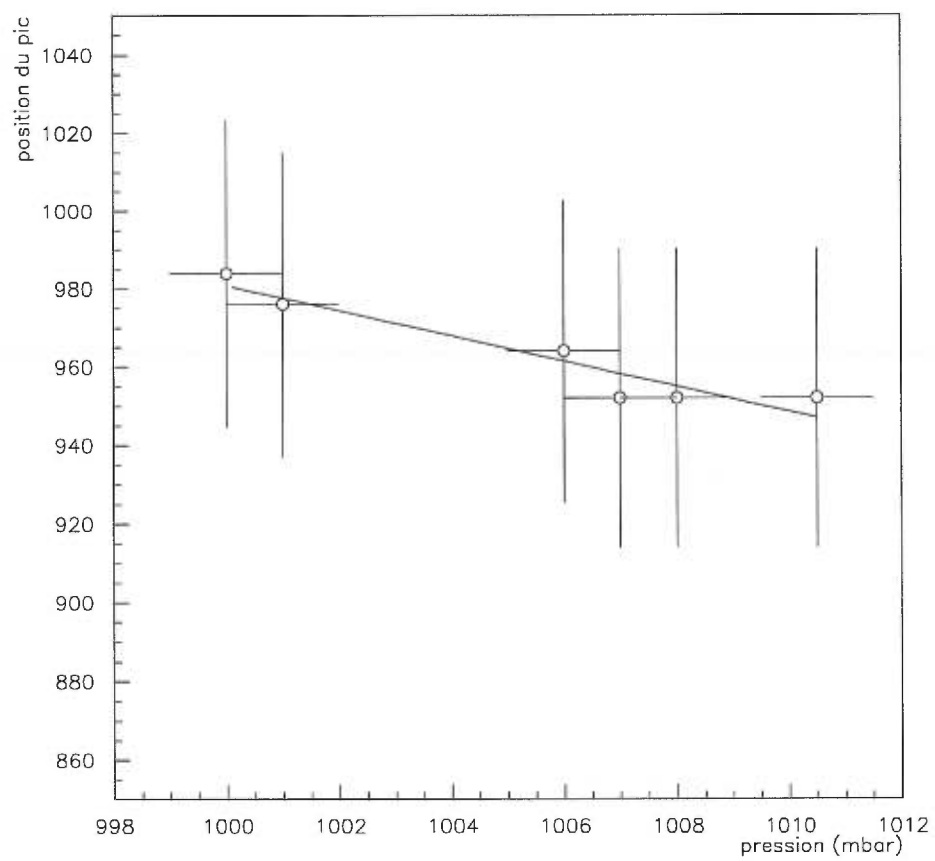


Figure 3.2: La variation de la position du pic selon la pression extérieure

3.2 Résultats des tests He-1

3.2.1 Profil des tests

Avant de commencer l'irradiation à haute intensité, nous avons fait des tests préliminaires pour étudier le comportement du prototype. Durant ces tests, nous avons irradié les fils avec la source de ^{55}Fe et aussi avec le tube à rayons X, pour accumuler une charge totale évaluée à 1.2×10^{-2} C/cm sur le fil 55.

Ensuite, nous avons réglé l'alimentation du tube à rayons X à 5kV et 0.022 mA, pour obtenir un courant total de $2.6 \mu\text{A}$ sur les anodes, ce qui correspond à $(2.6 - 0.11) \times 10^{-6} \div 16 \times 360 = 5.6 \times 10^{-4}$ C/fil par heure. Au cours de l'irradiation, le courant sur les anodes avait tendance à augmenter à cause des décharges auto-induites. Nous avons réajusté le courant de l'alimentation du tube à rayons X en conséquence, pour garder le même taux d'accumulation de charge. Nous avons pris au moins un spectre par jour.

Après une accumulation de charge de 0.07 C/cm, nous avons examiné le fonctionnement du prototype pendant 6 jours pour voir si les effets de vieillissement étaient permanents. Nous avons aussi observé comment varient ces effets si on coupe temporairement la tension sur les fils.

Finalement, nous avons irradié les fils pendant un jour avec une plus haute intensité. Le voltage et le courant de l'alimentation du tube à rayons X étaient réglés à 11.5 kV et 1.446 mA, et nous obtenions un courant de $25.4 \mu\text{A}$ sur les anodes. À la fin de cette période d'irradiation, la charge totale accumulée sur le fil 55 était de 0.1 C/cm.

3.2.2 Charge accumulée en fonction de l'irradiation

Nous avons mentionné dans la section 3.2.1 que le prototype fut irradié avec une intensité variable tout au long des tests. Une première partie de l'expérience fut effectuée avec la tension du tube à rayons X réglée à 5 kV et le courant variable, et une deuxième partie, avec une tension de 11.5 kV et un courant de 1.446 mA.

Le tableau qui suit représente un résumé de ces deux périodes. Q_{acc} représente la charge accumulée et X , l'énergie absorbée par la cellule, telles que définies dans la section 2.3.2. Pour calculer X dans la première partie, nous avons utilisé les résultats obtenus dans la section 2.3.2, en tenant compte des variations du courant dans le tube à rayons X. Pour la deuxième partie, nous avons utilisé la même méthode, avec les résultats du calcul pour une tension de 11.5 kV et un courant de 1.446 mA, et en tenant compte des différents coefficients d'absorption dans le béryllium et dans le gaz de la cellule.

Durée d'irradiation en heures	Tension (kV)	Courant (mA)	Q_{acc} à la fin de l'irradiation (C/cm)	X^* à la fin de l'irradiation (keV)
8.26	5	0.022	0.016	2.87×10^{10}
11.26	5	0.023	0.022	7.1×10^{10}
10.57	5	0.023	0.029	1.095×10^{11}
11.78	5	0.024	0.035	1.54×10^{11}
5.57	5	0.024	0.038	1.75×10^{11}
14.6	5	0.021	0.045	2.236×10^{11}
15.22	5	0.027	0.052	2.887×10^{11}
5.75	5	0.021	0.054	3.08×10^{11}
16.8	5	0.022	0.060	3.665×10^{11}
24.47	5	0.011	0.065	4.09×10^{11}
21.38	5	0.010	0.069	4.43×10^{11}
30.03	5	0.005	0.070	4.676×10^{11}
8.9	11.5	1.446	0.114	1.42×10^{13}

* **Note:** pour obtenir la charge accumulée sur le fil que nous aurions pu estimer d'après la valeur de X si nous n'avions pas observé de changements de gain et, surtout, de courant sur le fil (les réglages du tube à rayons X demeurant stables), il suffit de diviser X par 35 eV et multiplier le résultat par 10^5 , ainsi que par 1.6×10^{-19} C (voir la page 64).

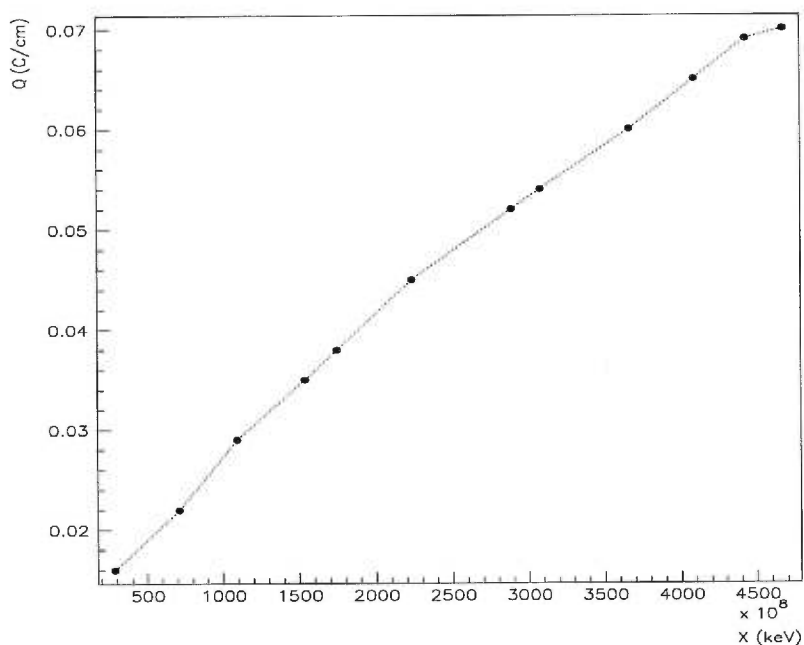


Figure 3.3: La charge accumulée sur une anode versus l'énergie absorbée par la cellule

Sur la figure 3.3, nous pouvons voir l'évolution de la charge accumulée selon l'énergie absorbée par la cellule. Celle-ci est de 1.42×10^{13} keV, c'est-à-dire de 2.27×10^{-3} joules, à la fin de l'irradiation.

3.2.3 La variation du spectre

Durant la première partie de l'irradiation, après avoir ajusté la valeur mesurée du pic pour la pression selon la relation obtenue à la page 72 (+ 1 mbar \rightarrow - 3.8 canaux), nous obtenons l'évolution suivante du pic corrigé en fonction de la charge accumulée:

position du pic corrigé	Q_{acc} en C/cm
1010	0.012
1001	0.012
997	0.016

position du pic corrigé	Q_{acc} en C/cm
1005	0.022
999	0.029
1001	0.036
965	0.040
949	0.046
948	0.046
939	0.046
955	0.054
950	0.056
920	0.062
940	0.066
912	0.070
940	0.071

Cette évolution est illustrée sur la figure 3.4, en tenant compte de l'incertitude sur la position du pic qui est de 4% (voir la section 3.1.2). Sur le graphique, on observe une tendance à la baisse du gain de $7 \pm 4\%$. Rappelons toutefois que la position du pic est évaluée de manière indirecte et que ce résultat reste à confirmer (par les tests He-2). Après la première période d'irradiation, les grandes fluctuations de la pression extérieure ont rendu le fonctionnement du prototype assez instable et même en l'absence du rayonnement, la position du pic fluctue trop pour qu'on puisse en dégager une tendance générale. La deuxième période d'irradiation n'apporte pas grand changement à cette situation.

Malgré ces difficultés relatives à la position du pic, nous pouvons dire qu'il y a eu un effet de vieillissement grâce à une mesure que nous avons faite à la fin des tests: le spectre du ^{55}Fe pris à 7cm de la place où le fil a été irradié (nous savons que l'irradiation se fait sur une longueur de 1 cm). Indépendamment des fluctuations de la position du pic dues à la pression, le pic du spectre qu'on obtient avec une source déplacée se trouve toujours plus à droite (donc dans une région qui correspond à un

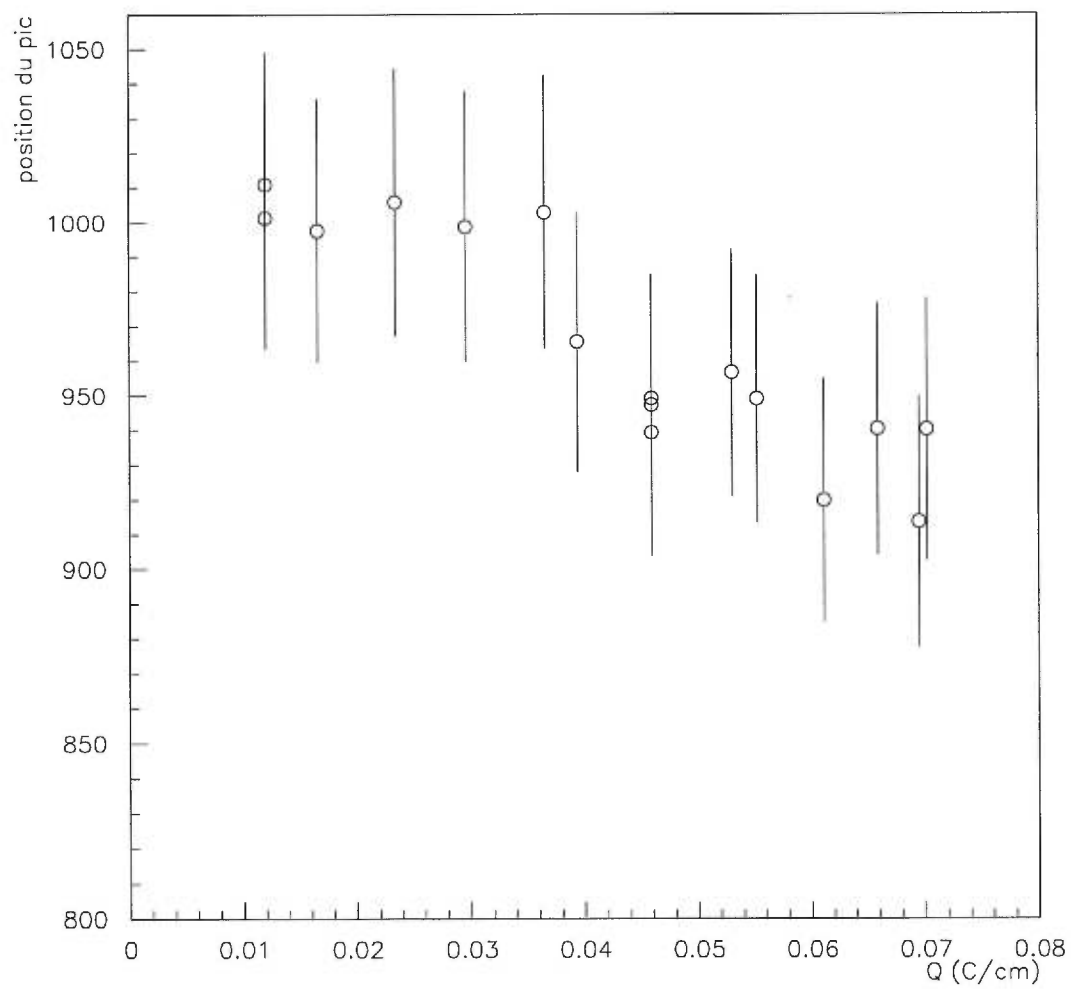


Figure 3.4: La position du pic corrigée pour la pression vs la charge accumulée

gain plus grand) que celui obtenu dans la région irradiée. La différence entre les positions des deux pics se situe à $10 \pm 5\%$, ce qui est compatible avec le résultat obtenu précédemment.

De plus, nous observons au cours de l'irradiation une dégradation de l'apparence du spectre et, comme nous allons le voir dans la section suivante, l'apparition de courants noirs. Sur la figure 3.5, nous pouvons voir l'évolution des spectres² pour différentes valeurs d'accumulation de charge, où la résolution se dégrade de $\sim 50\%$ à 76% (durant la première irradiation).

Le spectre obtenu après la deuxième irradiation est illustré en haut de la figure 3.6. On peut voir l'apparition de deux pics, phénomène dont nous avons parlé dans la section 1.3.2. Le spectre qu'on voit en bas (résolution: 67%) a été obtenu quelques minutes seulement après le spectre du haut, quand nous avons baissé la tension sur les anodes à zéro pour la remonter ensuite. L'amélioration obtenue indique qu'au moins une partie des dépôts accumulés sur le fil était retenue par des forces électrostatiques.

²Le pic très mince près du canal 1500 correspond à l'impulsion artificielle injectée à l'entrée du pré-amplificateur.

