



HAL
open science

Conception et réalisation de modules de détection pour le trajectographe interne de l'expérience STAR

Christophe Suire

► **To cite this version:**

Christophe Suire. Conception et réalisation de modules de détection pour le trajectographe interne de l'expérience STAR. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2001. Français. NNT: . tel-00389253

HAL Id: tel-00389253

<https://theses.hal.science/tel-00389253>

Submitted on 28 May 2009

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

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

THESE

présentée et soutenue publiquement le 21 juin 2001

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Spécialité Physique Nucléaire

par **Christophe SUIRE**

Titre

**Conception et réalisation de modules de détection
pour le trajectographe interne de l'expérience STAR**

devant la commission d'examen :

Jean-Pierre Coffin	Directeur de thèse
Paolo Giubellino	Rapporteur externe
Timothy J. Hallman	Rapporteur externe
Daniel Huss	Examinateur
Jean-Louis Riester	Président du jury et rapporteur interne
Emmanuel Ancousture	Membre invité

Ce travail de thèse a pu être réalisé grâce au soutien financier
de l'entreprise Eurisys Mesure dans le cadre d'une BDI
CNRS-Industrie

Remerciements

Je tiens, en premier lieu, à remercier Monsieur Jean-Pierre Coffin, mon directeur de thèse qui m'a accueilli dans son groupe de recherche et accordé sa confiance. Je le remercie sincèrement d'avoir fait que ce travail se réalise dans les meilleures conditions scientifiques et humaines.

Mes remerciements vont également à Messieurs Paolo Giubellino, Timothy J. Hallman, Daniel Huss, Jean-Louis Riestter et Emmanuel Ancosture qui ont accepté de constituer mon jury de thèse, pour leurs lectures et leurs corrections de ce document.

Je remercie sincèrement les membres du groupe ALICE-STAR de l'IReS, Alberto Tarchini, Laurent Arnold, Jean-Pierre Coffin, David Bonnet, Christian Kuhn, Carl Gojak, Jerome Baudot, Magalie Guedon, Jean-Robert Lutz, Marie Germain et Boris Hippolyte. Leurs compétences et leur soutien m'ont été précieux tout au long des ces trois années. Quotidiennement, j'ai eu la chance de travailler avec des amis plus qu'avec des collègues. Merci de tout coeur.

J'ai aussi sollicité l'aide de nombreuses personnes, notamment à l'IReS et au PHASE, je les remercie du temps qu'elles m'ont consacré et de leur gentillesse.

J'exprime également ma gratitude aux personnes du LEPSI et d'EURISYS MESURES avec qui mes contacts furent enrichissants et souvent porteurs de solutions. Je remercie particulièrement Jean-Daniel Berst, Wojciech Dulinski et Pierre Rohr. J'accorde une place particulière à EURISYS MESURES qui m'a apporté un soutien financier et matériel facilitant mon travail de thèse.

Pendant des heures, voire des jours entiers, j'ai maudit l'informatique et les problèmes de réseau, d'espace disque et de compilateurs etc... Ce temps perdu fut notablement diminué grâce à l'aide d'Alain Michalon et Benoît Speckel, merci à eux. Un grand merci à Charles Munch dont les photographies de qualité illustrent ce document et à Marie-Thérèse Lutz pour son aide à résoudre les petits tracas quotidiens et administratifs.

Une pensée amicale pour Julien, Fabien et Walter, avec une mention spéciale à Marc et à Paul, les inséparables, qui n'ont pas loupé beaucoup d'occasions de transformer le couloir (et aussi mon bureau) en terrain de jeux voire en champ de bataille. Boris a partagé tout cela avec moi, mais également quelques périodes plus éprouvantes au cours de la rédaction de cette thèse, merci. Merci à Stéphane pour ses conseils littéraires, autour d'un café, qui

m'ont permis de m'échapper de la physique le temps d'un livre.

Loin de mon travail et de la Physique, je pense à mes amis qui m'accompagnent depuis si longtemps et avec lesquels j'ai vécu tant de moments inoubliables : ces quelques retours aux sources furent toujours agréables et surprenants.

Merci à mon Anda pour son aide, ses conseils et son amitié.

à S.,

Table des matières

Introduction	5
1. Concepts et instruments de détection	7
1.1 Physique des hautes énergies	8
1.1.1 Principes de base de la trajectographie	8
1.1.2 Instruments de détection	10
1.2 Un exemple : le SVT de BABAR	11
1.2.1 Description du SVT	12
1.2.2 Particularités du trajectographe interne	13
1.3 Les collisions d'ions lourds (ultra-) relativistes	15
1.3.1 Déconfinement et Plasma de Quarks et de Gluons (PQG)	15
1.3.2 Conditions expérimentales	17
1.4 Les expériences en cible fixe	17
1.4.1 Problématique des collisions en cible fixe	18
1.4.2 L'expérience WA97	18
1.5 Une nouvelle génération d'expériences	21
1.5.1 Un changement de philosophie	21
1.5.2 Le détecteur STAR	22
1.5.3 Le trajectographe interne	24
2. Un détecteur en silicium à micropistes pour l'expérience STAR	27
2.1 Un cylindre de détecteurs double-face en silicium à micropistes (SSD)	27
2.1.1 Présentation générale du SSD	28
2.1.2 Les apports de la couche SSD	29
2.2 Le module de détection	33
2.2.1 Les détecteurs en silicium à micropistes	33
2.2.2 Des besoins spécifiques	34
2.2.3 Système de contrôle et acquisition des données	38
2.3 Vers un module compact	39
2.3.1 La solution TAB	40
2.3.2 Le module de détection final	42
2.4 Les différentes étapes du développement	45
3. Caractérisation d'un module de détection	47
3.1 Principes de base des semi-conducteurs	47
3.1.1 Les principes fondamentaux	47
3.1.2 Le dopage	48
3.1.3 La jonction pn	50
3.1.4 La détection des particules	51

3.2	Les détecteurs en silicium à micropistes	53
3.2.1	Principe de la détection	53
3.2.2	Caractéristiques fondamentales	54
3.2.3	Capacités dans les détecteurs en silicium à micropistes	56
3.3	Electronique de lecture: le circuit ALICE128C	59
3.3.1	Présentation du circuit	59
3.3.2	Fonctionnalités du circuit	60
3.3.3	Tests spécifiques	62
3.3.4	Evolution du circuit ALICE128C: le circuit HAL025	64
3.4	Connectique TAB - <i>Tape Automated Bonding</i>	65
3.4.1	Le TAB dans les modules STAR	65
3.4.2	Principe des tests	65
3.4.3	Résultats de tests pour modules prototypes	70
3.4.4	Résultats	72
3.4.5	Conclusions	72
3.5	Test sous faisceau	74
3.5.1	Le banc de test sous faisceau	74
3.5.2	L'analyse des données	76
3.5.3	Performances du télescope	79
3.5.4	Analyses d'un module prototype	85
3.5.5	Résultats pour un module STAR	94
3.5.6	Conclusions	98
3.6	Irradiation du module de détection	99
3.6.1	Dispositif expérimental	99
3.6.2	Irradiation du circuit ALICE128C	100
3.6.3	Irradiation d'un détecteur en silicium	102
3.6.4	Conclusions	104
3.7	Bilan relatif aux modules de détection	105
4.	La production du SSD	107
4.1	Les détecteurs à micropistes	107
4.1.1	Critères d'acceptation et définition d'un label de qualité	108
4.1.2	Définition des tests	109
4.1.3	Description des tests	114
4.1.4	Résultats statistiques sur les tests de production	119
4.1.5	Conclusion	122
4.2	Les circuits de lecture	123
4.2.1	Tests des circuits sous pointes	123
4.2.2	Tests de validation du TAB	123
4.2.3	Le protocole de test des circuits connectés au ruban	124
4.2.4	Résultats des tests	126
4.3	Autres composants d'un module de détection	127
4.3.1	Le circuit hybride	127
4.3.2	Le circuit de contrôle COSTAR	127
4.4	Assemblage et tests à définir	128
4.4.1	Assemblage d'un module de détection	128
4.4.2	Définition d'un protocole de test	130
4.5	Conclusions	130

Conclusion	133
Annexe 1 : les expériences du RHIC	135
Annexe 2 : le câblage par fil	137

Introduction

Depuis l'été 2000, le collisionneur RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) à Brookhaven produit des collisions d'ions lourds à une énergie encore jamais atteinte à ce jour ($\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV), l'énergie maximale visée étant $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Ainsi sont créées des conditions très favorables à la formation du Plasma de Quarks et de Gluons, dont la mise en évidence constitue le défi principal de la nouvelle génération d'expériences installées auprès de ce collisionneur. Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'expérience STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) appartenant à cette génération.