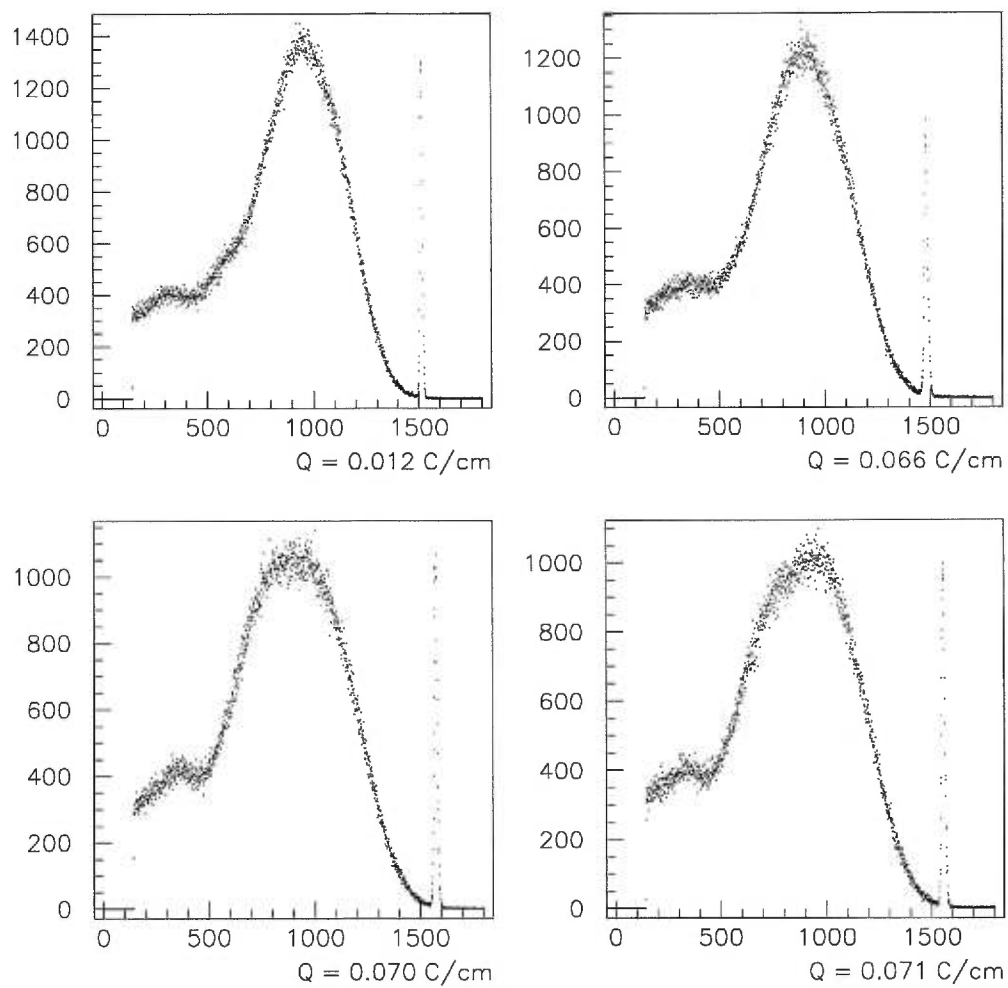


Figure 3.5: Évolution du spectre selon la charge accumulée

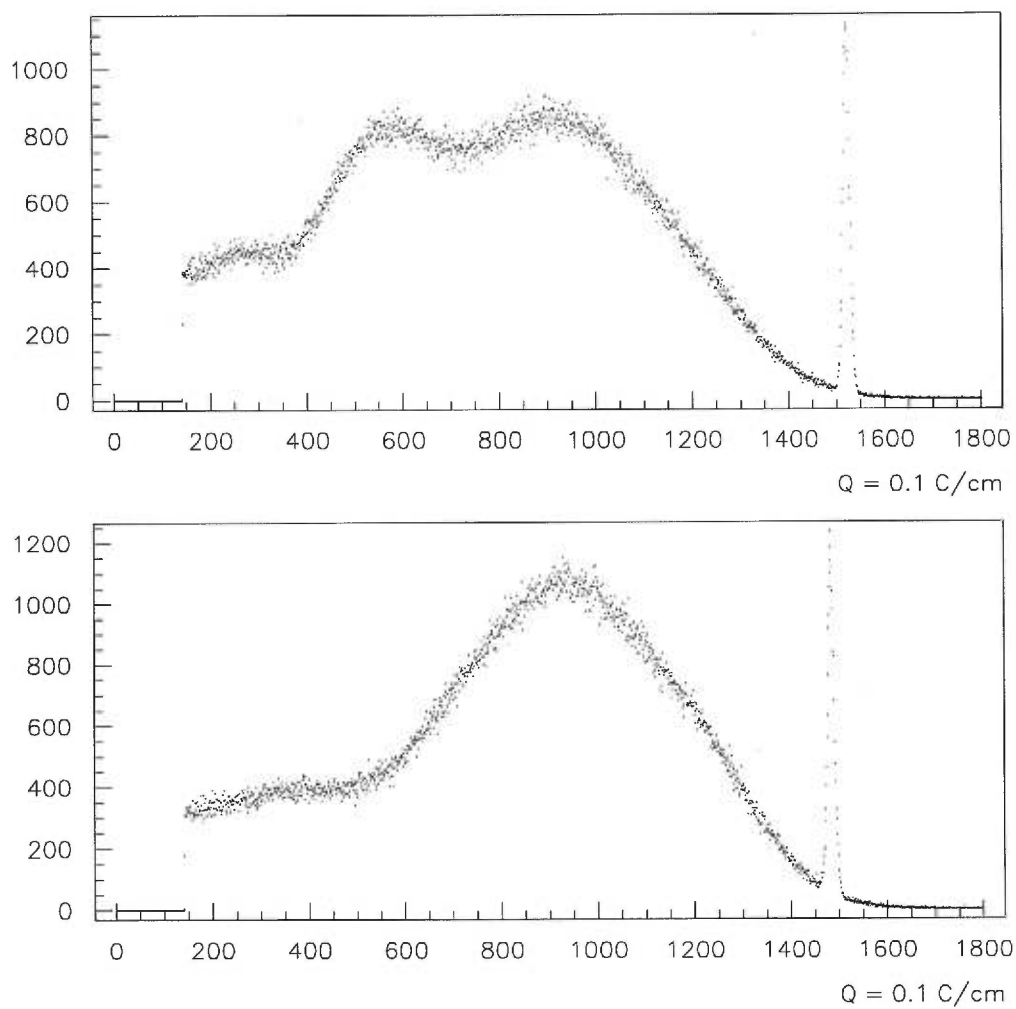


Figure 3.6: L'effet d'une baisse temporaire de tension sur un spectre dégradé (le spectre en haut) peut être vu sur le spectre en bas

3.2.4 Le courant noir

On appelle *courant noir* le courant qu'on peut observer sur les anodes d'une chambre à dérive après une période d'irradiation en l'absence de toute source susceptible de produire des signaux. Ce courant provient des décharges auto-induites causées le plus souvent par l'effet Malter. Dans notre cas, nous n'avons pas observé de tel courant jusqu'à une accumulation de charge de 0.037 C/cm inclusivement.

Par contre, à partir de 0.039 C/cm, nous avons observé à chaque interruption du rayonnement un courant noir qui dépassait le niveau du bruit ($0.11 \mu\text{A}$) et qui n'était causé par aucune source extérieure. Ce courant devenait de plus en plus grand au fur et à mesure que l'accumulation de la charge progressait. On peut le voir sur la figure 3.7.

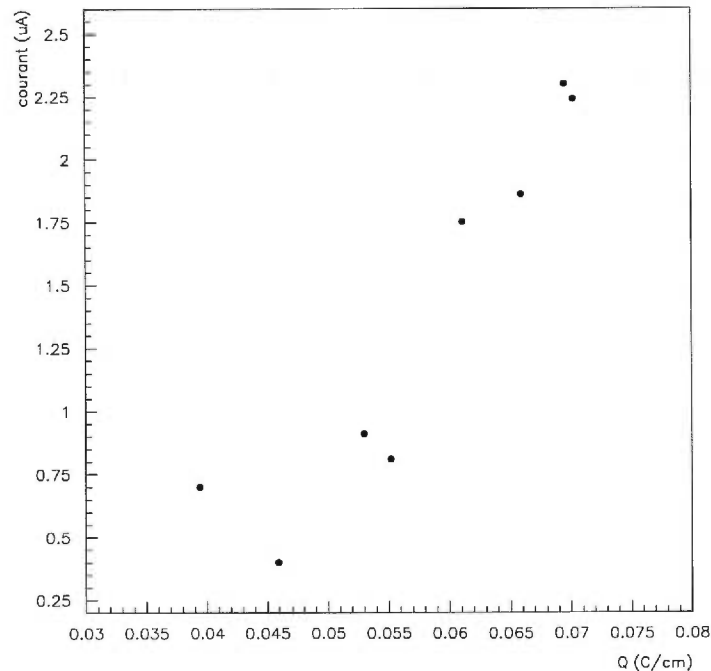


Figure 3.7: Le courant noir sur les anodes en fonction de la charge accumulée

Une fois que nous avons arrêté la première période d'irradiation, à 0.07 C/cm, le courant noir a continué d'augmenter lentement pour atteindre $3 \mu\text{A}$ en 24 heures.

Puis, il a suffi d'enlever momentanément la tension sur les anodes pour que, une fois que la tension fut remise, le courant se maintienne au niveau du bruit ($0.11 \mu A$).

Après la deuxième période d'irradiation, où nous avons atteint $0.1 C/cm$, le courant noir réapparut de nouveau, à $2.6 \mu A$. Encore une fois, il a suffi d'une baisse temporaire de la tension pour que l'effet disparaisse.

3.2.5 La nature des dépôts

Les résultats obtenus pour ces tests nous montraient clairement qu'une partie des dépôts, autant sur les anodes que sur les cathodes, n'était retenue sur les fils que par la tension. Comme le comportement du courant noir est typique de l'effet Malter, il s'agit probablement des ions qui ne peuvent être neutralisés à cause d'un dépôt isolant qui recouvre la surface du fil.

Pour connaître la composition de ces dépôts, nous avons analysé la surface de quelques anodes et cathodes endommagées avec un microscope à électrons. Sur la partie endommagée des cathodes, nous avons détecté du carbone. Comme les atomes d'hydrogène ne peuvent pas être détectés avec ce genre de microscope, et comme l'effet Malter est habituellement causé par les dépôts isolants provenant des hydrocarbures, nous avons de bonnes raisons de croire que le vieillissement des cathodes est dû à l'isobutane.

Par contre, sur la surface endommagée des anodes, nous avons détecté du silicium, du soufre et de l'oxygène, ce qui indique que ce dépôt était avant tout causé par une contamination. La présence d'oxygène peut s'expliquer par l'oxydation du silicium quand les fils furent mis à l'air libre. La contamination avec du soufre pourrait provenir des agents de moulage des tubes en plastique qui supportent les anodes, et qui auraient pu garder des traces de ces agents. Quant au silicium, c'est un contaminant très fréquent (dans la réf. [24], on mentionne que la plupart des chambres à dérive en contiennent des infimes quantités), et il est difficile d'en connaître la cause.

La quantité des contaminants trouvés sur les anodes de *Flora* est beaucoup plus petite que celle trouvée sur les anodes d'*Alexandre* qui, comme nous l'avons déjà

mentionné, fut contaminé surtout par une graisse d'étanchéité. Dans son cas, les dépôts sur les anodes visibles à l'aide du microscope avaient en moyenne $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, tandis que les dépôts sur la surface des anodes de *Flora* étaient de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$. Quant aux dépôts sur les cathodes, leur épaisseur était inférieure à $10\ \mu\text{m}$ dans les deux cas.

3.3 Résultats des tests He-2

3.3.1 Profil des tests

Comme nous l'avons déjà mentionné, ces tests (et ceux avec le CF_4) ont été effectués avec le **système de gaz B** qui permet de mesurer la pression intérieure de *Flora*. Cette pression est maintenue tout au long des tests à 1030 mbar. Nous avons déjà vu à la figure 3.1 le spectre typique qu'on obtient avec la source de ^{55}Fe dans ces conditions. La position moyenne du pic que nous avons mesurée se situe au canal 1022. L'incertitude sur cette position demeure toujours de 4.2%. La résolution du pic est en moyenne de $41 \pm 4\%$. Rappelons aussi que dans ces tests nous n'utilisons plus que 7 anodes.

Pour faire l'irradiation des fils, nous avons réglé l'alimentation du tube à rayons X à 5 kV et 0.022 mA, comme pour les tests **He-1**. Le courant sur les anodes obtenu initialement dans ces nouvelles conditions est de $0.57\ \mu\text{A}$ au début des tests. Nous obtenons ainsi $(0.57 - 0.11) \times 10^{-6} \div 7 \times 360 = 2.4 \times 10^{-4}$ C/fil par heure.

Contrairement aux tests **He-1**, cette fois-ci nous avons gardé toujours le même courant de l'alimentation du tube à rayons X (0.022 mA). Le courant mesuré sur les anodes a continuellement augmenté durant l'irradiation, ce qui implique que le taux d'accumulation de charge réelle n'était pas constant durant les tests. Nous avons fait le calcul de la charge comme d'habitude en trouvant le courant sur un fil et en

l'intégrant.

Durant les tests, nous avons pris au minimum un spectre par jour. Quand nous avons commencé à voir du courant noir, nous avons périodiquement enlevé la tension sur les anodes pour voir si ce courant demeure après la remise de la tension.

3.3.2 Charge accumulée en fonction de l'irradiation

Nous avons obtenu Q_{acc} et X pour les tests **He-2** de la même manière que pour les tests **He-1** dans la section 3.2. La seule différence résidait dans le réglage du tube à rayons X, qui est demeuré stable durant toute la période de l'irradiation (5 kV et 0.022 mA). L'énergie déposée dans la cellule (par seconde) est calculée dans la section 2.3.2. Les résultats sont présentés dans le tableau à la page suivante, ainsi que sur la figure 3.8. À la fin de la période d'irradiation, l'énergie totale absorbée par la cellule était de 2.82×10^{13} keV, c'est-à-dire de 4.5×10^{-3} joules.

3.3.3 La variation du spectre

L'évolution du spectre est illustrée sur la figure 3.9. On peut voir que le pic se déforme très vite, la résolution passant de 42% à 70% pour une charge accumulée de 0.06 C/cm. Après, comme nous allons le voir dans la section qui suit, le courant sur les anodes a augmenté dramatiquement pendant l'irradiation et la charge s'est accumulée très vite en passant de 0.06 C/cm à 0.17 C/cm en une nuit. C'est pourquoi nous n'avons pas de spectre à 0.1 C/cm.