En amont des analyses physiques qui commencent à présent, deux laboratoires français de l'IN2P3 (l'IReS de Strasbourg et Subatech de Nantes) contribuent à la partie instrumentale du détecteur STAR. Cette contribution consiste en un cylindre de 320 détecteurs en silicium à micropistes double-face (SSD), venant compléter le système de trajectographie. L'étude des collisions d'ions lourds impose de sévères contraintes sur la conception des détecteurs. La haute multiplicité de particules émises dans l'état final est l'une des principales, dictant ainsi les caractéristiques des éléments qui composent les modules de détection du SSD.

La réalisation de ce cylindre a nécessité plusieurs étapes qui ont été schématiquement les suivantes : conception, construction et tests des détecteurs, de l'électronique de lecture, des connexions électriques et finalement d'un ensemble dit module de détection. Toutes ces étapes ont été dominées par le souci constant d'optimiser les performances physiques, la fiabilité, la compacité et la maniabilité des objets tout en minimisant la longueur de radiation, la fragilité et le coût de ces derniers.

Une fois le prototype du module de détection construit et testé, la phase de production de masse a été abordée et de nouveaux protocoles de tests et de mise au point ont été définis. Qui plus est, l'ambition a été d'obtenir une cartographie complète de chaque module de détection en terme de voies fonctionnelles. Pour l'ensemble du cylindre SSD, il s'agit ainsi de caractériser à différentes étapes de la construction, un total supérieur à $0,6 \times 10^6$ voies individuelles, opération peu commune dans notre discipline.

Une description générale des principes de la trajectographie, et en particulier de l'utilisation des détecteurs en silicium dans les trajectographes internes est donnée dans le chapitre 1. A travers la description de deux expériences (BABAR et WA97), nous cernerons les contraintes auxquelles le SSD devra répondre. Nous décrirons également le dispositif instrumental de l'expérience STAR.

Les apports de la couche SSD en terme de Physique seront décrits dans le chapitre 2. Nous expliciterons les spécificités des modules de détection ainsi que les options technologiques subséquentes choisies. Nous prendrons soin de relier les différentes caractéristiques des modules avec les performances qu'est sensé apporter le SSD dans STAR.

Dans le chapitre 3 seront présentés les tests de caractérisation d'un module de détection. D'une part, les tests des différents éléments qui composent un module et d'autre part les tests du module sous faisceau, ainsi que sa tenue aux radiations, seront décrits en détails.

Pour la construction du cylindre SSD, 400 modules de détection doivent être réalisés. Nous présenterons, dans le chapitre 4, la définition et la mise en œuvre des tests destinés à caractériser et valider les modules de détection avant leur assemblage en un cylindre dans STAR.

Chapitre 1.

Concepts et instruments de détection

Dans les expériences de physique des hautes énergies, une grande partie des systèmes instrumentaux utilise la technologie des détecteurs en silicium. Ces détecteurs sont capables de fournir une localisation très précise du point de passage des particules qui le traversent. Typiquement, ils offrent une résolution en position de l'ordre de la dizaine de microns. Ils font ainsi partie intégrante du dispositif de trajectographie de ces expériences. Il existe plusieurs types de détecteurs en silicium. On peut citer notamment les détecteurs à micropistes, les détecteurs à pixels et les détecteurs à dérive.

Les exemples de leur utilisation sont nombreux dans les expériences du LEP, du Tevatron, de PEP-II et celles en préparation au LHC. Depuis dix ans, les technologies employées ont considérablement évolué pour s'adapter aux besoins spécifiques de chaque expérience. De même, la réalisation du cylindre de détecteurs en silicium à micropistes qui équipera le détecteur STAR a nécessité de suivre une démarche d'innovation technologique, destinée à trouver les solutions qui répondraient le mieux, en terme de trajectographie essentiellement, aux exigences de la physique des collisions d'ions lourds ultra-relativistes au RHIC.

Dans un premier temps, nous allons décrire de manière très générale les principes fondamentaux de la détection de particules et de la trajectographie dans les détecteurs de la physique des hautes énergies sur collisionneur. Afin d'illustrer ces principes, nous avons choisi l'exemple de l'expérience BABAR. Après une brève description de l'ensemble instrumental qui compose le détecteur, nous tenterons de mettre en évidence les solutions technologiques utilisées pour le trajectographe interne.

La physique des collisions d'ions lourds est très éloignée du point de vue des observables recherchées de la physique des particules mais proche au niveau des outils de trajectographie et d'identification utilisés. C'est ce que nous tenterons de préciser de manière qualitative en consacrant une partie de ce chapitre à la recherche du Plasma de Quarks et de Gluons dans les collisions d'ions à hautes énergies. Nous pourrions ainsi définir les conditions expérimentales attendues et les besoins subséquents au niveau instrumental. Une fois de plus, nous nous appuyerons sur un exemple concret (l'expérience WA97) de l'utilisation des détecteurs en silicium (pixels et micropistes) pour la trajectographie dans un environnement très dense en particules chargées.

Grâce au RHIC et prochainement au LHC, la physique des ions lourds accède au mode collisionneur. Cela nécessite la construction de nouveaux détecteurs, pour lesquels la trans-

position directe des systèmes utilisés en physique des particules ou dans les expériences d'ions lourds sur cible fixe du SPS n'est pas réalisable.

1.1 Physique des hautes énergies

Nous allons dans cette partie focaliser notre attention sur les détecteurs des expériences installées sur collisionneur.

1.1.1 Principes de base de la trajectographie

La trajectographie a pour but d'associer les positions données par les détecteurs en réponse au passage des particules. Les différentes étapes de la trajectographie peuvent être identifiées comme suit :

- 1) individualiser les traces, c'est à dire associer les positions données par les détecteurs (points d'impact) dues au passage d'une même particule.
- 2) mesurer l'impulsion de la particule.

Ces deux tâches sont confondues dans la pratique par l'utilisation d'un champ magnétique qui courbe les trajectoires des particules chargées. En effet, les algorithmes de tracking après avoir reconstruit chaque trace peuvent déterminer leur rayon de courbure (ρ). Dans le cas d'un champ magnétique B uniforme, la relation :

$$p_{(\text{GeV}/c)} \cos \lambda = 0,3 z B_{(\text{Tesla})} \rho_{(\text{mètres})}$$

donne le module de l'impulsion [PDG00], λ étant l'angle d'émission de la particule. Il convient ici d'avoir le plus grand nombre de points d'impact par l'utilisation : soit d'un grand nombre de détecteurs, soit d'un détecteur de grand volume. Il faut de plus minimiser la diffusion multiple d'une part pour diminuer l'erreur sur la mesure de l'impulsion et de l'angle d'émission et d'autre part pour faciliter l'association des points.

- 3) identifier les particules

En utilisant uniquement la mesure de l'impulsion (p) et la mesure de la perte d'énergie (dE/dx) dans les détecteurs, l'identification des particules (séparation pion, kaon, proton) est possible jusqu'à des impulsions de l'ordre de 1 GeV/c (voir la figure 1.10). Au-delà de cette valeur, une information additionnelle est nécessaire. La perte d'énergie des particules, quand leur impulsion est supérieure à 1 GeV/c, est presque indépendante de leur nature (Fig. 1.1) et prend une valeur minimale qui ne dépend plus que du milieu traversé¹.

- 4) reconstruire la géométrie des décroissances successives (*vertexing*)

Ce dernier point est plus ou moins compliqué selon les espèces de particules créées (dépendant de l'énergie disponible). Il demande dans tous les cas de disposer de détecteurs offrant une très bonne résolution en position afin de minimiser les erreurs faites sur les traces reconstruites à proximité du vertex de la collision. Il faut, en effet, distinguer le vertex primaire des vertex secondaires : dans le cas de saveurs lourdes, le temps de vie des principaux hadrons (charmés, beaux) est de l'ordre de 10^{-12} s, soit des distances de vol variant de quelques centaines de microns à quelques millimètres suivant le facteur de Lorentz.