Cette déformation nous fait apparaître, encore plus clairement que celle des tests précédents, ce qui se passe dans une chambre à dérive qui vieillit. Nous voyons que le spectre devient asymétrique et à 0.06 C/cm, on commence à distinguer deux pics. Dans les tests précédents (He-1), cela nous est apparu jusqu'à 0.07 C/cm comme un élargissement du pic à cause de la résolution qui était moins bonne (50% au lieu de 42%). Par contre, à 0.1 C/cm, les deux pics étaient très visibles. L'apparition d'un deuxième pic indique que seulement une partie de la surface du fil a été couverte par les dépôts. À 0.17 C/cm, nous ne voyons plus qu'un seul pic, avec beaucoup d'événements à basses énergies. Nous pensons que l'épaisseur des

Durée d'irradiation en heures	Q_{acc} à la fin de l'irradiation (C/cm)	X à la fin de l'irradiation (keV)
22	0.010	7.66×10^{12}
2.6	0.012	8.57×10^{12}
17	0.029	1.45×10^{13}
1.9	0.032	1.52×10^{13}
20.3	0.063	2.22×10^{13}
17.3	0.170	2.82×10^{13}

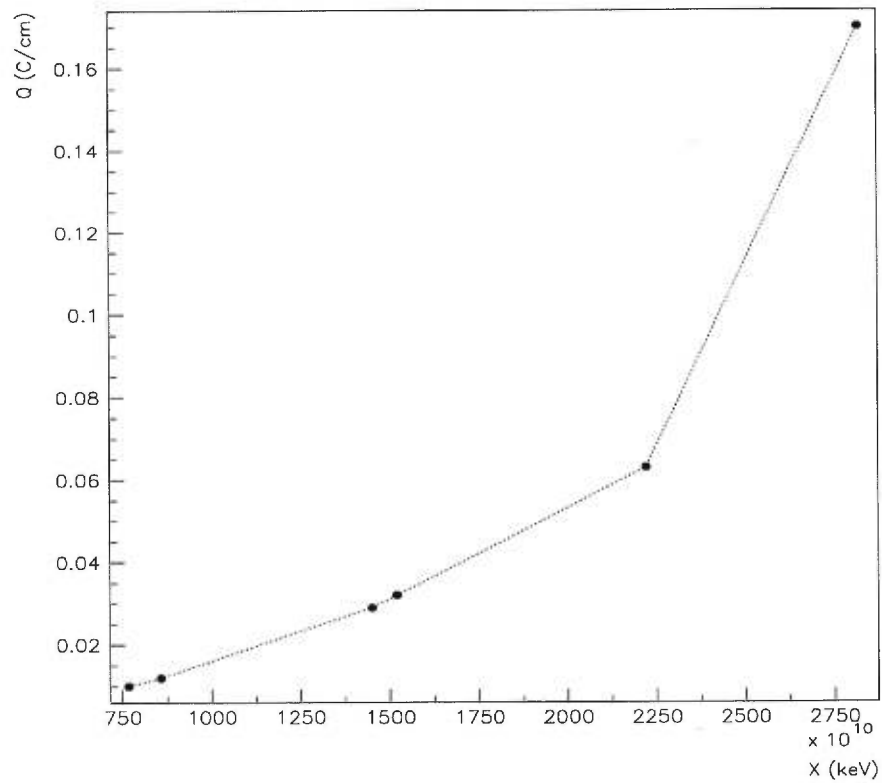


Figure 3.8: La charge accumulée sur une anode versus l'énergie absorbée par la cellule

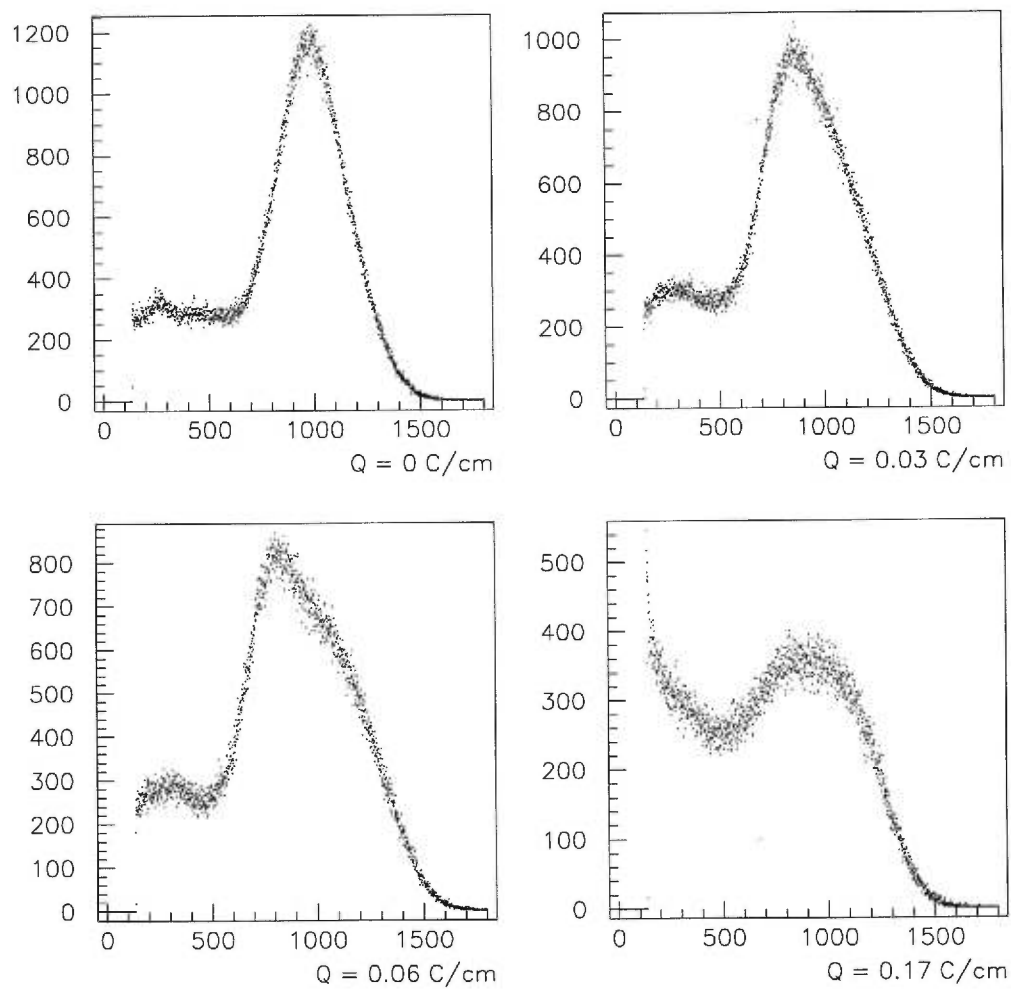


Figure 3.9: L'évolution du spectre de ^{55}Fe selon la charge accumulée

dépôts à ce moment réduit le gain sur une grande partie de la surface du fil à un point où les signaux se retrouvent en dessous du seuil de la carte ADC. Le pic qu'on voit, beaucoup plus petit que celui pris avant l'irradiation, est dû à la petite partie de la surface qui n'a pas encore été atteinte par les dépôts.

Remarquons que, même si le pic principal ne se déplace pas beaucoup, son hauteur diminue progressivement tout au long de l'irradiation, indiquant que de moins en moins d'événements ont lieu avec le gain initial et que la surface du fil est de plus en plus recouverte de dépôts. Pour décrire l'évolution du gain au cours de ces tests, nous avons choisi de considérer le gain *moyen* (la position moyenne dans le spectre et non la position la plus probable qui correspond au canal qui a enregistré le nombre maximal des coups), sauf pour les spectres où les deux pics sont bien séparés (comme le spectre avec 0.1 C/cm des tests **He-1**). À ce moment, le prototype possède deux gains très éloignés l'un de l'autre (plus de 20%) et devient inadéquat pour toute mesure. La figure 3.10 illustre l'évolution du gain moyen selon la charge accumulée. Nous obtenons une perte de 10 ± 4 % de gain pour une accumulation de charge de 0.06 C/cm, ce qui est compatible avec les résultats obtenus avec les tests **He-1**. Comme les tests **He-2** sont plus fiables pour l'évaluation du gain, nous prendrons seulement la valeur obtenue avec eux comme résultat final.

3.3.4 Le courant noir

Une différence entre les tests **He-1** et **He-2** est le comportement du courant sur les anodes. Dans les deux cas, celui-ci tend à augmenter durant l'irradiation, mais une fois que le tube à rayons X est arrêté, dans les tests **He-1** le courant noir diminue avec le temps, tandis que dans les tests **He-2**, il reste au même niveau. La seule manière de le ramener au niveau du bruit est une interruption temporaire de la tension sur les anodes. On peut voir sur la figure 3.11 le niveau du courant noir selon la charge accumulée.

Le fait que les courants noirs étaient beaucoup plus importants pour les tests **He-2** que pour les tests **He-1** peut être expliqué par la différence entre les taux d'irradiation de chacun des tests. Ce taux est demeuré stable durant les tests **He-2**,

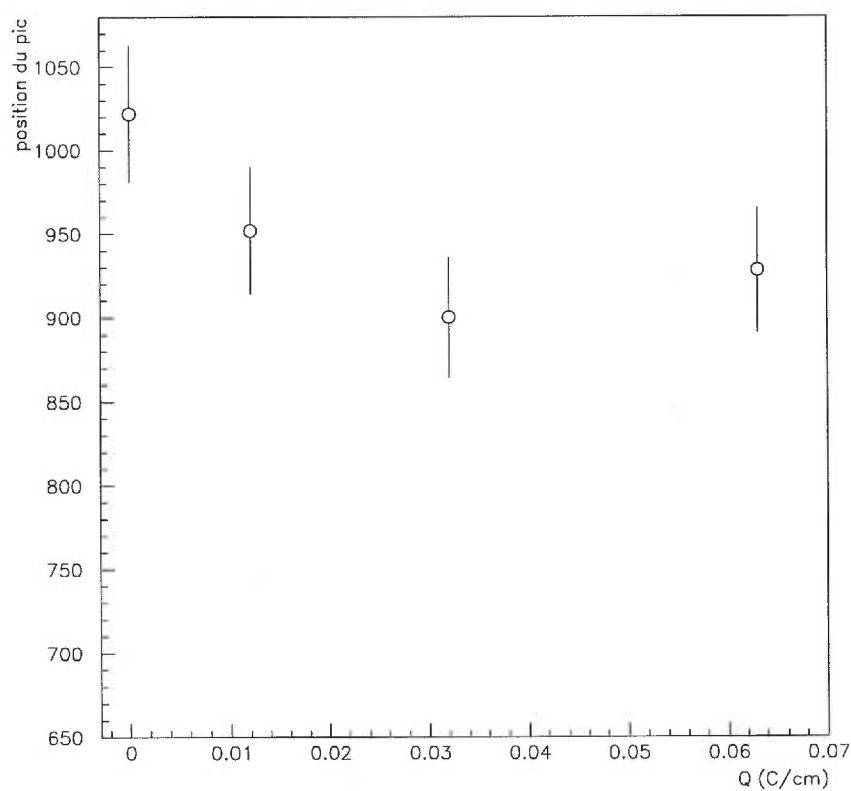


Figure 3.10: L'évolution du gain moyen selon la charge accumulée

tandis que durant les tests **He-1**, nous ajustons le courant de l'alimentation de la source à rayons X pour que le courant sur les anodes pendant l'irradiation demeure le plus stable possible. Dans le cas de l'effet Malter, qui est très probablement la cause des courants noirs, un taux d'irradiation plus grand fournit d'avantage d'ions qui contribuent à augmenter le dipôle sur le fil, et cela ne peut qu'accélérer la réaction en chaîne qui a lieu.

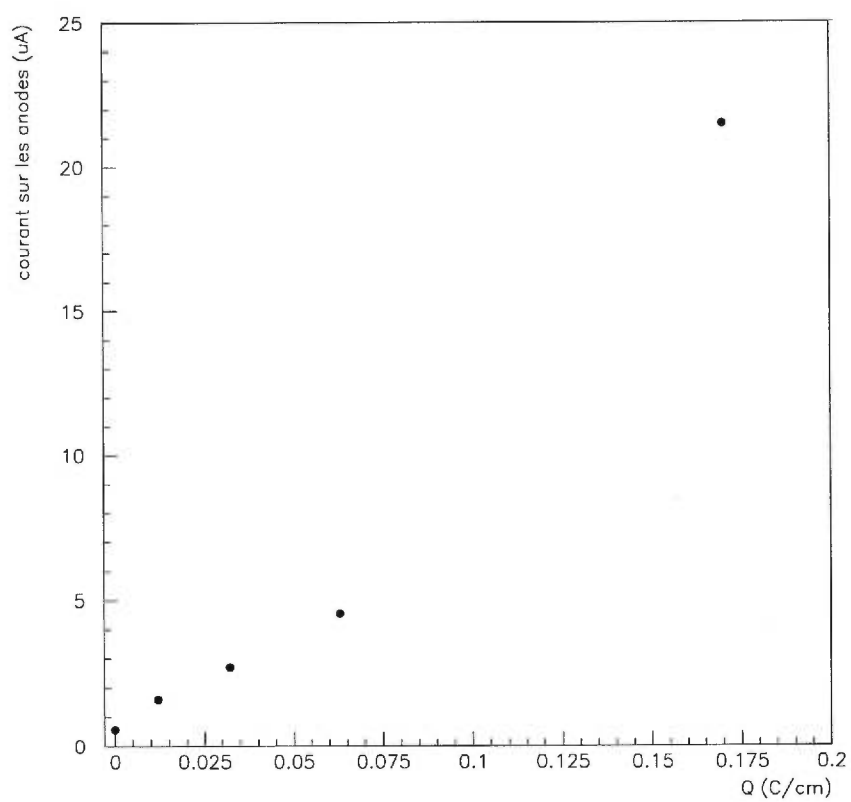


Figure 3.11: L'évolution du courant noir selon la charge accumulée

3.4 Résultats des tests CF-1

Comme nous l'avons déjà mentionné, même si les spectres pris au tout début des tests CF-1 et des tests CF-2 ont été pris dans des conditions identiques, la position du pic varie de 16% entre les deux. Nous pensons que la performance de ce mélange peut être extrêmement affectée par les traces d'impuretés contenues dans le prototype et qui peuvent changer d'un test à l'autre.

La performance du mélange lors des tests de vieillissement fut très mauvaise. Nous avons irradié les fils pendant 17.8 heures, avec le courant et la tension du tube à rayons X réglés à 5 kV et 0.17 mA. Le courant moyen observé sur les anodes était de $0.955 \mu\text{A}$ et nous avons obtenu une accumulation de charge de $8 \times 10^{-4} \text{ C/cm}$ par fil.

Pour calculer l'énergie absorbée par la cellule sous forme de rayons X, nous devons reprendre la formule (2.2) pour calculer l'émission totale de la source à rayons X, quand elle est réglée à 5 kV et 0.17 mA. Nous obtenons $I_{tot} = 8.5 \times 10^{11} \text{ keV/s}$. En tenant compte de l'étalement de l'intensité du rayonnement avec la distance, de son absorption par la fenêtre de béryllium et de la fraction de l'intensité totale absorbée par une cellule pour le mélange de 76% de He, 19% de $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ et 5% de CF_4 , tels qu'ils ont été calculés dans la section 2.3.2, nous obtenons une absorption de $2.3 \times 10^7 \text{ keV/s}$. Comme nous avons irradié la chambre pendant 17.8 heures, cela donne au total $1.47 \times 10^{12} \text{ keV}$ absorbés par la cellule.

On peut voir le spectre qui en résulte en bas de la figure 3.12. Deux pics apparaissent clairement et le prototype peut être considéré hors usage. De plus, après l'arrêt de l'irradiation, nous avons mesuré un courant noir de $0.76 \mu\text{A}$. Une interruption temporaire de la tension sur les anodes règle ce problème, mais n'améliore pas le spectre.