1. on parle alors de particules au MIP : Minimum Ionizing Particle

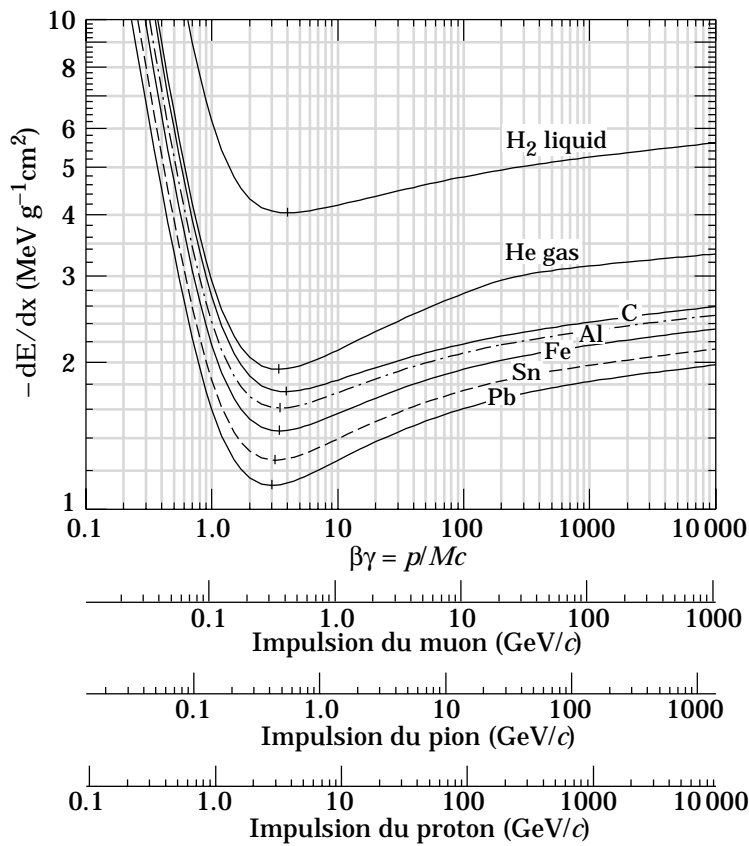


FIG. 1.1: Perte d'énergie par ionisation dans différents éléments pour des muons, des pions et des protons en fonction de leur impulsion, extrait de [PDG00].

En général, la trajectographie est réalisée par au moins deux détecteurs de type très différents. Un détecteur à gaz de grand volume permet de disposer d'un grand nombre de points d'impact pour une particule tout en ayant l'avantage de minimiser l'épaisseur de matière (et par conséquent les phénomènes de diffusion). Notons ici que la contrainte de minimiser l'épaisseur de matière présente sur le parcours des particules est vraie quelque soit leur type. De plus, un détecteur à gaz permet une mesure de la perte d'énergie de la particule en chaque point d'impact et donc l'identification des particules. En revanche, ce type de détecteur a une résolution en position de plusieurs centaines de microns et ne peut être utilisé pour le vertexing. Ce sont les détecteurs en silicium, grâce à leur excellente résolution en position, qui sont utilisés pour le vertexing.

L'une des difficultés majeures de la trajectographie consiste à associer les informations provenant de ces deux détecteurs: les traces reconstruites dans le détecteur à gaz aux points (ou aux mini-traces reconstruites) du trajectographe interne. Pour résoudre ce problème, nous pouvons imaginer, soit d'ajouter un détecteur intermédiaire (c'est le cas de DELPHI au LEP), soit de minimiser la distance entre les deux systèmes de détection (BABAR).

1.1.2 Instruments de détection

La plupart des détecteurs installés sur collisionneur possèdent une géométrie, commune sur de nombreux points, dictée par le souci d'être le plus hermétique possible, i.e. de détecter le maximum de particules issues de la collision. Les détecteurs forment des cylindres concentriques. Une couverture azimutale complète ainsi que la couverture du domaine de rapidité centrale ($-1 < y < 1$) est ainsi assurée. Eventuellement des détecteurs en forme de disque viennent *fermer* les extrémités des cylindres (bouchons) couvrant ainsi le domaine de rapidité $|y| > 1$.

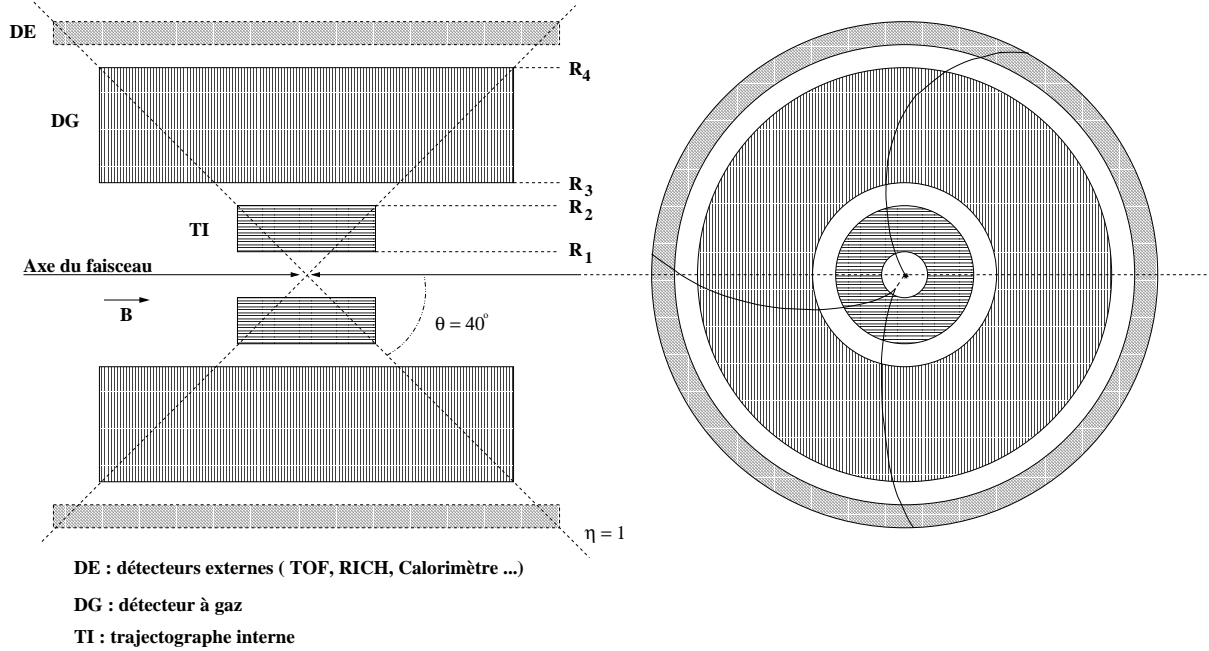


FIG. 1.2: *Archétype d'un détecteur sur collisionneur.*

Nous pouvons voir sur la figure 1.2 l'illustration des principes énoncés dans la section précédente. Au plus proche du point de collision, nous trouvons le trajectographe interne composé de plusieurs couches cylindriques de détecteurs en silicium. Ensuite, un détecteur à gaz de grand volume qui constitue l'outil principal de trajectographie. Cependant, certaines particules n'atteignent pas le volume de détection du détecteur à gaz et cela a des conséquences sur la disposition des couches du trajectographe interne, qui doivent alors assurer seules la trajectographie. Les systèmes de détection les plus externes sont les détecteurs de temps de vol (TOF), les détecteurs utilisant l'effet Cherenkov qui séparent et identifient des particules possédant des impulsions élevées et en dernier lieu les calorimètres.

Les rayons R_1 et R_2 (voir Fig. 1.2), qui délimitent le détecteur de vertex, sont corrélés à la précision que l'on souhaite obtenir sur le vertex primaire et les vertex secondaires des particules (instables) émises. Plus la distance R_1 est faible, plus la précision obtenue sera grande. En contrepartie, la densité de points d'impact augmente (en suivant un loi $\propto 1/R^2$) et certaines traces, trop proches, peuvent devenir indiscernables. La distance R_2 est déterminée par le nombre de couches (cylindres) de détecteurs en silicium qui composent le trajectographe interne et leurs espacement relatif (trajectographie dédiée aux particules qui n'atteignent pas les autres systèmes de détection).

Les distances (R_3-R_2) et (R_4-R_3) définissent respectivement l'espace entre le détecteur à gaz et le trajectographe interne et le volume du détecteur à gaz. La valeur de R_3 est conditionnée par les problèmes d'intégration et par la densité maximale de traces acceptable dans le détecteur à gaz. Le volume du détecteur à gaz (qui détermine les rayons R_3 et R_4), ou plus exactement le nombre de points d'impact (mesure de la position et de la perte d'énergie) que ce détecteur pourra fournir est choisi en fonction de la résolution relative sur la perte d'énergie et sur la mesure de l'impulsion. Les valeurs caractéristiques que l'on peut obtenir sont ($\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}$) inférieure à 10% et ($\frac{\sigma_p}{p}$) de l'ordre de 2 à 3 %. Ces dernières valeurs dépendent bien sûr des performances de Physique que l'on souhaite atteindre. L'efficacité de la reconstruction des traces est reliée à l'intensité du champ magnétique utilisé : plus le champ est fort, plus la trace est courbée influençant simultanément le rayon des couches de détection et l'acceptance en impulsion. Dans un champ magnétique faible, il faut reconstruire la trace sur des distances plus grandes afin de d'obtenir une bonne résolution en moment : dans ce cas, la longueur de radiation des systèmes de détection devient le paramètre critique.