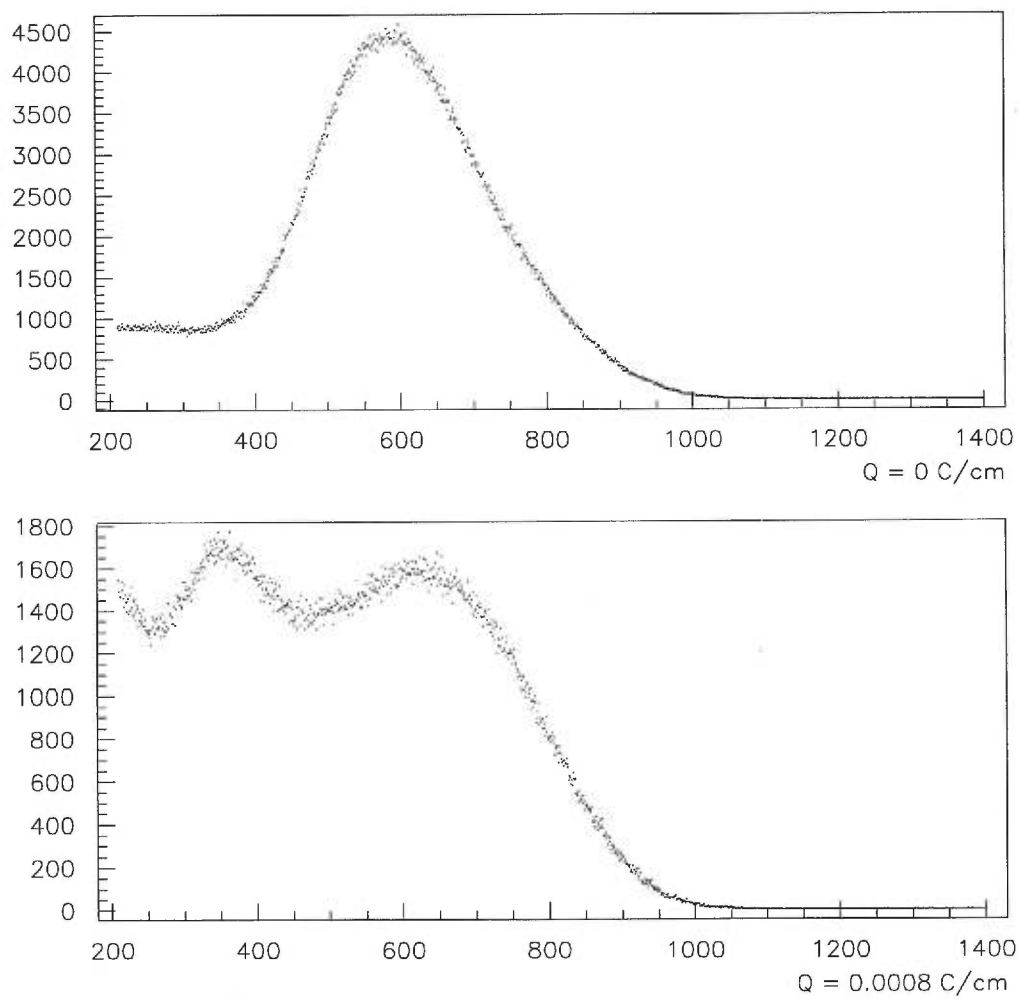


Figure 3.12: La variation du spectre de ^{55}Fe causée par l'accumulation de charge

3.5 Résultats des tests CF-2

Nous avons voulu vérifier le comportement observé lors des tests précédents. Pour cela, nous avons changé les fils du prototype et nous l'avons irradié avec le tube à rayons X réglé à 5kV et 0.022 mA durant 25 heures. Le courant moyen sur les anodes mesuré pendant l'irradiation était de $0.415 \mu\text{A}$ et la charge accumulée durant cette période d'irradiation était de $4 \times 10^{-4} \text{ C/cm}$ par fil. En se basant une autre fois sur les résultats de la section 2.3.2, nous évaluons l'énergie absorbée par la cellule à $3 \times 10^6 \text{ keV/s}$, ce qui correspond à $2.7 \times 10^{11} \text{ keV}$ après 25 heures d'irradiation.

Comme on peut le voir sur le spectre en bas de la figure 3.13, là encore, très peu de rayonnement suffit à altérer énormément la performance du prototype. À la fin de cette période d'irradiation, nous n'avons pas observé de courant noir. Nous avons continué d'irradier jusqu'à 0.029 C/cm pour voir si, éventuellement, un courant noir allait apparaître, mais ce ne fut pas le cas. Cela marque une autre différence entre les tests CF-2 et CF-1. L'absence de l'effet Malter au cours des tests CF-2 pourrait s'expliquer à la lumière de l'analyse des fils que nous avons fait après les tests He-1. Elle indique que les dépôts causés par l'isobutane se concentrent sur les cathodes et que les dépôts sur les anodes sont surtout formés des impuretés. Comme les plus grands dommages observés au cours des tests CF-2 et CF-1 sont apparents sur le spectre, et donc concernent surtout les anodes, la présence des impuretés est probable. Si on suppose que l'effet Malter observé au cours des tests CF-1 est aussi causé par les réactions chimiques relatives à l'isobutane, on peut conclure que la présence de CF_4 inhibe ces réactions dans au cours des tests CF-2 (voir la section 1.3.4). Dans le cas des tests CF-1, la composition et/ou le taux d'éventuelles impuretés dans le gaz aurait pu changer, de manière à "accaparer" les molécules de CF_4 , qui sont très réactives, au dépens de leur interaction avec l'isobutane. Il semble donc que, bien que le CF_4 puisse éventuellement inhiber la production des polymères par les molécules d'isobutane, ce gaz demeure très sensible à toute contamination.

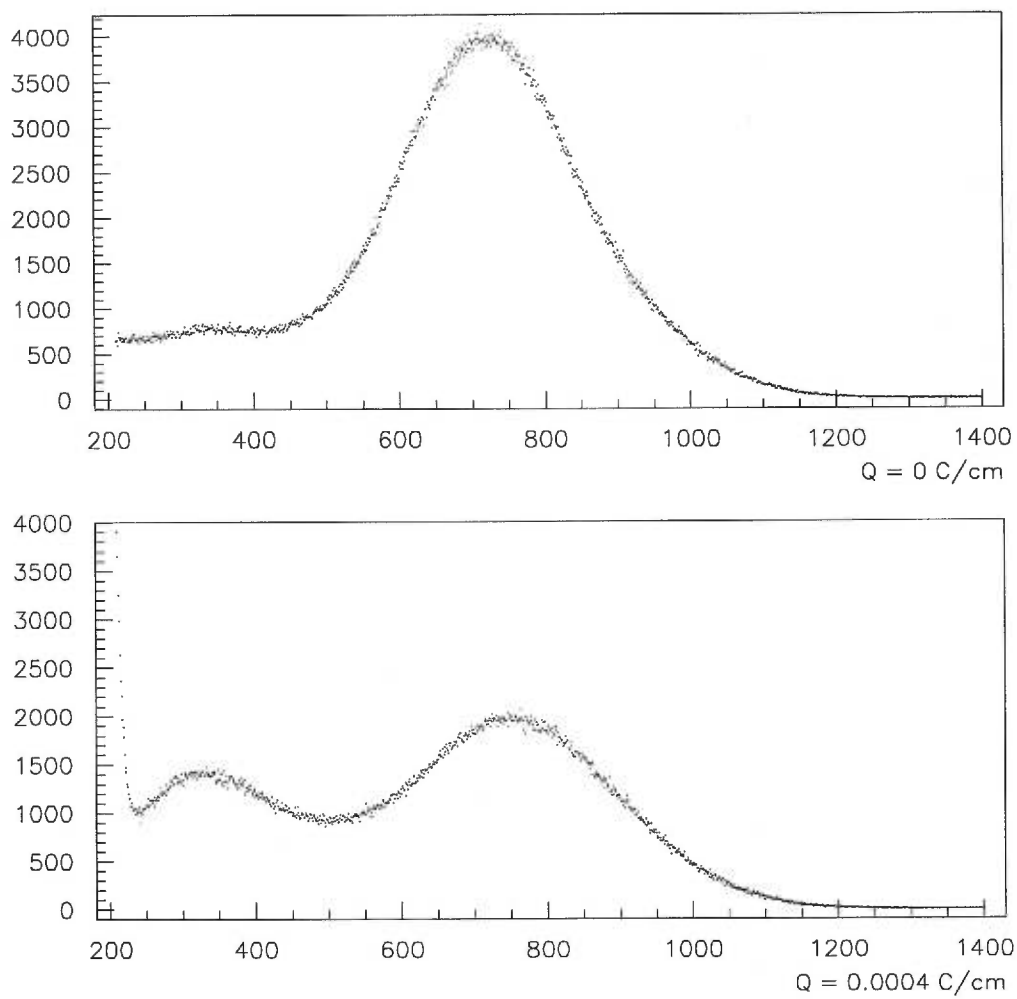


Figure 3.13: La variation du spectre de ^{55}Fe causée par l'accumulation de charge

Conclusion

Nous avons effectué des tests de vieillissement sur un prototype de la chambre à dérive BABAR. Ce prototype reproduisait le plus fidèlement possible les conditions de travail de la chambre. La pression interne était de 1030 mbar. Au cours de l'expérience, nous avons testé deux mélanges de gaz:

- 1) 80% de He et 20% de iC_4H_{10}
- 2) 76% de He, 19% de iC_4H_{10} et 5% de CF_4

que nous avons irradiés avec un tube à rayons X jusqu'à ce que le spectre obtenu avec une source de ^{55}Fe indique un endommagement sévère des fils (gain non uniforme). Pendant 4 ans d'opération, la chambre à dérive BABAR devrait recevoir un maximum de 0.1 C/cm sur les fils les plus irradiés.

Le mélange 1), choisi par la collaboration BABAR, se comporte relativement bien: nous avons observé des effets de vieillissement, mais ils ne sont pas très graves. Ainsi, à 0.06 C/cm de charge accumulée par fil, nous avons observé une perte de gain de $10 \pm 4\%$, mais celui-ci reste assez uniforme. Par contre, si on irradie les fils d'avantage, le gain perd rapidement en uniformité le long du fil.

Un autre phénomène observé est l'apparition de courants noirs, probablement causée par l'effet Malter. Les courants noirs étaient détectés toujours avant qu'un changement de gain ne soit perceptible sur le spectre. Cet effet peut donc servir d'avertissement au cours de l'utilisation de la vraie chambre. L'analyse des fils révèle que cet effet est très probablement causé par la polymérisation de l'isobutane, est donc inévitable. Cependant, nous avons observé que cet effet est d'autant plus important que *l'intensité* d'irradiation est grande, ce qui laisse supposer qu'il sera moins grave au cours de l'opération de la chambre à dérive BABAR, dont nous

avons reproduit l'irradiation en accéléré. Au moment où des courants noirs vont apparaître, il sera utile, si c'est possible, d'enlever pendant quelque temps (ex. un jour) la tension sur les fils pour améliorer la situation.

Les dépôts sur les anodes semblent être causés surtout par quelques impuretés qui contiennent du soufre et du silicium. Le soufre pourrait provenir des agents de moulage des passages en plastique qui soutiennent les anodes et le silicium, des anneaux d'étanchéité installés sur le prototype. Quoi qu'il en soit, un contrôle très strict de la pureté à l'intérieur de la chambre à dérive nous apparaît comme le meilleur moyen de prolonger son bon fonctionnement.

Quant au mélange 2), nous pensons qu'il serait très risqué de l'utiliser, puisqu'il semble chimiquement très actif et sa performance est plutôt désastreuse. Nous avons observé une importante dégradation du spectre dès 4×10^{-4} C/cm.

En résumé, nous recommandons à titre préventif l'utilisation du mélange gazeux sans CF_4 , un contrôle constant de sa pureté au cours de l'expérience, ainsi qu'une mesure systématique du courant sur les anodes, dont une augmentation anormale constitue un premier signe de vieillissement de la chambre. Les effets de celui-ci devraient diminuer d'ampleur après une coupure temporaire de la tension sur les fils.

Supplément

La violation CP et l'expérience BABAR

Table des matières

I. Le cadre théorique	98
▷ Le Modèle Standard	98
▷ Les opérateurs C et P	104
II. Pourquoi étudier la violation de CP?	106
▷ Est-ce qu'il existe une symétrie parfaite?	106
▷ L'autre moitié de l'Univers	107
III. La violation de CP dans le système $K^0 - \bar{K}^0$	109
▷ Des particules étranges...	109
▷ L'évolution du système $K^0 - \bar{K}^0$ dans le temps	110
▷ La violation de CP indirecte	112
▷ La violation de CP directe	114
▷ Les résultats expérimentaux	117
IV. La violation de CP dans le système $B^0 - \bar{B}^0$	117
▷ Pourquoi le système $B^0 - \bar{B}^0$?	117
▷ La matrice CKM et la violation de CP	119
▷ Les paramètres qui pourront être connus grâce à BABAR	121
V. BABAR: quelques aspects expérimentaux	124
▷ Production des paires $B^0 - \bar{B}^0$	124
▷ Le détecteur BABAR	127

I. Le cadre théorique

▷ Le Modèle Standard

La recherche des symétries joue un rôle primordial en physique. Elle nous permet de faire des modèles de plus en plus généralisés de la matière qui nous entoure et d'en tirer les lois fondamentales qui vraisemblablement la gouvernent. Ainsi, les symétries de l'espace-temps (conservation de l'énergie, de la quantité du mouvement,...) et l'invariance des lois physiques sous la transformation de Lorentz nous ont permis de décrire avec une grande précision le mouvement des corps. Dans le domaine de l'électromagnétisme, où la description du comportement des charges se fait sous la forme très élégante des équations de Maxwell, l'invariance sous la transformation de jauge fut longtemps considérée comme une curiosité... jusqu'au jour où on a découvert qu'à chaque type d'interaction entre les particules correspondait une théorie de jauge particulière qui pouvait révéler la structure profonde de ces interactions. C'est ainsi qu'on a ouvert un nouveau chapitre en physique des particules, qui se poursuit aujourd'hui avec la quête d'un grande théorie qui unifierait toutes les interactions connues. L'essor de cette recherche a été donné par le succès du Modèle Standard, qui est la théorie de jauge décrivant l'interaction électro-faible et la chromodynamique quantique.

Rappelons ici que les interactions fondamentales observées jusqu'ici dans la nature sont classifiées aujourd'hui dans quatre secteurs: l'interaction gravitationnelle, forte, faible et électromagnétique. Les trois dernières se trouvent unifiées à l'intérieur du Modèle Standard, construit sur le groupe de jauge non abélien $SU(2) \otimes U(1)$ (l'interaction électro-faible), et sur le groupe de jauge $SU(3)$ (l'interaction forte). L'interaction gravitationnelle est décrite par la relativité générale. L'unification de $SU(2) \otimes U(1)$ avec $SU(3)$ est théoriquement possible, par exemple à l'intérieur du groupe $SU(5)$, mais les données expérimentales disponibles ne permettent pas encore de trancher avec certitude pour un groupe particulier (réf. [10], p.277-291).

Quant à la gravité, son inclusion dans une théorie unifiée demeure un défi conceptuel à long terme...

Évidemment, toute tentative d'unification suppose que les théories de base sont correctes. Or, comme nous le verrons, le Modèle Standard est loin de faire l'unanimité. Entre autres, l'étude de la violation de **CP** donne à certains l'espoir de trouver une faille dans ce modèle et d'ouvrir ainsi la voie aux théories nouvelles qui seront peut-être plus facilement unifiables.

Voyons maintenant de plus près en quoi consiste le secteur électro-faible du Modèle Standard. Prenons comme point de départ l'équation de Dirac pour une particule libre de spin $\frac{1}{2}$:

$$[i\gamma^\mu \partial_\mu - m]\psi = 0 \quad (4.1)$$

où

$$\gamma^\mu = \begin{cases} \beta & \text{pour } \mu = 0 \\ \beta\alpha^\mu & \text{pour } \mu = 1, 2, 3 \end{cases}$$

$m \equiv$ la masse

$$\partial_\mu \equiv \text{dérivée par rapport à } \begin{cases} t & \text{pour } \mu = 0 \\ \vec{x} & \text{pour } \mu = 1, 2, 3 \end{cases}$$

avec

$$\beta = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{1} \end{pmatrix} \quad \vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & \mathbf{0} \end{pmatrix}$$

$\vec{\sigma} = \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ étant les matrices de Pauli:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Ainsi définie, l'équation de Dirac reste invariante sous la **transformation de jauge globale** telle que:

$$\psi \longrightarrow \psi' = e^{ig\mathcal{I}}\psi$$

où

$$g = \text{constante}$$

$$\mathcal{I} = \text{matrice d'interaction indépendante de } x^\mu$$

Il s'agit d'une transformation de jauge qui correspond à un changement de phase. Ce changement n'influence en rien la mesure d'une particule libre, puisque la norme de ψ demeure égale à celle de ψ' . Cependant, on peut avoir des effets mesurables sur l'interaction entre deux particules distinctes, si elles ont des phases différentes.