Du point de vue technique, il est clair que, pour une acceptance en rapidité fixée, les surfaces et les volumes de détection vont augmenter proportionnellement aux valeurs des différents rayons. La granularité très élevée des détecteurs en silicium, qui leur procure leur excellente résolution en position, conduit rapidement à un très grand nombre de voies électroniques quand leur taille augmente. La complexité du système est aussi fortement dépendante de sa taille, à travers sa construction d'une part et d'autre part en raison des systèmes nécessaires pour son fonctionnement (lecture des données, contrôle, refroidissement, etc ...).

Il faut mentionner également le facteur financier qui limite généralement la taille et/ou le nombre des systèmes de détection.

Pour illustrer ces caractéristiques générales, nous allons maintenant décrire un ensemble de détecteurs en silicium à micropistes en fonctionnement, le trajectographe interne (SVT) de l'expérience BABAR.

1.2 Un exemple : le SVT de BABAR

L'expérience BABAR a pour but d'étudier la violation de la symétrie CP en mesurant une asymétrie, dans le système des mésons neutres B, dépendante du temps. Des collisions électron-positron sont produites dans les anneaux de PEP-II à SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) avec des énergies $E_{e^+} = 9$ GeV et $E_{e^-} = 3,109$ GeV. L'énergie disponible dans le centre de masse est égale à la masse de $\Upsilon(4S)$ qui est produit avec un facteur de Lorentz $\beta\gamma = 0,56$ dans la direction de l'axe du faisceau. Les mésons B^0 et \overline{B}^0 issus de la décroissance de $\Upsilon(4S)$ possèdent des temps de vie différents et donc une séparation spatiale moyenne $\Delta z \approx 260 \mu\text{m}$ pour $\tau_{B^0} = 1,55$ ps. Il est crucial que cette séparation soit mesurable car elle permet d'étudier la mesure de l'asymétrie entre B^0 et \overline{B}^0 en fonction de l'intervalle de temps $t = t_{CP} - t_{tag} \approx \Delta z/\beta\gamma$ entre la décroissance d'un B vers un état propre de CP et celle de l'autre méson B vers un état qui permet de déterminer sa saveur (tag). Le terme de violation de CP contribuant à l'asymétrie moyenné sur le temps étant nul, la mesure précise de Δz est capitale et devient l'objectif majeur du SVT.

Nous ne détaillerons pas les autres systèmes de détection de BABAR [Bab95], c'est à dire ceux qui entourent le SVT. Ils suivent avec les principes énoncés dans le paragraphe

précédent et se composent des systèmes suivants (de l'intérieur vers l'extérieur) :

- le trajectographe interne décrit dans le paragraphe suivant
- des chambres à dérive (détecteur à gaz) de rayon interne $R = 23,6$ cm et externe $R = 80,9$
- un détecteur Cherenkov
- un calorimètre

ces détecteurs sont plongés dans le champ magnétique \vec{B} (1,5 Tesla) parallèle à l'axe du faisceau d'un aimant qui courbe la trajectoire des particules chargées.

1.2.1 Description du SVT

Le SVT (Silicon Vertex Tracker) du détecteur BABAR est composé de 5 couches de détecteurs en silicium qui sont schématiquement représentées sur la figure 1.3. Tous sont des détecteurs double-face mais les dimensions et le nombre de pistes différent, conduisant

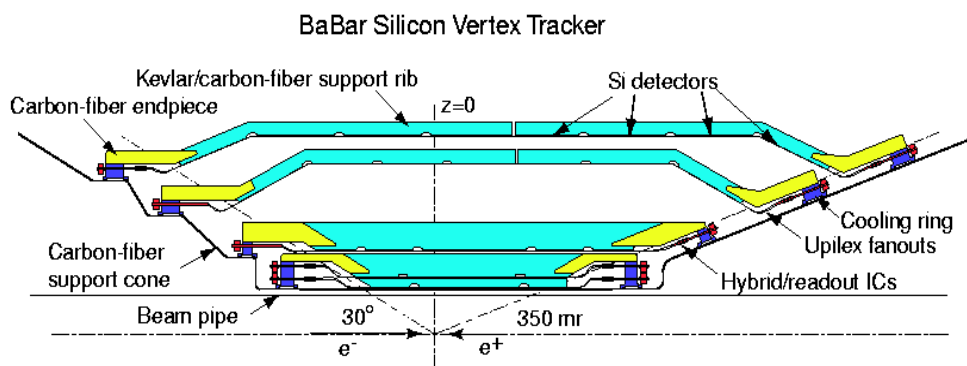


FIG. 1.3: *Vue en coupe du détecteur de vertex de BABAR.*

à six modèles différents (forme carrée, rectangulaire et trapézoïdale) qui sont nécessaire pour réaliser le SVT. L'arrangement des 340 détecteurs sur les différentes couches est illustré sur la figure 1.4.

L'électronique de lecture, montée sur des circuits hybrides, est située aux extrémités des échelles de support des détecteurs, où un système de refroidissement par eau évacue la chaleur produite. Cet ensemble est rejeté hors de l'acceptance géométrique des détecteurs.

Le décalage du SVT par rapport au point de la collision ($z=0$) du SVT provient de l'énergie différente des faisceaux qui favorisent l'émission de particules vers l'avant (ou vers la droite sur la figure 1.3). De plus, les détecteurs placés en bout d'échelle des couches 4 et 5 sont inclinés afin d'accroître l'angle d'incidence de ces particules.

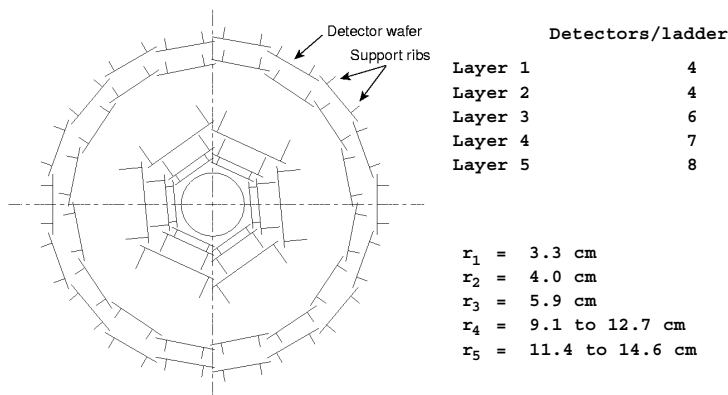


FIG. 1.4: *Disposition des couches du SVT, vue en coupe dans le plan perpendiculaire au faisceau.*

1.2.2 Particularités du trajectographe interne

Nous pouvons déjà individualiser les deux couches les plus externes du SVT de BABAR : elles ont pour objectifs de permettre la reconstruction des traces de faible moment transverse et d'assurer une liaison entre le détecteur gazeux (*Drift Chambers*) et les couches internes du SVT pour la reconstruction des traces. Elles sont ainsi repoussées à des rayons plus importants (supérieurs à 9 cm).

Les trois couches internes sont situées à des rayons très faibles (inférieurs à 6 cm) et également très resserrées entre-elles (dans un interval de 1,3 cm). Cette géométrie assure de pouvoir reconstruire avec précision les vertex primaire et secondaires, et notamment à minimiser l'erreur de mesure sur Δz ($\sigma_{\Delta z} \approx 100 \mu\text{m}$). L'erreur en position sur la reconstruction des vertex secondaires des mésons B est de l'ordre de 50 μm .

Le type d'événement produit dans l'expérience BABAR émet peu de particules chargées (approximativement une dizaine) dans l'état final. Pour le SVT, cela se traduit par un taux d'occupation des détecteurs très faible. Il est ainsi possible de ne pas connecter toutes les pistes des détecteurs en silicium à une voie d'électronique de lecture ou d'effectuer un chaînage entre les pistes de différents détecteurs. La granularité est diminuée tout en gardant quasiment constante la résolution en position.