En général, l'évolution d'une particule peut être décrite par une **transformation de jauge locale**, i.e. quand \mathcal{I} dépend de x^μ . Évidemment, l'équation de Dirac telle que définie au (4.1) n'est pas invariante sous une telle transformation à cause de l'apparition d'un terme dérivatif $\partial_\mu \mathcal{I}$. Pour compenser, on doit introduire la dérivée covariante D_μ définie par:

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu$$

avec $A_\mu(x^\mu)$ qui, sous la transformation de jauge, devient

$$A_\mu \longrightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \mathcal{I}$$

De cette manière, si on remplace ∂_μ par D_μ dans (4.1), on obtient l'équation de Dirac corrigée

$$[i\gamma^\mu D_\mu - m]\psi = 0 \tag{4.2}$$

qui reste invariante sous la transformation de jauge locale. Dans notre cas, si on identifie g avec la charge d'une particule et A_μ avec le champ électromagnétique, cette transformation peut être associée à l'interaction de cette particule avec le champ.

Si on définit le tenseur $F_{\mu\nu}$ par

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

on peut construire le lagrangien L (un invariant de jauge) correspondant à cette interaction:

$$L = \underbrace{\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}}_{\mathbf{A}} - \underbrace{\bar{\psi} \left[\gamma_\mu (\partial_\mu - igA_\mu) - m \right] \psi}_{\mathbf{B}}$$

où le terme \mathbf{A} décrit le champ électromagnétique et le terme \mathbf{B} , l'interaction de la particule avec le champ. L'invariance de jauge implique aussi l'existence d'un boson d'interaction de masse nulle, qu'on associe évidemment au photon. Ce lagrangien correspond à la théorie de jauge construite sur le groupe abélien $\mathbf{U}(1)$. On peut l'étendre aux groupes non-abéliens $\mathbf{SU}(2)$ et $\mathbf{SU}(3)$.

Pour le groupe $\mathbf{SU}(2) \otimes \mathbf{U}(1)$, la transformation de jauge est définie par:

$$\psi \longrightarrow \psi' = e^{(igI_k \mathcal{I}^k + ig' \frac{1}{2} Y \mathcal{I}^o)} \psi$$

avec:

$$\begin{aligned} g \text{ et } g' &\equiv \text{ constantes de couplage} \\ I_k &\equiv \text{ composantes d'isospin faible} \rightarrow \mathbf{SU}(2) \\ Y &\equiv \text{ hypercharge} \rightarrow \mathbf{U}(1) \\ \mathcal{I}^k \text{ et } \mathcal{I}^o &\rightarrow \text{ matrices d'interaction} \end{aligned}$$

La charge de la particule, l'isospin et l'hypercharge sont reliés par:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

En introduisant B_μ comme générateur du boson d'interaction électromagnétique et W_k^μ comme générateur des 3 bosons d'interaction faible, on peut définir la dérivée covariante D_μ qui préserve l'invariance de l'équation de Dirac sous la transformation de jauge associée à l'interaction électro-faible:

$$D_\mu = \partial_\mu - igI_k W_k^\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu$$

Le lagrangien d'interaction devient:

$$L = -\sum_F \bar{\Psi}_F \gamma^\mu D_\mu \Psi_F$$

où les Ψ_F décrivent les états des particules qui interagissent par les bosons. Ces particules ont été appelées fermions.

Ainsi, le Modèle Standard classe les particules en deux grandes catégories: les fermions, qui ont un spin demi-entier, et les bosons de spin entier qui permettent l'interaction entre les fermions. Ensuite, on associe à ces particules des nombres quantiques différents et des représentations qui vont reproduire les résultats expérimentaux. Par exemple, une étape cruciale dans la construction du Modèle Standard fut l'assignation des fermions droits¹ dans les singulets et des fermions gauches dans les doublets; ce qui a pour effet de reproduire la préférence que la nature semble avoir pour les fermions gauches au cours des interactions faibles. C'est très commode, mais constitue un des désavantages du Modèle Standard: comme il y a beaucoup de paramètres introduits à la main, on se demande si ce modèle révèle vraiment la structure profonde de la matière ou si c'est une approximation qui ne tardera pas à atteindre ses limites.

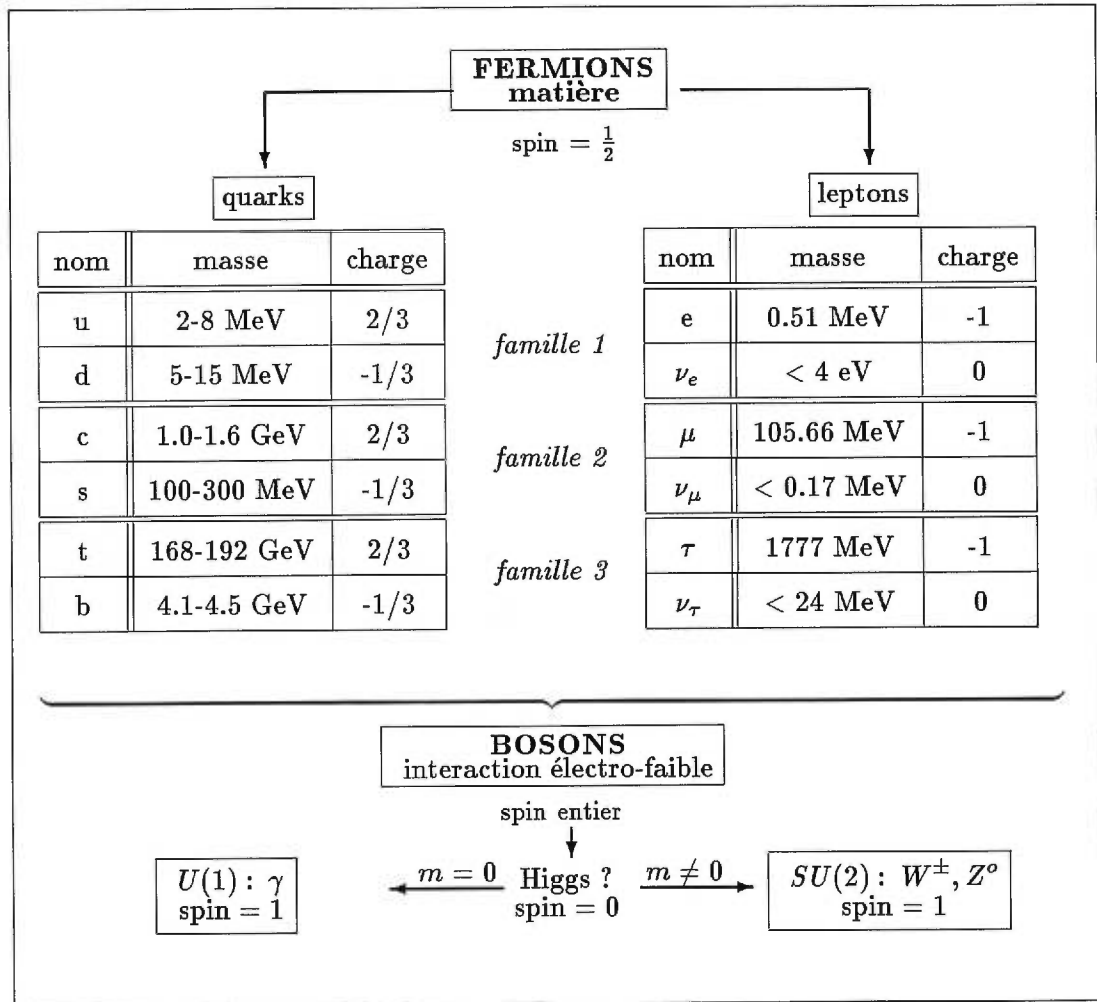
Un autre problème provient du fait qu'une invariance de jauge implique des bosons de masse nulle. C'est le cas pour le photon, mais l'expérience révèle que les interactions faibles se font à l'aide de bosons massifs. Pour remédier à cela, on a introduit le mécanisme de Higgs, qui postule au moins une particule supplémentaire, le boson de Higgs, dont le rôle est de donner la masse voulue aux bosons d'interaction faible. D'après cette théorie, le boson de Higgs devrait être une particule observable, mais on le cherche encore.

La figure 4.1 représente un résumé de la classification des particules fondamentales d'après le Modèle Standard. Le formalisme développé est valable pour une génération (famille) de fermions, qui correspond à la majorité des particules du monde perceptible directement. Mais auprès des accélérateurs, et aussi au cours du passage des rayons cosmiques dans l'atmosphère, on a observé des particules semblables, mais de durée de vie très courte, qu'on a associées à deux autres générations.

¹L'équation de Dirac (4.2) implique deux solutions ψ_R et ψ_L pour $\psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_L \end{pmatrix}$, associées respectivement à une hélicité positive et à une hélicité négative, c'est-à-dire à deux particules distinctes dont le spin est aligné dans le sens égal ou contraire au sens du mouvement.

On assume que ces particules se comportent de la même manière que celles de la première génération et que par conséquent, le Modèle Standard est applicable à elles.

Figure 4.1: Classification des particules selon le Modèle Standard



Nous avons déjà mentionné que l'invariance de jauge dans l'interaction faible est la *symétrie* fondamentale qui a permis la construction de ce modèle. Cependant, il arrive aussi aux physiciens de trouver dans la nature des asymétries qui étonnent, remettent en question nos intuitions et parfois les modèles qu'on croyait acquis. Nous allons décrire un cas particulier, celui des opérateurs **C** et **P**.

▷ **Les opérateurs C et P**

On définit la conjugaison de charge **C** comme l'opérateur unitaire qui inverse le signe de la charge (Q et Y) d'une particule donnée. Prenons l'exemple d'un électron décrit par une fonction d'onde ψ . Son évolution est décrite par l'équation de Dirac (4.2):

$$[i\gamma^\mu(\partial_\mu - ieA_\mu) - m]\psi = 0$$

Si on applique la conjugaison complexe à cette équation, on peut exprimer le résultat sous forme suivante:

$$[i\gamma^\mu(\partial_\mu + ieA_\mu) - m]C\psi^* = 0$$

la matrice **C** étant donnée par:

$$(-\gamma^\mu)^* = C^{-1}\gamma^\mu C$$

La quantité $C\psi^*$ décrit un positron, particule qui ne diffère de l'électron que par sa charge égale à $+e$.

L'action de **C** ne se limite pas aux particules qui nous apparaissent comme électriquement chargées. En effet, **C** agit sur la structure interne des particules et celles qu'on dit "neutres" se composent souvent de composantes qui ne le sont pas individuellement. Au début, les scientifiques définissaient **C** comme l'opérateur qui transforme une particule en son anti-particule. Cependant, cette définition s'est avérée insuffisante. En mécanique quantique des champs, on s'attend à ce que l'anti-particule ait des propriétés parfaitement symétriques à celles de la particule qui lui est associée (voir la section II). Or, nous savons que la conjugaison de charge n'est pas conservée, par exemple lors de la désintégration des pions par interaction faible:

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) \neq \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_L) = 0$$

où Γ est le taux de désintégration et L désigne le caractère gauche du neutrino. En fait, il s'agit d'une violation totale! Pendant un certain temps, les physiciens

ont cru trouver une solution à ce problème en associant \mathbf{C} avec l'opérateur parité, \mathbf{P} .

La définition originale de la parité est celle d'une réflexion spatiale d'un système de particules (ou de la fonction d'onde qui décrit une seule particule) par rapport à l'origine d'un système de coordonnées donné. Comme \mathbf{C} , \mathbf{P} est un opérateur unitaire, dont les valeurs propres sont ± 1 . À cela, il a fallu ajouter la notion de la parité intrinsèque d'une particule, qui est due à sa structure interne. La parité totale d'une particule est donnée par le produit de la parité propre à sa fonction d'onde et de sa parité intrinsèque. Enfin, le calcul de la parité d'un système de particules devient vite compliqué, puisqu'il faut tenir compte de leurs moments orbitaux respectifs.

Mentionnons que, dans le cas de la parité intrinsèque, l'opération parité s'exprime dans la notation de Dirac par:

$$P^{-1}\gamma^\mu P = \begin{cases} \gamma^\mu & \text{pour } \mu = 0 \\ -\gamma^\mu & \text{pour } \mu = 1, 2, 3 \end{cases}$$

ce qui donne $P = \gamma^0$.

Contrairement à ce que les physiciens ont supposé au début, la parité n'est pas conservée et, comme pour la conjugaison de charge, elle subit une violation maximale au cours de la désintégration de π^+ :

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) \neq \Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_R) = 0$$

Notons au passage que ce résultat perdrait son caractère absolu si on découvrait que le neutrino a une masse. En effet, une transformation de Lorentz serait alors possible pour faire passer un ν_L à un ν_R ...

La violation maximale de \mathbf{P} et de \mathbf{C} a fait espérer aux physiciens la conservation de leur produit. Si on applique \mathbf{CP} à $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L$, on obtient $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_R$. Or, on observe bien

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L) = \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_R)$$

Cependant, en 1964, une violation de \mathbf{CP} fut observée pour la première fois dans le système K^0 - \bar{K}^0 , qui, eux aussi, se désintègrent par interaction faible (Christenson,

Cronin, Fitch et Turlay; le premier et le deuxième ont eu le prix Nobel de 1980 pour la découverte). Mais avant de discuter de ce système, voyons quelques considérations qui rendent l'étude de la violation de **CP** particulièrement intéressante.

II. Pourquoi étudier la violation de CP?

Le simple fait qu'une grande partie de la construction du Modèle Standard s'est faite "à la main" constitue une justification à une étude plus poussée de tout phénomène qui pourrait permettre une meilleure compréhension de la matière. Comme on le verra plus loin (section IV), le Modèle Standard admet une violation de **CP** restreinte, mise à la main elle aussi, ce qui laisse espérer l'ouverture d'une faille dans ce modèle si l'ampleur de la violation dépasse celle qui est permise. Mais l'intérêt d'une telle recherche ne se limite pas au Modèle Standard: elle permet d'explorer deux autres voies fascinantes qui touchent aux fondements mêmes de notre connaissance de l'Univers.

▷ Est-ce qu'il existe une symétrie parfaite?

Comme nous l'avons déjà dit, la conjugaison de charge **C** n'est pas une transformation suffisante pour pouvoir passer d'une particule à son anti-particule associée en toute généralité. L'opérateur **CP** ne règle pas le problème. Actuellement, les physiciens croient que c'est l'opérateur **CPT** qui permet de relier une particule à son anti-particule associée. **T** est un opérateur anti-unitaire appelé "renversement du temps". Cette appellation peut induire en erreur, puisqu'elle semble impliquer un renversement de la flèche du temps, ce qui n'est pas le cas. Il s'agit plutôt du renversement des processus dans le temps.

Faisons ici un résumé utile des transformations subies par quelques différentes quantités associées à une particule, sous l'action de **C**, **P** et **T**:

opérateur appliqué	C	P	T	CPT
quantité de mouvement $\vec{p} \rightarrow$	\vec{p}	$-\vec{p}$	$-\vec{p}$	\vec{p}
moment angulaire $\vec{L} \rightarrow$	\vec{L}	\vec{L}	$-\vec{L}$	$-\vec{L}$
spin $\vec{s} \rightarrow$	\vec{s}	\vec{s}	$-\vec{s}$	$-\vec{s}$
champ électrique $\vec{E} \rightarrow$	$-\vec{E}$	$-\vec{E}$	\vec{E}	\vec{E}
champ magnétique $\vec{B} \rightarrow$	$-\vec{B}$	\vec{B}	$-\vec{B}$	\vec{B}

L'invariance de **CPT** lors des interactions entre les particules constitue un théorème fondamental de la théorie quantique des champs. Les anti-particules ainsi définies devraient avoir des masses, des temps de vie, des charges et des moments magnétiques égaux (en valeur absolue) à ceux des particules associées. L'étude de la violation de **CP** est une étape importante dans la compréhension que nous avons de l'anti-matière; dans le cas où l'invariance **CPT** serait effectivement vraie, une violation de **CP** devrait être automatiquement compensée par une violation de **T** du même ordre. Il y a aussi une autre raison non négligeable qui justifie une étude de la violation de **CP**. Celle-ci pourrait être au coeur d'une explication de l'état de notre univers tel que nous le connaissons aujourd'hui.

▷ L'autre moitié de l'Univers

Nous savons que l'expansion de l'Univers, l'abondance des éléments légers, ainsi que le rayonnement de $\sim 3^\circ\text{K}$, observés uniformément dans toutes les directions, furent les indices majeurs qui ont conduit à la formulation de la théorie du Big Bang. Celle-ci décrit comment, à partir d'un mélange extrêmement dense des particules, ont pu se former les atomes à l'origine du monde actuel. Il persiste pourtant un mystère qui devrait être en principe explicable dans le cadre du Modèle Standard: c'est celui de la prédominance de la matière sur l'anti-matière (si elle existe).

Nous sommes certains de cette prédominance dans un rayon de 10Mpc. S'il existait des grandes quantités d'anti-matière aux alentours de notre galaxie, les an-

nihilations inévitables avec la matière environnante produiraient des rayons gamma détectables dans les rayons cosmiques. Or, ces rayons gamma apparaissent dans un rapport de 1/10000. Si les particules et les anti-particules, telles que nous les avons définies, suivent les mêmes lois de physique et ont des comportements symétriques en tout point, comment expliquer l'apparition de cette inégalité? On pourrait supposer qu'elle était présente dans l'univers dès le départ, mais une telle hypothèse aurait le désavantage de ne rien expliquer. Une explication possible devrait tenir compte du fait que le rapport mesuré actuellement entre les baryons (ex.: protons, neutrons,...) et les photons est de l'ordre de 10^{-10} . Or, l'annihilation typique d'un baryon et d'un anti-baryon produit des pions neutres, qui à leur tour se désintègrent en photons. Cela peut indiquer que de grandes quantités de matière et d'anti-matière baryonique co-existaient aux premiers instants du Big Bang avant de s'annihiler mutuellement. Notre monde n'est peut-être que le résultat d'un léger excès de la matière, dont la cause doit être cherchée avant la création des nucléons.

La théorie actuelle qui tente d'expliquer l'apparition de cette asymétrie entre la matière et l'anti-matière au tout début de notre univers, la *baryogenèse*, date de 1967. Son auteur, Sakharov, postula que l'asymétrie aurait pu résulter d'une symétrie originale si trois conditions étaient respectées:

- Phase de déséquilibre thermique initial
- Violation du nombre baryonique
- **Violation de C et de CP**

Pour une description détaillée de cette théorie, voir les réf. [7] et [8]. L'important à retenir, c'est qu'une bonne compréhension des mécanismes qui régissent la violation de **CP** ne manquerait pas de nous éclairer sur nos origines.

III. La violation de CP dans le système $K^0 - \bar{K}^0$

▷ Des particules étranges...

Vers la fin des années 40, on a découvert des particules bizarres (réf. [2]). Elles étaient produites avec des sections efficaces typiques de l'interaction forte (environ 1 mbarn), mais elles avaient des temps de vie typiques de l'interaction faible (de l'ordre de 10^{-10} s). De plus, elles étaient produites par paires. Sur la suggestion de M. Gell-Mann, on a défini alors un nouveau nombre quantique S appelé "étrangeté". Ce nombre est conservé par l'interaction forte et électro-magnétique, mais pas par l'interaction faible. Ainsi, quand une paire de particules étranges est créée à partir des particules non étranges, l'une doit avoir $S=1$ et l'autre, $S=-1$. Ensuite, leur désintégration se fait par l'interaction faible.

K^0 et \bar{K}^0 sont un exemple d'une telle paire. Ce sont deux mésons, composés des quarks d et s :

$$K^0 = d\bar{s}$$

$$\bar{K}^0 = \bar{d}s$$

Ils constituent des états propres d'étrangeté, avec:

$$S|K^0\rangle = +1|K^0\rangle$$

$$S|\bar{K}^0\rangle = -1|\bar{K}^0\rangle$$

Comme l'interaction faible ne conserve pas l'étrangeté, ces deux états sont couplés et leur évolution doit être décrite par un état qui tient compte des mélanges possibles.

▷ **L'évolution du système $K^o - \bar{K}^o$ dans le temps**

Après sa création, la paire $K^o - \bar{K}^o$ évolue dans un état couplé qui s'écrit en toute généralité:

$$|K(t)\rangle = f_{K^o}(t)|K^o\rangle + f_{\bar{K}^o}(t)|\bar{K}^o\rangle$$

Son évolution est décrite par:

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} f_{K^o}(t) \\ f_{\bar{K}^o}(t) \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} f_{K^o}(t) \\ f_{\bar{K}^o}(t) \end{pmatrix}$$

H représente l'hamiltonien du système et il est donné par:

$$H = \left(M - \frac{i}{2}\Gamma \right)$$

Les matrices 2×2 M et Γ sont associées, respectivement, à la masse et à la largeur (cette dernière quantité est inversement proportionnelle à la vie moyenne) des kaons. Elles représentent des observables et sont par conséquent des opérateurs hermitiques. Les solutions physiques sont des états propres de H et ils seront de forme $e^{-i\omega t}$. Si on suppose l'invariance **CPT** pour le système $K^o - \bar{K}^o$, la matrice M peut être écrite comme:

$$M = \begin{pmatrix} M & m \\ m^* & M \end{pmatrix}$$

et, de la même manière, Γ s'écrit:

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma & \gamma \\ \gamma^* & \Gamma \end{pmatrix}$$

On obtient alors deux solutions qu'on peut exprimer sous la forme suivante²:

$$\begin{aligned} |K_S(t)\rangle &= |K_S\rangle e^{-i\omega_1 t} \\ |K_L(t)\rangle &= |K_L\rangle e^{-i\omega_2 t} \end{aligned}$$

où:

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} \left[e^{i\frac{\theta}{2}}(1+\epsilon)|K^o\rangle + e^{-i\frac{\theta}{2}}(1-\epsilon)|\bar{K}^o\rangle \right]$$

²cette manière d'écrire les solutions permet de dégager facilement les conséquences d'une conservation ou d'une violation de **CP** indirecte

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} \left[e^{i\frac{\theta}{2}}(1+\epsilon)|K^0\rangle - e^{-i\frac{\theta}{2}}(1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle \right]$$

$$x_{1,2} = \left(M - \frac{i}{2}\Gamma \right) \pm \left[|m|^2 - \frac{1}{4}|\gamma|^2 - i|m||\gamma| \cos \arg \frac{\gamma}{m} \right]^{\frac{1}{2}}$$

et

$$\frac{1-\epsilon}{1+\epsilon} = \left[\frac{|m| - \frac{i}{2}|\gamma|e^{-i\arg\frac{\gamma}{m}}}{|m| - \frac{i}{2}|\gamma|e^{+i\arg\frac{\gamma}{m}}} \right]^{\frac{1}{2}} e^{i\theta}$$

Nous aurons donc deux particules de masses et de temps de vie différents. Leurs masses et leurs taux de désintégration seront donnés par:

$$M_{1,2} = \text{Re}(x_{1,2})$$

$$\Gamma_{1,2} = 2\text{Im}(x_{1,2})$$

Expérimentalement, on trouve (réf.[4]):

$$\tau_S = (0.8927 \pm 0.0009) \times 10^{-10} \text{ s}$$

$$\tau_L = (517 \pm 4) \times 10^{-10} \text{ s}$$

Voyons maintenant comment s'exprime la violation de **CP** dans ce système. Si **CP** est invariant, on va s'attendre à ce qu'un état initial avec une valeur de **CP** définie auparavant se désintègre par l'interaction faible en un état de même **CP**. Si cette condition n'est pas satisfaite, deux possibilités se présentent:

A) l'état initial n'est pas un état propre de **CP**, mais un mélange des états propres qui conservent **CP** individuellement: on parle alors d'une violation de **CP indirecte**

B) indépendamment du mélange possible de l'état initial, **CP** n'est pas conservée par ses états propres au cours de l'interaction faible: on parle alors d'une violation *directe*

▷ **La violation de CP indirecte**

Si on considère chaque kaon dans son propre référentiel, on aura:

$$\mathbf{CP}|K^0\rangle = e^{i\theta}|\bar{K}^0\rangle \quad (4.3)$$

$$\mathbf{CP}|\bar{K}^0\rangle = e^{-i\theta}|K^0\rangle \quad (4.4)$$

En reprenant les notations de la section 3.2, on définit ainsi

$$\mathbf{CP} = \begin{pmatrix} 0 & e^{i\theta} \\ e^{-i\theta} & 0 \end{pmatrix}$$

Supposons maintenant que **CP** est conservé par le système $K^0 - \bar{K}^0$. On aura alors $[\mathbf{CP}, H]=0$, si H désigne l'hamiltonien du système. Cette condition implique que $\arg \gamma/m = 0$ dans l'hamiltonien et on obtient alors:

$$\epsilon = -i \tan \frac{\theta}{2}$$

Donc, si on observe au cours d'une étude de $|K_L\rangle$ et $|K_S\rangle$ que $\mathbf{Re}(\epsilon) \neq 0$, on peut conclure qu'il y a une violation de **CP** indirecte. Elle sera due aux éléments non diagonaux de la matrice de masse (réf. [12]).

Souvent, on prend une définition un peu plus simple de **CP** pour mieux illustrer ce cas. Si on ne tient pas compte de la phase des équations (4.3) et (4.4), on peut écrire:

$$\mathbf{CP}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$$

$$\mathbf{CP}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$$

et ramener $|K_L\rangle$ et $|K_S\rangle$ à une expression simplifiée aussi:

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} [(1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle]$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} [(1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle]$$

que l'on peut re-écrire:

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} (|K_1^o\rangle + \epsilon|K_2^o\rangle)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} (|K_2^o\rangle + \epsilon|K_1^o\rangle)$$

avec

$$|K_1^o\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^o\rangle + |\bar{K}^o\rangle)$$

$$|K_2^o\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^o\rangle - |\bar{K}^o\rangle)$$

On voit tout de suite que $|K_1^o\rangle$ et $|K_2^o\rangle$ sont des états propres de **CP**:

$$\mathbf{CP}|K_1^o\rangle = |K_1^o\rangle$$

$$\mathbf{CP}|K_2^o\rangle = -|K_2^o\rangle$$

avec les valeurs propres ± 1 . Donc, si nous avons une violation de **CP** strictement indirecte, elle est due au paramètre ϵ qui exprime le mélange des deux états propres de **CP** à l'intérieur des états de désintégration $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$. Si jamais $\epsilon = 0$, on obtient:

$$|K_S\rangle = |K_1^o\rangle \quad \mathbf{CP} = +1$$

$$|K_L\rangle = |K_2^o\rangle \quad \mathbf{CP} = -1$$

et **CP** est conservée. Historiquement, cette notation provient du fait qu'au début, on avait observé que les principaux modes de désintégration de $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$ sont (réf.[4]):

$$|K_S\rangle \rightarrow 2\pi \sim 100\%$$

$$|K_L\rangle \rightarrow 3\pi \sim 34\%$$

Or, on sait que la parité totale des états finaux de 2π est égale à 1 et celle des états finaux de 3π , à -1 (pour le calcul, voir réf.[1], p.242-243). Comme on le verra, $|\epsilon| \ll 1$. Mais avant, regardons de plus près les implications d'une violation de **CP** directe.

▷ **La violation de CP directe**

Pour dégager les paramètres liés à ce genre de violation, nous allons nous limiter aux désintégrations du type

$$K^0 \text{ ou } \bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$$

Les pions étant des bosons, le principe de Pauli implique que la fonction d'onde totale d'état final sera symétrique. Elle est donnée par la multiplication de la fonction d'onde associée à l'espace avec celle associée au spin et à l'isospin. Or, comme le spin du kaon et celui des pions est nul, le moment angulaire relatif des pions sera nul aussi et la fonction d'onde spatiale sera symétrique. La fonction d'onde du spin étant symétrique aussi, il s'ensuit que la fonction d'onde d'isospin doit être symétrique.

Les modes disponibles pour l'état final sont $\pi^0\pi^0$ et $\pi^-\pi^+$. Pour les pions, nous avons I_z égal à la charge, donc les états possibles d'isospin sont $I = 0, 1, 2$. Cependant, en exprimant tous ces états à l'aide des coefficients Clebsch-Gordan, on se rend compte que seuls les états avec $I = 0, 2$ sont symétriques. Nous aurons donc deux possibilités pour l'état final:

$$|\Pi^\pm \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\pi^+\pi^- \rangle + |\pi^-\pi^+ \rangle) = \sqrt{\frac{1}{3}}|20 \rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|00 \rangle$$

$$|\Pi^0 \rangle = |\pi^0\pi^0 \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}|20 \rangle - \sqrt{\frac{1}{3}}|00 \rangle$$

déterminés avec les coefficients de Clebsch-Gordan. Cela nous permet d'introduire deux quantités mesurables expérimentalement:

$$|\eta_{+-}|^2 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}$$

$$|\eta_{00}|^2 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}$$

avec K_L et K_S tels que définis dans la section précédente. Nous aurons alors:

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &= \frac{\langle \Pi^\pm | H_W | K_L \rangle}{\langle \Pi^\pm | H_W | K_S \rangle} \\ \eta_{00} &= \frac{\langle \Pi^0 | H_W | K_L \rangle}{\langle \Pi^\pm | H_W | K_S \rangle}\end{aligned}$$

où H_W désigne l'hamiltonien de l'interaction. Par ailleurs, définissons

$$\begin{aligned}\langle 2\pi(I = n) | H_W | K^o \rangle &= a_n e^{i\delta_n} \\ \langle 2\pi(I = n) | H_W | \bar{K}^o \rangle &= a_n^* e^{i\delta_n}\end{aligned}$$

avec $n = 0, 2$ comme valeur de I , et δ_n comme déphasage dû à l'interaction forte dans les états finaux. Cela nous permet d'exprimer les rapports suivants:

$$\begin{aligned}\epsilon_0 &= \frac{\langle 2\pi(I = 0) | H_W | K_L \rangle}{\langle 2\pi(I = 0) | H_W | K_S \rangle} \\ \epsilon_2 &= \frac{\langle 2\pi(I = 2) | H_W | K_L \rangle}{\langle 2\pi(I = 0) | H_W | K_S \rangle} \\ \omega &= \frac{\langle 2\pi(I = 2) | H_W | K_S \rangle}{\langle 2\pi(I = 0) | H_W | K_S \rangle}\end{aligned}$$

en fonction des a_n et des δ_n . En se rappelant la définition de $|\Pi^\pm\rangle$ et de $|\Pi^0\rangle$ en fonction des $|2\pi(I = 0)\rangle$ et des $|2\pi(I = 2)\rangle$, nous pouvons ainsi obtenir:

$$\eta_{+-} = \epsilon_0 + \frac{\epsilon'}{1 + \frac{\omega}{\sqrt{2}}} \quad (4.5)$$

$$\eta_{00} = \epsilon_0 - 2 \frac{\epsilon'}{1 - \frac{\omega}{\sqrt{2}}} \quad (4.6)$$

avec

$$\epsilon' = \frac{1}{2}(\epsilon_2 - \epsilon_0\omega)$$

Si, de surcroît, on choisit a_0 réel, on obtient la relation

$$\epsilon_0 = \epsilon$$

avec ϵ que nous avons déjà utilisé dans la définition de K_L et de K_S .