Le nombre total de voies d'électronique est de $0,15 \times 10^6$ pour un nombre total de pistes avoisinant $0,5 \times 10^6$. En utilisant plusieurs méthodes de connexion électrique entre les pistes et les circuits de lecture (câblage par fil, adaptateur de pas, câbles et connecteurs à hautes densités [Boz00]), ces derniers peuvent être repoussés hors de l'acceptance géométrique des détecteurs. Ce système présente l'avantage de diminuer substantiellement la longueur de radiation du SVT afin de ne pas introduire de phénomènes de diffusion multiple qui dégraderaient les résolutions sur les vertex secondaires et la mesure de Δz .

La problématique que nous allons rencontrer pour les trajectographes au silicium utilisés dans les expériences d'ions lourds va être très différente. Un grand nombre de particules sont émises dans l'état final. Ainsi pour conserver une bonne résolution spatiale dans un tel environnement, la granularité des détecteurs en silicium à micropistes doit être maximale (i.e. relier chaque piste à un canal de lecture).

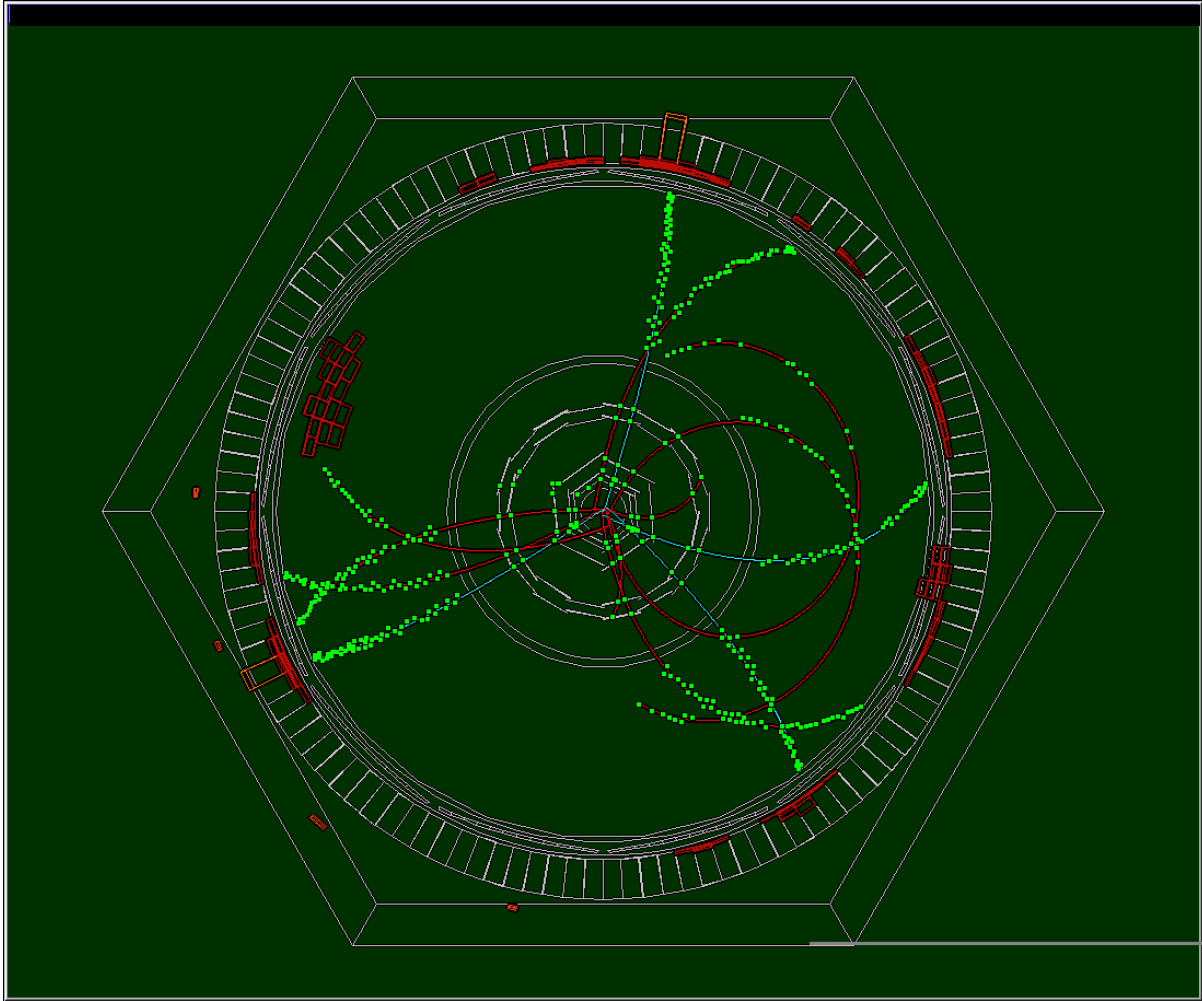


FIG. 1.5: *Événement candidat $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ dans le détecteur BaBar.*

1.3 Les collisions d'ions lourds (ultra-) relativistes

1.3.1 Déconfinement et Plasma de Quarks et de Gluons (PQG)

La matière nucléaire, dans son état fondamental, constitue les noyaux tels que nous les connaissons. L'interaction forte, confinant les quarks à l'intérieur des nucléons est décrite par la théorie QCD dans laquelle les bosons vecteurs de l'interaction sont les gluons. Cette interaction peut, dans une approche phénoménologique, être modélisée par un potentiel interquark dépendant de la distance entre les quarks (r_{qq}). La force, dérivée de ce potentiel, est très attractive à l'échelle des hadrons ($r_h \approx 0,8$ fm) conduisant au confinement des quarks. En revanche, si l'on comprime ou chauffe la matière nucléaire, nous allons créer un système pour lequel les forces de confinement sont écrantées par la présence de nombreux quarks et anti-quarks intermédiaires. La distance moyenne ($\langle r_{qq} \rangle$) est alors inférieure à r_h , les quarks sont dits déconfinés car ils peuvent se mouvoir dans un volume plus grand que la taille du hadron.

La figure 1.6 montre un diagramme de phase des différents états de la matière. La phase de plasma peut en théorie apparaître si nous créons un système situé au delà de la

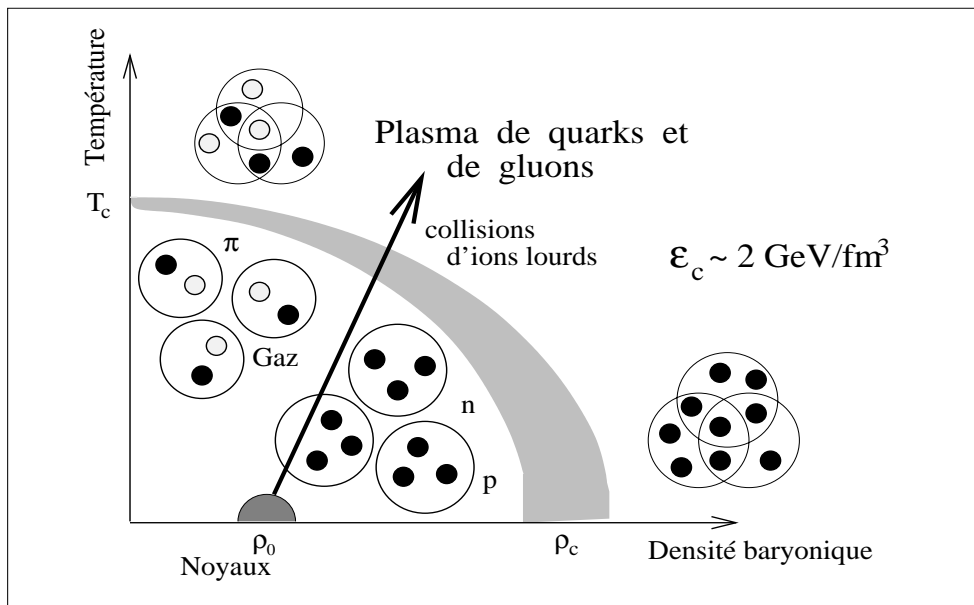


FIG. 1.6: *Diagramme de phase schématisé de la matière nucléaire.*

zone de transition : $T_c \approx 150$ MeV et $\rho_c \approx 8 \rho_0$ ($\rho_0 = 0,17$ nucl/fm³ est la densité de la matière nucléaire dans son état fondamental). Cette vision simpliste du plasma de quarks et gluons est bien sûr incomplète, mais nous permet cependant de comprendre les conditions nécessaires à la création du PQG. Les références [Mul85, Won94, Kuh98] offrent une description très complète allant de la théorie jusqu'aux aspects plus expérimentaux.