Finalement, une dernière simplification vient du fait qu'on néglige ω dans (4.5) et (4.6) devant le 1. On s'attend à ce que cette valeur soit très petite, puisque $K_S \rightarrow \pi(I = 0)$ devrait être privilégié à $K_S \rightarrow \pi(I = 2)$ par la règle³ $\Delta S = \Delta Q$. La valeur expérimentale de ω est d'environ 0.045. Nous obtenons ainsi:

$$|\eta_{+-}|^2 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx |\epsilon + \epsilon'|^2$$

$$|\eta_{00}|^2 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \approx |\epsilon - 2\epsilon'|^2$$

C'est ici que le paramètre ϵ' nous apparaît clairement comme expression d'une violation de **CP** qui n'est plus indirecte. En effet, nous avons déjà montré que

$$|K_S \rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\epsilon|^2)}} (|K_1^o \rangle + \epsilon |K_2^o \rangle)$$

$$|K_L \rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\epsilon|^2)}} (|K_2^o \rangle + \epsilon |K_1^o \rangle)$$

S'il n'y avait *aucune* violation de **CP** *directe*, on aurait $K_2^o \not\rightarrow \pi$ et les rapports $|\eta_{+-}|^2$ et $|\eta_{00}|^2$ ne dépendraient que de ϵ . Par conséquent, $\epsilon' \neq 0$ indique une autre cause de violation de **CP**. En se servant de la notation de la page précédente et en faisant l'approximation $\epsilon^2 \ll 1$, on peut exprimer ϵ' par:

$$\epsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{Im(a_2)}{a_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

Nous voyons ainsi que le choix de a_o réel implique que $Im(a_2)$ doit être nul s'il n'y a pas de violation de **CP** directe. De plus, on voit que la violation de **CP** directe dépend aussi de la différence des phases δ_2 et δ_0 .

³Puisque nous avons $Q = I_z + \frac{B+S}{2}$ et la charge Q doit être conservée. Dans notre cas, $\Delta B = \Delta Q = 0$ et K_S est principalement composé de K_1^o qui possède un S total = 0.

▷ Les résultats expérimentaux

Depuis 1964, plusieurs expériences ont été effectuées pour déterminer la valeur de $|\epsilon|$, ainsi que celles de $|\eta_{+-}|$ et $|\eta_{00}|$, qui permettent de déterminer le rapport de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ (réf. [11]). Pour les trois premiers paramètres, on s'accorde sur les valeurs suivantes (réf. [4]):

$$|\eta_{+-}| = (2.285 \pm 0.019) \times 10^{-3}$$

$$|\eta_{00}| = (2.275 \pm 0.019) \times 10^{-3}$$

$$|\epsilon| = (2.28 \pm 0.002) \times 10^{-3}$$

L'existence d'une violation de **CP** indirecte est ainsi admise hors de tout doute. Il n'en est pas de même pour la violation de **CP** directe. Bien que la valeur "officielle" de PPD 96 soit

$$Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) = (1.5 \pm 0.8) \times 10^{-3},$$

l'expérience E731 à Brookhaven a obtenu récemment une valeur compatible avec 0. C'est donc à suivre... Présentement, beaucoup d'espoirs sont mis dans l'étude du système $B^0 - \bar{B}^0$ pour mieux comprendre le phénomène. C'est l'objectif de l'expérience BABAR à Stanford, ainsi que Belle au Japon.

IV. La violation de CP dans le système $B^0 - \bar{B}^0$

▷ Pourquoi le système $B^0 - \bar{B}^0$?

Les mésons B^0 diffèrent des mésons K^0 par l'échange du quark s avec le quark b :

$$B^0 = d\bar{b}$$

$$\bar{B}^0 = \bar{d}b$$

De manière similaire que S pour les kaons, on associe aux mésons B un nombre

quantique appelé B (“beauté”). Il existe aussi des mésons qui sont à la fois “beaux” et “étranges”:

$$\begin{aligned} B_S^0 &= s\bar{b} \\ \bar{B}_S^0 &= \bar{s}b \end{aligned}$$

Nous nous contenterons ici de décrire seulement le système $B^0 - \bar{B}^0$ (pour une description plus détaillée de $B_S^0 - \bar{B}_S^0$, voir réf. [3]). L’étude de la violation de **CP** dans ce système est similaire à celle des kaons et c’est intéressant de vérifier si un comportement semblable est observé et, surtout, si l’interprétation théorique du phénomène demeure valable. Mais c’est loin d’être la seule raison de l’engouement pour ces mésons.

Comme on se rappelle, le quark b est beaucoup plus massif que les quarks d et s , ce qui permet des approximations qui rendent l’analyse théorique de la violation de **CP** au niveau des quarks plus facile dans le cas des mesons B que dans celui des kaons. Du point de vue expérimental, la grande masse de B^0 lui permet d’avoir un grand nombre de canaux de désintégration pour tester la violation de **CP**. Un autre avantage majeur est la fréquence des oscillations du système $B^0 - \bar{B}^0$. C’est un phénomène en tout point semblable au mélange des kaons décrit dans la section III. Comme nous allons le voir, l’étude de la violation de **CP** dans le système $B^0 - \bar{B}^0$ permet de déterminer des paramètres intéressants qui contribuent à tester le Modèle Standard. Or, certains de ces paramètres ne peuvent être clairement dégagés que si l’oscillation est physiquement perceptible. Pour cela, il faut que la fréquence des oscillations soit au moins aussi grande que le temps moyen de désintégration. C’est le cas des mesons B (contrairement aux mesons D par exemple).

Ceci resume les raisons qui rendent le système $B^0 - \bar{B}^0$ intéressant dans l’étude de la violation de **CP**. Avant de regarder les détails, nous devons introduire la matrice **CKM**, qui permet de paramétriser les limites que le Modèle Standard impose sur la violation de **CP**, et que l’expérience BABAR veut tester.

▷ **La matrice CKM et la violation de CP**

Dans le formalisme du Modèle Standard, si on prend pour acquis qu'il ya trois familles, les états propres de masse associés aux quarks sont:

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} \quad \mathbf{d} = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

avec \mathbf{u} pour les quarks "up" et \mathbf{d} pour les quarks "down" des doublets gauches (on se rappelle que les composantes droites se trouvent dans des singulets). Or, en écrivant le Lagrangien de l'interaction faible pour les quarks (voir réf.[3]), on se rend compte que les états \mathbf{u} et \mathbf{d} ne sont plus des états propres de l'interaction faible. Ces derniers se présentent comme un mélange de \mathbf{u} et de \mathbf{d} . On choisit habituellement de les exprimer par un \mathbf{u} inchangé et un \mathbf{d}' qui contient les termes de mélange. Le nouveau état \mathbf{d}' est donné par:

$$\mathbf{d}' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \mathbf{V} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

où \mathbf{V} est la matrice **Cabibbo-Kobayashi-Maskawa** définie en 1973:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Les éléments V_{ij} représentent les couplages entre les quarks i et j , avec:

$$V_{ij} \quad \text{pour} \quad q_j \longrightarrow q_i \quad \text{avec} \quad \begin{cases} j = d, s, b \\ i = u, c, t \end{cases}$$

$$V_{ij}^* \quad \text{pour} \quad q_j \longrightarrow q_i \quad \text{avec} \quad \begin{cases} i = d, s, b \\ j = u, c, t \end{cases}$$

Pour l'instant, les modules des termes de la matrice sont évalués expérimentalement

à (réf.[4], voir aussi réf.[15] pour les résultats les plus récents):

$$\begin{pmatrix} \mathbf{0.9745} - \mathbf{0.9747} & 0.219 - 0.224 & 0.002 - 0.005 \\ 0.218 - 0.224 & \mathbf{0.9736} - \mathbf{0.9750} & 0.036 - 0.046 \\ 0.004 - 0.014 & 0.034 - 0.046 & \mathbf{0.9989} - \mathbf{0.9993} \end{pmatrix}$$

S'il n'y a pas d'autres générations des quarks, la matrice \mathbf{V} sera unitaire. Une telle matrice 3×3 possède 9 paramètres libres, dont 5 phases relatives. Dans notre cas, il n'y a cependant que 4 paramètres qui ont une signification physique (réf.[3]). Parmi ceux-là, 3 peuvent pris réels et associés à des angles de rotation. Physiquement, ces angles sont responsables du mélange entre les quarks (les états propres de masse ne sont pas identiques aux états propres de la désintégration). Le quatrième terme, complexe, représente une phase qui implique un terme complexe dans l'hamiltonien de l'interaction faible, ce qui permet une violation directe de \mathbf{CP} (réf. [10]).

À partir de là, il y a plusieurs manières de paramétriser la matrice \mathbf{CKM} , la plus fréquemment admise étant l'approximation de Wolfenstein (réf.[15]). Dans cette représentation, seuls les éléments V_{ub} et V_{td} possèdent une phase complexe, les autres éléments étant réels. Du point de vue de la violation de \mathbf{CP} , ce sont donc les éléments les plus intéressants, mais ce sont aussi ceux qui contiennent les plus grandes incertitudes expérimentales. Une manière compacte de les exprimer se fait en appliquant la condition d'unitarité à la première et à la deuxième colonne de la matrice:

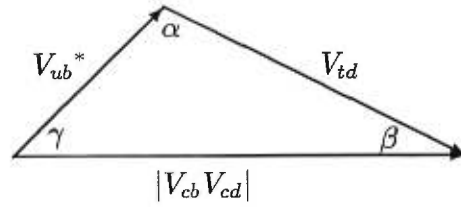
$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$$

En sachant qu'expérimentalement, $V_{ud} \sim 1$ et $V_{tb} \sim 1$, et que V_{cb} est réel, on peut faire l'approximation suivante:

$$V_{ub}^* + V_{td} = -V_{cb} V_{cd}$$

Cette condition s'exprime dans le plan complexe⁴ par:

⁴Dans le plan complexe, la longueur d'un vecteur représente le module d'un nombre complexe et l'angle qui lui est associé, l'argument.

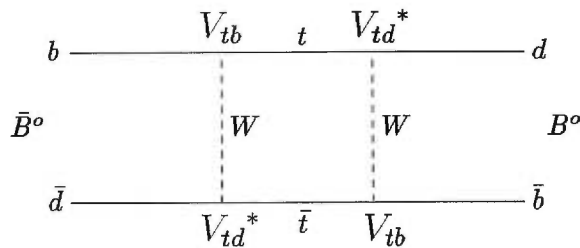


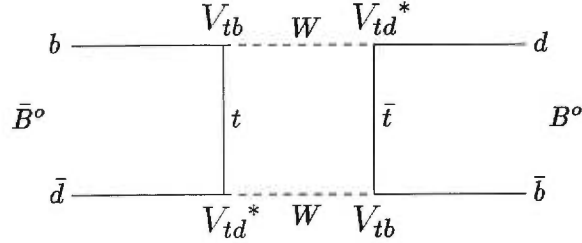
L'intérêt principal de cette représentation réside dans le caractère mesurable des angles α , β et γ dans le système $B^o - \bar{B}^o$ (réf.[3]). La grandeur de ces angles permettra d'avoir une mesure directe de la violation de **CP**, puisqu'ils expriment la partie imaginaire de V_{ub} et de V_{td} . Et si jamais on découvre que $\alpha + \beta + \gamma \neq \pi$, on aura trouvé un phénomène qui ne s'inscrit plus dans le cadre du Modèle Standard.

▷ **Les paramètres qui pourront être connus grâce à BABAR**

Pour une analyse détaillée du système $B^o - \bar{B}^o$, voir réf.[3]. Son évolution peut être décrite de manière similaire au système des kaons. Là encore, un état initial pur (i.e. un état propre du nombre quantique B) n'est pas nécessairement un état propre de masse ou de **CP**. Son évolution est influencée par le mélange entre B^o et \bar{B}^o , qui se fait en grande partie par l'intermédiaire des processus suivants:

$$\bar{B}^o \longrightarrow B^o$$





qui se font aussi dans le sens inverse. Il s'agit ici de transitions possédant des processus intermédiaires virtuels. D'après le Modèle Standard, elles devraient largement dominer d'éventuelles transitions du type $\bar{B}^0 \rightarrow X \rightarrow B^0$ (X étant une particule réelle, accessible via désintégration autant à \bar{B}^0 qu'à B^0).

Après sa création, un état initial pur B^0 devient un mélange de B^0 et de \bar{B}^0 . Son évolution est décrite par:

$$|B_{phys}^0(t)\rangle = f_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|\bar{B}^0\rangle$$

et, similairement, celle d'un état initial pur \bar{B}^0 s'écrit:

$$|\bar{B}_{phys}^0(t)\rangle = \frac{q}{p}f_-(t)|B^0\rangle + f_+(t)|\bar{B}^0\rangle$$

où:

$$\frac{p}{q} = \sqrt{\frac{m^* - i\gamma^*/2}{m - i\gamma/2}}$$

$$f_+(t) \equiv e^{-t(i\mathbf{M} + \mathbf{\Gamma}/2)} \cos \frac{\Delta m t}{2}$$

$$f_-(t) \equiv i e^{-t(i\mathbf{M} + \mathbf{\Gamma}/2)} \sin \frac{\Delta m t}{2}$$

m et γ \equiv éléments définis dans la section III

\mathbf{M} et $\mathbf{\Gamma}$ \equiv masse et taux de désintégration moyens des mesons B physiques

Δm \equiv différence entre les masses des mesons B physiques

Les mesons B physiques sont les états propres de l'hamiltonien du système et sont donnés par:

$$B_1 = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \quad \text{et} \quad B_2 = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle$$

Un grand nombre d'états dans lesquels $|B_{phys}^0(t)\rangle$ peut se désintégrer sont des états propres de CP (ex. $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$). En général, on les denote f_{CP} . À partir des définitions ci-haut, on peut déterminer le taux des désintégrations, dépendant du temps, de $|B_{phys}^0(t)\rangle$ en f_{CP} (réf.[3]):

$$\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) = |\langle f_{CP}|B^0\rangle|^2 e^{-\Gamma t} (1 - \Im(\lambda) \sin \Delta m t)$$

On a aussi:

$$\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) = |\langle f_{CP}|B^0\rangle|^2 e^{-\Gamma t} (1 + \Im(\lambda) \sin \Delta m t)$$

avec λ défini par:

$$\lambda \equiv \frac{q \langle f_{CP}|\bar{B}^0\rangle}{p \langle f_{CP}|B^0\rangle}$$

On définit ainsi l'asymétrie dépendante du temps qui va exprimer la violation de CP dans l'expérience BABAR:

$$A(B \rightarrow f_{CP}) \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})} = \Im(\lambda) \sin \Delta m t \quad (4.7)$$

La partie de droite est mesurable expérimentalement et son évolution dans le temps nous permet de déterminer $\Im(\lambda)$. Or, si on exprime λ avec les éléments de la matrice CKM et la paramétrisation définie dans la section IV, on peut montrer que, pour différents états f_{CP} , $\Im(\lambda)$ équivaut aux différents angles du triangle unitaire (réf. [3]), par exemple:

Mode de désintégration	$\Im(\lambda)$
$B^0 \rightarrow J/\psi + K^0$	$-\sin(2\beta)$
$B^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	$-\sin(2\alpha)$
$B_S^0 \rightarrow \rho + \bar{K}^0$	$-\sin(2\gamma)$

V. BABAR: quelques aspects expérimentaux

▷ Production des paires $B^0 - \bar{B}^0$

L'expérience BABAR a lieu au complexe d'accélérateurs SLAC, à Stanford, en Californie. La production des paires $B^0 - \bar{B}^0$ se fait par l'intermédiaire d'un nouveau accélérateur, PEP-II. Celui-ci permet la collision d'un faisceau d'électrons avec un faisceau de positrons. L'énergie au centre de masse du point de collision est de 10.58 GeV, ce qui correspond à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$. L'annihilation $e^- - e^+$ à cette énergie produit les $\Upsilon(4S)$ avec un bon rapport signal/bruit d'environ 1/3. C'est un meson $b\bar{b}$ à l'état excité, dont le mode de désintégration dominant (> 96%) est une paire de mesons B . Un avantage majeur de cette résonance est le fait que la désintégration en $B\bar{B}$ se fait sans produire d'autres particules. La luminosité totale lors de la collision des faisceaux est d'au moins $3 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et elle peut être maintenue durant un cycle de près de deux heures (réf.[16]).

Une caractéristique importante qui fait l'originalité de PEP-II est le fait que les deux faisceaux $e^- - e^+$ ont des énergies différentes dans le référentiel du labo. Sans cette différence, l'expérience BABAR serait à toutes fins pratiques impossible. Pour mieux le voir, nous allons présenter ici la méthode utilisée pour mesurer la violation de CP selon l'asymétrie définie en (4.7):

$$A(B \rightarrow f_{CP}) \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})} = \Im(\lambda) \sin \Delta mt$$

Pour que l'analyse de la variation temporelle de cette asymétrie soit possible, trois conditions doivent être remplies:

- Un meson B^0 ou \bar{B}^0 est identifié au temps t_0
- Le temps t où le meson B se désintègre en f_{CP} est déterminé
- Les produits de la désintégration $B \rightarrow f_{CP}$ sont identifiés

La première étape est rendue possible grâce au fait qu'après sa création, la paire

$B^0 - \bar{B}^0$ est contrainte à demeurer dans deux états orthogonaux. En effet, un B^0 peut devenir un \bar{B}^0 par échange de deux bosons identiques et, par les statistiques de Bose, la fonction d'onde totale doit demeurer symétrique sous cet échange. Cette contrainte demeure valable jusqu'au moment où l'un des deux mesons se désintègre. Si les produits de cette désintégration permettent de l'identifier⁵, l'autre meson devient identifié du même coup à *cet instant précis*, qu'on note t_0 . Ensuite, on attend un temps t la deuxième désintégration, en espérant que l'état final sera un état propre de **CP**.

Considérons maintenant deux faisceaux e^+ et e^- dont les énergies totalisent 10.58 GeV au centre de masse. Appelons les énergies de chacun des faisceaux, respectivement, E_+ et E_- , avec $E_- > E_+$. Dans le cas relativiste, où l'énergie totale des électrons est très proche de leur quantité de mouvement, on peut faire l'approximation que l'énergie au centre de masse (E_{CM}) est égale à:

$$E_{CM} = 10.58 \text{ GeV} \sim \sqrt{4E_- E_+} \quad (4.8)$$

L'annihilation des deux faisceaux produit d'abord la résonance $\Upsilon(4S)$, qui ensuite se désintègre en une paire des mesons B . Dans le référentiel du laboratoire, nous aurons:

$$(E_+ + E_-)^2 = (p_B)^2 + (2m_B)^2$$

avec:

$p_B \equiv$ quantité de mouvement (selon l'axe du faisceau) disponible pour B^0 et \bar{B}^0

$m_B \equiv$ la masse d'un meson B

En prenant la masse de B^0 (5.279 GeV), on obtient:

$$p_B \equiv \sqrt{(E_+ + E_-)^2 - 111.47 \text{ GeV}^2}$$

Dans le cas où $E_+ = E_-$, la relation (4.8) nous donne

$$E_+ = E_- = 5.29 \text{ GeV}$$

⁵grâce aux désintégrations qui impliquent des leptons ou des kaons chargés: ceux-ci en général sont du même signe de charge que le quark b initial

Par conséquent:

$$p_B \approx 0.68 \text{ GeV}$$

Si la quantité de mouvement est également distribuée entre les deux mesons, chacun aura environ 0.34 GeV. On sait que la définition relativiste de la quantité de mouvement est:

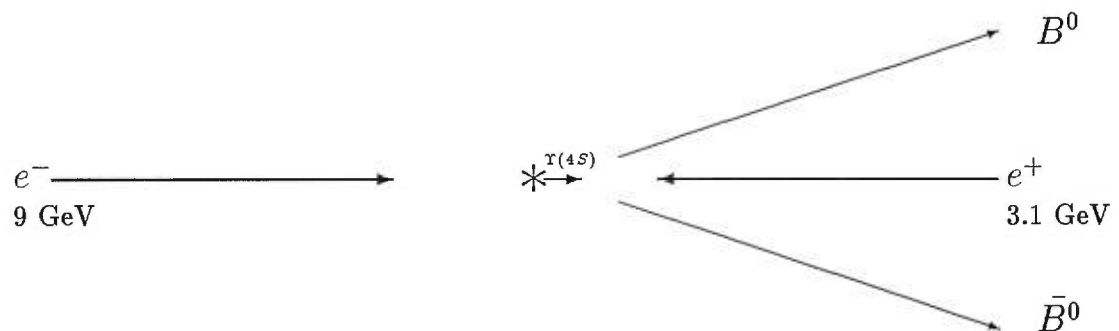
$$p = \beta\gamma m_B$$

avec β et γ les paramètres relativistes habituels. Dans notre cas, on obtient $\beta\gamma \approx 0.065$. Or, on peut démontrer (réf.[3]) que la distance (dans le référentiel du laboratoire et selon l'axe du faisceau) entre les deux points de désintégration est très bien approximée par

$$\Delta s \approx \beta\gamma c\tau$$

où τ représente la demi-vie du meson B et c , la vitesse de la lumière. En prenant $c\tau_{B^0} = 468\mu m$ (réf.[4]), on obtient un Δs de l'ordre de $30\mu m$. La mesure exacte de cette distance est évidemment cruciale pour déterminer le temps t dont l'asymétrie (4.7) dépend. Malheureusement, la technologie actuelle des détecteurs vertex ne permet que des résolutions de l'ordre de $100 - 50 \mu m$.

L'asymétrie des énergies des faisceaux $e^+ - e^-$ sert à résoudre ce problème. Dans l'expérience BABAR, on a choisi les énergies tel qu'illustré ci-bas:



Ainsi, les produits de l'annihilation des deux faisceaux sont projetés selon la direction du faisceau le plus énergétique. Si on refait le calcul précédent avec $E_- = 9$ GeV et $E_+ = 3.1$ GeV, on voit que l'énergie du centre de masse demeure égale à 10.58 GeV, mais que l'impulsion donnée au centre de masse dans le référentiel du laboratoire permet d'obtenir une distance Δs de l'ordre de $200\mu m$. Avec une résolution sur cette distance $< 100\mu m$, la mesure devient réalisable. Une fois cette première difficulté résolue, le rôle majeur dans la réussite de l'expérience est joué évidemment par le détecteur BABAR.

▷ Le détecteur BABAR

Le design du détecteur est légèrement asymétrique pour tenir compte de l'impulsion supplémentaire des produits de désintégration dans la direction des électrons. Comme les modes f_{CP} intéressants ont des rapports d'embranchement de l'ordre de 10^{-4} , il a fallu construire un appareil très efficace dans l'identification des particules, avec une bonne résolution de la quantité de mouvement et des coordonnées spatiales, ainsi qu'un minimum de matière sur le chemin des particules pour éviter un excès de bruit. Une description très détaillée des différentes composantes du détecteur peut être trouvée à la référence [16]. Nous allons nous contenter ici d'une brève liste de ces composantes et de leur caractéristiques principales, en commençant par les couches les plus proches du faisceau et en finissant avec les couches extérieures.

⇒ *Au centre: détecteur vertex*, fait de 5 cylindres co-axiaux en silicium, dont chacun permet une mesure de position (en 2 dimensions) des particules chargées. Résolution: **50 – 100 μm** .

⇒ **Tube de support** où se trouvent les derniers éléments d'alignement des faisceaux.

⇒ **Chambre à dérive** remplie de **80%** de He et de **20%** de C_4H_{10} (isobuthane). Elle contient 40 rangées de fils-anodes, dont le nombre total est 7104. C'est

la composante principale pour mesurer la trajectoire des particules chargées et leur quantité de mouvement (entre 100 MeV/c et 2.5 GeV/c). La hauteur du signal permet de déterminer le dE/dx moyen de la particule et de différencier ainsi les K des π à un niveau de 3σ jusqu'à 0.7 GeV/c, ce qui couvre une grande partie des kaons utilisés pour l'étiquetage des mesons B .

⇒ **Calorimètre électromagnétique** composé de 6780 cristaux de CsI, dont chacun est lu par deux photodiodes indépendantes. Son rôle principal est d'identifier les π^0 qui se désintègrent en photons et de permettre la séparation des électrons des π^- grâce à l'analyse de leurs gerbes électromagnétiques.

⇒ Juste au-dessus du calorimètre: un **solénoïde superconducteur** qui induit un champ magnétique de 1.5 Tesla dans la chambre à dérive.

⇒ **DIRC** ("Detector for Internally Reflected Cherenkov photons"): il s'agit d'un système ingénieux qui sert surtout à départager définitivement les K^\pm des π^\pm à un niveau de 4σ . Une mince couche de quartz capte la radiation Čerenkov, dont l'angle caractéristique (dépendant de la vitesse) est conservé par une suite de réflexions internes le long de l'axe du faisceau. La lumière est ainsi envoyée au bout du détecteur, où elle traverse un contenant d'eau avant d'être captée par des photomultiplicateurs.

⇒ **IFR** ("Instrumental Flux Return"): constituée d'une vingtaine de plaques de fer de 2 à 5 cm d'épaisseur, cette dernière couche d'un détecteur sert habituellement à uniformiser le champ magnétique et à absorber tous les produits de la collision des deux faisceaux. Mais chez BABAR, on innove en insérant des RPC (chambres à étincelles avec des plaques de grande résistance) entre les plaques de fer pour détecter les particules chargées qui n'auraient pas été stoppées par les couches inférieures (des muons pour la plupart). Mentionnons aussi que cette partie du détecteur joue le rôle d'un support de l'ensemble et qu'elle doit être construite de manière à bien absorber d'éventuels chocs sismiques (l'expérience se situe à quelques pas de la faille St-Andréas...).

L'efficacité générale du détecteur BABAR, après simulations, est évaluée entre 32 et 45 % pour l'étiquetage des modes de désintégration intéressants du point de vue de CP, et entre 28 et 60 % pour leur reconstruction (réf. [3]). Évidemment, les simulations ne suffisent pas pour évaluer la performance d'un détecteur: des prototypes de chaque composante ont dû être soumis à une confirmation expérimentale. Un test important consiste à vérifier la durée de vie des parties du détecteur les plus fragiles, dont la chambre à dérive. De tels tests, appelés "tests de vieillissement" sont le sujet de ce mémoire.

RÉFÉRENCES

- [1] Particle Physics, B.R. Martin and G.Shaw, J. Wiley and Sons Ltd., 1992
- [2] Particle Physics at the New Millenium, Byron P. Roe, Springer, 1996
- [3] Physics at an asymmetric-energy B meson factory, Patricia R. Burchat, BABAR note 68, 28-06-91
- [4] Particle Physics Data Booklet, 1996, AIP
- [5] Particle Physics for Cosmology, Frank Wilczek, IASSNS-HEP 96/97, 25 Août, 1997 (School of Natural Sciences, Institute for Advanced Study, Princeton, NJ 08540)
- [6] Fundamentals of University Physics, W. W. McCormick, The Macmillan Company ltd., 1969
- [7] Baryogenesis and thermal history after inflation, M.Yoshimura, Department of Physics, Sendai 980-77 Japan, Tu/96/500, hep -ph/960536 08 Mai 1996
- [8] Review of Particle Physics, Physical review D54, 1 (1996), R.M. Barnett et al.
- [9] Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics, Francis Halzen and Alan D. Martin, CERN Preprint
- [10] Modern Elementary Particle Physics: the Fundamental Particles and Forces?, Gordon Kane, Addison-Wesley Publishing Company, 1993
- [11] STATUS OF CP VIOLATION IN K DECAYS AND RELATED TOPICS, Dapnia/SPP 98-02, Janvier 1998, Librairies CERN, SCAN-9802072
- [12] CP violation for pedestrians, A.Masiero, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova (Italie)
- [13] Measurement of the CP-violation parameter η_{00} using tagged \bar{K}^0 and K^0 , CPLEAR Collaboration, CERN-PPE/97-148
- [14] CP, T, and CPT Violation in the Neutral-Kaon System in the CPLEAR Experiment, Physics of Atomic Nuclei, Vol.59, No.9, 1996, pp. 1529-1541

- [15] CKM Matrix: Present and Future, Andrzej J. Buras, TUM-HEP-299/97, octobre 1997, Technische Universität München, Physic Department, D-85748 Garching, Germany
- [16] BABAR Technical Design Report, SLAC-R-95-457, Mars 1995
- [17] Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, W.R. Leo, Second Edition, Springer-Verlag, 1994
- [18] X-Ray Spectroscopy - An Introduction, B.K. Agarval, Springer-Verlag, Springer Series in Optical Sciences, Second Edition, 1991
- [19] Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, F.Sauli, CERN, 3 May 1977
- [20] A New Technique for Studying the Fano Factor and the Mean Energy per Ion Pair in Counting Gases, A. Pansky & all, ICFA Instrumentation Bulletin, Journal of Applied Physics, juin 1996.
- [21] Status of Feedthroughs and Crimping, BABAR Technical Note TNDC - 96 - 45, D.Warner et C. Hearty, juin 1996.
- [22] Evaluation of Adhesives for Use in the BABAR Drift Chamber, BABAR Technical Note TNDC - 96 - 55, W. P. Wong et C. Hearty, University of British Columbia, septembre 1996.
- [23] Drift Chamber Electronics System Description, BABAR Technical Note TNDC - 97 - 68, DC Elect. Group, décembre 1997.
- [24] **Wire chamber aging, John A. Kadyk, NIM A300(1991) 436-479.**
- [25] Chemistry 551 Home Page, University of Virginia Analytical Chemistry Home Page, <http://poe.acc.virginia.edu/~roa2s/XRay-General.html>
- [26] X-Ray Theory par James H. Wittke, 1997
<http://vishnu.glg.nau.edu/people/jhw/Probe/Theory.html>
- [27] Site WWW de SLAC, chambre à dérive
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/doc/CentralTracker/index.html>
- [28] Site WWW officiel du CRXO (Center for X-Ray Optics) du Laboratoire National de Lawrence Berkeley, http://www-cxro.lbl.gov:80/optical_constants/