Les collisions d'ions lourds relativistes offrent la possibilité de chauffer et de comprimer la matière nucléaire. La température et la densité atteintes dans le système dépendent à la fois de l'énergie et du degré de stopping de ces noyaux [Sat92]. Nous voyons sur le tableau 1.1 que les valeurs de ϵ (densité d'énergie) et de T (température) obtenues au SPS sont proches des limites de la transition de phase. Les expériences du RHIC et du LHC devraient permettre de franchir nettement ces seuils.

Mais même si l'on parvient à produire les conditions thermodynamiques favorables à l'apparition du PQG, la démarche expérimentale nécessaire pour le mettre en évidence se heurtera à de nombreux problèmes : en particulier, la durée de vie et le volume du système créé sont extrêmement faibles. D'autre part, après le refroidissement du système, l'état final observé sera un gaz de hadrons (que le plasma ait ou non été formé). Retrouver l'empreinte du PQG dans cet état final constitue un réel défi ! Un certain nombre de pistes ont été proposées pour ce faire, fondées sur des prédictions théoriques qui montrent que certaines observables (signatures) varient de façon significative suivant que le système est passé ou non, durant son évolution, par la phase PQG.

Le choix d'une observable étant arrêté, deux étapes sont nécessaires :

- étude du comportement de cette observable pour des collisions p+p, p+A, pour lesquelles la densité d'énergie atteinte est inférieure à la densité critique (ϵ_c). Cela permet de se normaliser à un scénario purement hadronique.
- extrapolation (via différents modèles théoriques) de cette observable au cas des collisions A+A susceptible de subir la transition de phase.

Une déviation de la valeur mesurée de l'observable dans le cadre de collisions A+A par rapport à la valeur attendue, devrait constituer une preuve du déconfinement à condition que les modèles hadroniques donnent une description suffisamment réaliste des interactions et de la production de particules.

De plus, la mesure et l'analyse de ces observables, demeure hypothétique en raison de la phase de désexcitation (refroidissement du système) subséquente, l'hadronisation. Cette dernière peut masquer voire détruire les caractéristiques des signatures. Ainsi, les signatures les plus prometteuses s'identifient à des observables dont le comportement ne sera à priori pas modifié par des ré-interactions dans la phase hadronique :

- les signaux leptoniques. Suppression du J/ψ et ψ' (écranage de la force de couleur dans le PQG), modifications des masses et largeur des résonances des mésons ρ , ω , ϕ (restauration de la symétrie chirale)
- les signaux hadroniques. Atténuation des jets (effet de milieu, interaction avec le plasma), augmentation de la production de (anti-) baryons étranges ainsi que l'apparition d'une hiérarchie dans les rapports d'hypérons [Let00]

La production d'étrangeté a été le thème d'étude de l'expérience WA97 (décrite dans la section suivante) et constituera également pour l'expérience STAR un point fort quant à la mise en évidence et à l'étude du plasma. La création de paires $s\bar{s}$, est très favorisée dans un plasma par des processus élémentaires tels que la fusion de gluons et aussi l'annihilation quarks-antiquarks. De plus, la restauration partielle de la symétrie chirale dans le plasma tend à diminuer la masse du quark s facilitant sa création. Finalement une équilibration plus rapide de l'étrangeté est attendue dans le cas du plasma par rapport à un scénario purement hadronique. La production de baryons étranges serait ainsi très favorisée, et ce d'autant plus nettement que le baryon est lourd (Ξ , Ω) au regard des seuils de production plus élevés. Les rapports d'hypérons obtenus dans le cas d'une phase de plasma doivent ainsi montrer de nettes différences de ceux obtenus pour une phase hadronique.

Pour une revue exhaustive des signatures du PQG, nous renvoyons aux trois références citées plus haut.

1.3.2 Conditions expérimentales

Nous disposons, pour mettre en évidence le PQG, d'un ensemble de signatures prédites par la théorie. Cependant nous allons être confrontés au problème de la reconnaissance des signaux spécifiques du plasma (signatures) dans un environnement très dense en particules chargées. Le tableau 1.1 présente quelques caractéristiques de différentes campagnes impliquées dans la recherche le plasma de quarks et de gluons. Elles résument bien la

Machine	Faisceau-Cible	\sqrt{s} [GeV/AA]	$(dN/dy)_0$	ϵ_0 [GeV/fm ³]	T_0 [MeV]
AGS	¹⁹⁷ Au - ¹⁹⁷ Au	4	230	0.8	150
SPS	²⁰⁸ Pb - ²⁰⁸ Pb	17	700	2.4	190
	Faiceau-Faiceau				
RHIC	¹⁹⁷ Au - ¹⁹⁷ Au	200	1400	5.1	230
LHC	²⁰⁸ Pb - ²⁰⁸ Pb	6300	6300	9.0	260

TAB. 1.1: Paramètres et conditions caractérisant les expériences à l'AGS, SPS, RHIC et LHC, extrait de [Sat92].

problématique expérimentale des collisions d'ions (ultra-) relativistes. Les multiplicités attendues, croissant avec la densité d'énergie, sont très élevées : ce paramètre conditionne à lui seul une grande partie des systèmes de détection associés à cette Physique. Les données de la première campagne du RHIC (Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV) ont déjà été analysées et les multiplicités mesurées par STAR et PHOBOS sont $500 \leq (dN/dy)_0 \leq 600$, variant peu dans le domaine $|y| \leq 1$ [STAR0].

De plus, le spectre en impulsion des particules produites est très large compte-tenu des différents processus de production des particules lors de la collision. Typiquement les valeurs de l'impulsion vont de quelques dizaines de MeV/c jusqu'à une dizaine de GeV/c. Ainsi, il sera nécessaire de pouvoir de détecter et de séparer les différentes particules produites sur la gamme d'impulsion la plus élargie possible.

1.4 Les expériences en cible fixe

Deux campagnes d'expériences ont, à partir des années 1980, tenté de mettre en évidence un état déconfiné de la matière. Elles se déroulèrent à L'AGS et au SPS (voir tableau 1.1). Bien qu'aucune preuve indiscutable de la formation d'un plasma n'ait été apportée, les expériences auprès du SPS ont tout de même montré des comportements anormaux de certaines observables, qui tendaient à rejoindre les comportement prédits dans le cas d'un plasma.

Nous avons choisi de décrire dans cette section une expérience dont la thématique principale se situe dans la caractérisation du PQG par l'étude de l'accroissement de la production d'étrangeté. Il s'agit de l'expérience WA97. Nous allons focaliser notre attention sur le dispositif expérimental utilisé en essayant de souligner les technologies employées pour la détection des particules émises dans l'état final.

1.4.1 Problématique des collisions en cible fixe

Dans l'optique de la comparaison avec le mode collisionneur, il est utile de rappeler les principales caractéristiques de ce type de collision. Un faisceau de noyaux, accélérés à des énergies relativistes, bombarde une cible fixe (voir le tableau 1.1). L'énergie disponible dans le centre de masse ne représente qu'une fraction de l'énergie initiale des noyaux incident. De plus, le centre de masse possède une rapidité non-nulle, c'est à dire qu'il se déplace par-rapport aux détecteurs.

Les particules émises à la rapidité du centre de masse acquièrent ainsi une impulsion importante et sont concentrées dans un cône : cette caractéristique permet l'utilisation de spectromètres possédant une faible acceptance angulaire. Cependant les luminosités élevées atteintes dans ce mode de collision compensent la faible acceptance géométrique du (ou des) spectromètre(s).

L'expérience que nous allons détailler a pour objectif la détection des (anti-) baryons étranges, dont nous pouvons voir, dans le tableau 1.2, le temps de vie apparent ainsi que la distance de vol ($y = 2,91$ correspond à la rapidité du centre de masse Pb+Pb à 158 AGeV au SPS).

	Distance propre (cm) $c\tau$	Distance apparente (cm) $\gamma\beta c\tau$ ($y = 2,91$)	Principaux modes chargés de décroissance
K_S^0	2,68	23,67	$\pi^+\pi^-$ (68,60%)
Λ	7,89	69,70	$p\pi^-$ (63,90%)
Ξ	4,91	43,37	$\Lambda\pi^-$ (99,9%)
Ω	2,46	21,73	ΛK^- (67,8%)

TAB. 1.2: Distances de décroissance des principaux baryons étranges.

1.4.2 L'expérience WA97

L'expérience a mesuré la production de baryons étranges ($\Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi, \bar{\Xi}, \Omega, \bar{\Omega}$) dans des collisions Pb+Pb à 158 AGeV.

a) Dispositif expérimental

Une vue schématique des détecteurs est donnée sur la figure 1.7. Au niveau de la cible, des scintillateurs (petals) permettent de déclencher l'acquisition pour les événements les plus centraux. De plus, des détecteurs de multiplicité (silicium à micropistes) fournissent une information pour la définition ultérieure de la multiplicité des événements.

L'outil de trajectographie est constitué par le télescope en silicium (PTC), placé 60 cm en arrière de la cible. La première partie de ce télescope est constituée de 6 plans de détecteurs en silicium à pixels ($50 \times 500 \mu\text{m}$) et 6 plans de détecteurs silicium à micropistes (au pas de $50 \mu\text{m}$) répartis sur une distance de 30 cm. La deuxième partie du dispositif rassemble un plan de détecteur à pixels suivi de 5 plans de détecteurs à micropistes (voir également la figure 1.8).

Un aimant, produisant un champ magnétique de 1,8 Tesla depuis la cible jusqu'au télescope (inclu), courbe les trajectoires des particules chargées. Enfin à 4 mètres de la cible, une série de chambre à fils (Pad Chambers) permet d'obtenir une meilleure résolution en impulsion pour les particules très énergétiques.

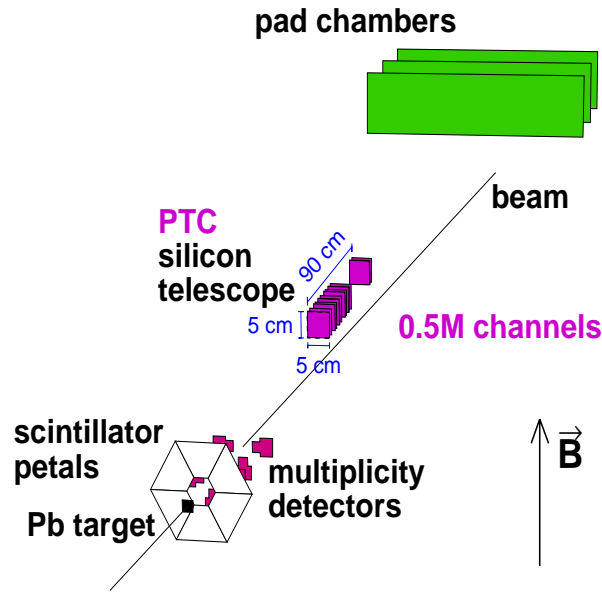


FIG. 1.7: *Les détecteurs de WA97.*

b) Les points à retenir

Deux parties distinctes peuvent être identifiées dans le télescope. La première partie sert à la reconstruction des traces grâce aux détecteurs à pixels qui peuvent supporter une forte densité de particules par événement. Cette dernière peut dépasser 6 cm^{-2} , soit plus de 150 particules dans la surface active du détecteur. Les traces peuvent ainsi être individualisées sans ambiguïté grâce à la granularité (proche de 72000 cellules par plan) des détecteurs à pixels. Cependant les détecteurs en silicium à pixels ne fournissent pas d'information quant à la perte d'énergie, cette tâche incombe aux détecteurs à micropistes. L'identification des particules chargées est ainsi possible.

La deuxième partie du spectromètre, dédiée à l'amélioration de la résolution en moment, est composée par un plan de silicium pixel suivi de cinq plans de silicium à micropistes. Le plan de silicium à pixel permet ici d'assurer l'extrapolation des traces reconstruites dans la première partie du télescope.

Le spectromètre couvre le domaine de rapidité autour du centre de masse ($2,4 \leq y \leq 3,4$) et un domaine en impulsion transverse allant de 0,6 à 2,5 GeV/c.

Au niveau instrumental, la détection des particules se traduit par l'utilisation d'un spectromètre composé d'un grand nombre de plans de détection mais dont l'acceptance géométrique est faible. Certaines contraintes sur la définition des plans de détection peuvent être relâchées pour les raisons suivantes :

- les particules possèdent des impulsions élevées dues à la rapidité du centre de masse, réduisant ainsi l'effet de la diffusion multiple.
- les plans de détection sont disposés les uns derrière les autres. La majeure partie des systèmes électroniques peuvent facilement être rejetés hors de l'acceptance géométrique du télescope.

Les hadrons issus de la désintégration des (anti-) hypérons sont reconstruits dans une zone de confiance allant jusqu'à 30 cm de la cible pour les Λ et jusqu'à 20 cm pour les

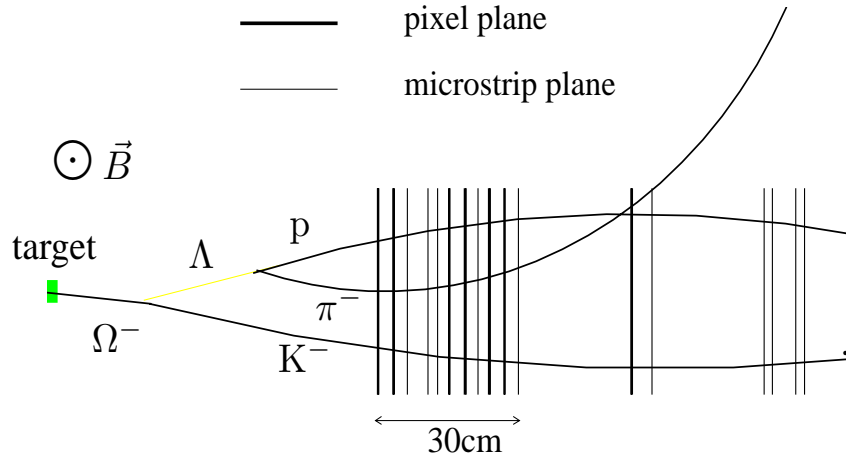


FIG. 1.8: Reconstruction d'un Ω dans le PTC de WA97.

Ξ et les Ω . Les vertex déplacés (ou secondaires) des hyperons sont ainsi reconstruits au moyen d'un télescope composé de détecteurs en silicium offrant une très bonne résolution en position. Cette tâche est facilitée par le temps de vie apparent accru (voir tableau 1.2). La reconstruction d'un Ω est illustrée sur la figure 1.8: un Λ ne pointant pas vers le vertex primaire est tout d'abord reconstruit, ensuite une association avec un candidat kaon (pion) est recherchée conduisant à un candidat Ω (Ξ).

Les critères d'association sont géométriques, i.e. une distance minimale entre les traces associées. L'utilisation des détecteurs en silicium à pixels permet une bonne précision de reconstruction des traces [Hel96] .

La haute multiplicité des collisions Pb+Pb a été, du point de vue de la reconstruction des traces, résolue par l'utilisation d'un ensemble de détecteurs à pixels et à micropistes. Malgré la faible acceptance géométrique du télescope, une statistique importante a été atteinte. La présentation des résultats de WA97 sortirait du cadre de cette thèse. Cependant cette expérience a clairement mis en évidence l'augmentation de la production d'étrangeté dans les collisions Pb+Pb à 158 AGeV/c [Fin00]. Afin de corrélérer ces observations à une éventuelle transition de phase, il sera nécessaire de connaître le comportement des taux de production des baryons étranges pour des systèmes intermédiaires (entre p+Pb et Pb+Pb) ainsi qu'à différentes énergies. C'est la thématique de l'expérience NA57 [Man99, Man00].

1.5 Une nouvelle génération d'expériences

La nouvelle génération d'expériences lancée dans la recherche du PQG a misé sur l'augmentation de l'énergie disponible dans le centre de masse, et de ce fait l'abandon du mode de collision en cible fixe.

Des expériences dédiées à la Physique des ions lourds ont été installées auprès des collisionneurs RHIC, parmi celles-ci l'expérience STAR que nous allons décrire (les autres expériences du RHIC figurent en Annexe 1), et LHC où doit prendre place l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) qui débutera en 2006 [Ali95].

1.5.1 Un changement de philosophie

Le détecteur STAR a été conçu dans le but de mesurer la plupart des particules émises lors des collisions. En mode collisionneur le centre de masse de la collision ne se déplace pas, il devient donc possible de construire un détecteur de grande acceptance angulaire capable de détecter une grande partie des particules créées. Plusieurs signatures sont ainsi accessibles simultanément à l'étude et peuvent être corrélées afin que conclure quant à la formation du plasma.

De plus, les hautes multiplicités attendues ouvrent une voie nouvelle d'analyse événement par événement de certaines observables : il est en effet possible que la formation du plasma ne puisse être formellement mise en évidence que pour certains événements particuliers.

Le passage au mode collisionneur implique néanmoins de nouvelles contraintes pour les systèmes de détection. La principale différence par rapport aux collisions produites au SPS provient de la rapidité nulle du centre de masse. Ainsi pour couvrir le domaine de rapidité centrale (que l'on approxime par $-1 < \eta < 1$), l'acceptance en angle polaire doit être grande ($140^\circ > \theta > 30^\circ$) comme cela est illustré sur la figure 1.2. Par ailleurs, une acceptance azimutale complète permet de détecter une grande partie des particules produites, maximisant ainsi l'information disponible.

Pour cette même raison ($y_{cm}=0$), les particules émises à la rapidité du centre de masse n'acquièrent pas d'impulsion supplémentaire : les particules chargées vont donc être très sensibles aux phénomènes de diffusion multiple. Pour les systèmes de détection, cela se traduit par la minimisation de la longueur de radiation.

La rapidité nulle du centre de masse pose également un problème majeur pour la reconstruction des vertex secondaires. Au SPS, le temps de vie des hyperons était multiplié par un facteur 10 lié au facteur de Lorentz (Tab. 1.2) : cette particularité utilisée avec succès par l'expérience WA97 est beaucoup moins prononcée en mode collisionneur. La reconstruction des hyperons ne nécessite pas la précision extrême rencontrée dans le cadre de l'expérience BABAR, leurs distances de décroissance étant comprises, en moyenne, entre 2 et 10 cm. Cela conditionne néanmoins le rayon des couches de détection du trajectographe interne.

De plus, les hautes multiplicités de particules chargées sont une contrainte forte pour le trajectographe interne et requièrent l'utilisation de détecteurs en silicium possédant une granularité élevée.

1.5.2 Le détecteur STAR

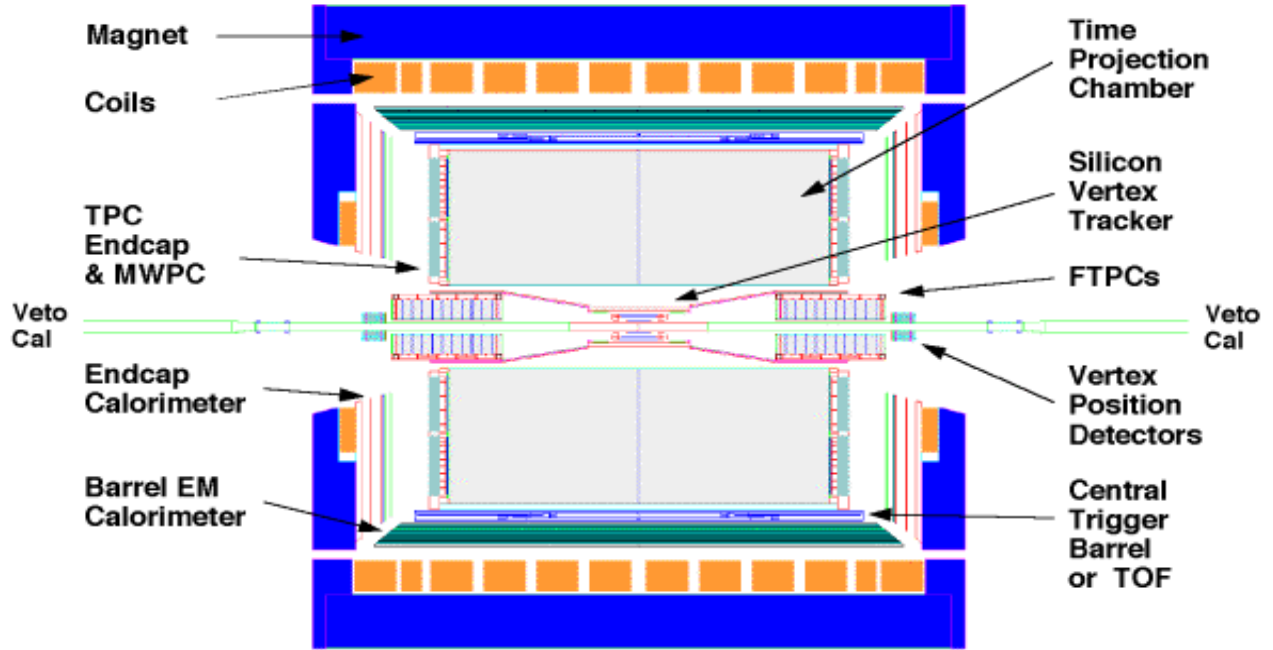


FIG. 1.9: Coupe transversale du détecteur STAR.

Le détecteur STAR (Solenoidal Tracker At Rhic), représenté schématiquement sur la figure 1.9 dans sa version finale, est placé l'entrefer d'un aimant qui produit un champ magnétique de 0.5 Tesla parallèle à l'axe du faisceau. Il se compose des détecteurs suivants :

- une chambre à projection temporelle (Time Projection Chamber). Elle couvre le domaine de pseudo-rapacité $|\eta| < 1,8$ et reconstruit les trajectoires des particules chargées dont l'impulsion est supérieure à 150 MeV/c. La détermination de l'impulsion ($\frac{\sigma_p}{p} = 2\%$) associée à la mesure de la perte d'énergie ($\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} = 8\%$) permet de séparer les pions des kaons pour des impulsions inférieures à 300 MeV/c et ces derniers des protons jusqu'à 1 GeV/c (Fig. 1.10). Sa longueur suivant l'axe du faisceau est de 166 cm, et les rayons interne et externe sont de 60 et 230 cm respectivement. Avec ce volume, une particule effectuant une traversée complète de la TPC est mesurée en 45 points (position et perte d'énergie).
- les chambres à projection temporelle à l'avant (Forward TPC). Il s'agit de deux *mini*-TPC situées de part et d'autre du point d'interaction dans les cônes qui supportent le trajectographe interne. Leur acceptation en pseudo-rapacité est comprise entre $2,5 < |\eta| < 4$.
- un trajectographe interne (Silicon Vertex Tracker). Il est constitué de quatre cylindres concentriques de détecteurs en silicium. Les 3 couches les plus internes, de

rayons compris entre 6 et 15 cm, utilisent des détecteurs à dérive et constituent le SVT proprement dit. La couche externe, composée de détecteurs à micropistes, est le SSD. Nous verrons ce détecteur en détail dans le chapitre suivant.

Ce sont les trois détecteurs de trajectographie présents dans le détecteur STAR. Nous allons maintenant voir les systèmes dédiés plus spécifiquement à l'identification des particules.

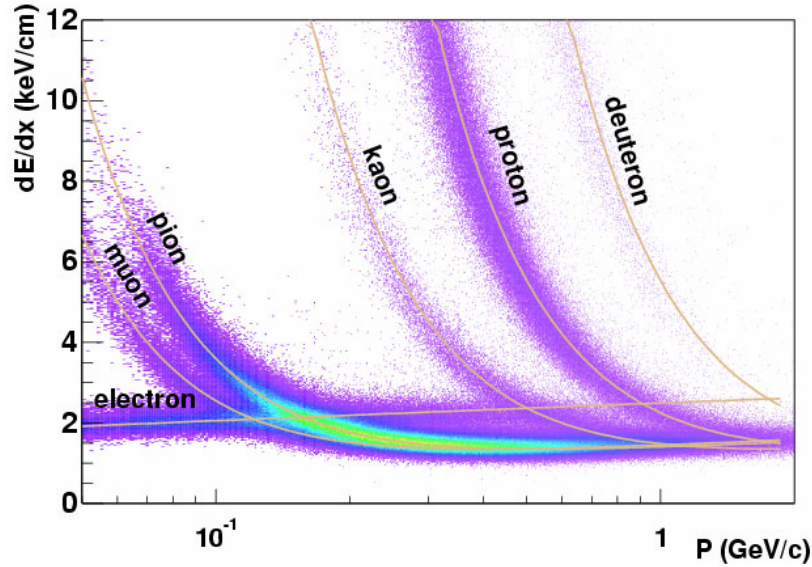


FIG. 1.10: Perte d'énergie par ionisation en fonction de l'impulsion des particules chargées mesurée dans la chambre à projection temporelle de STAR. Les courbes en traits pleins proviennent de calculs basés sur la formule de Bethe-Bloch. Extrait de [Har01].

- détecteur de temps de vol (Time Of Flight). Ce détecteur, qui entoure la TPC (pour une même couverture en rapidité), complète l'identification des particules en mesurant leur vitesse. L'impulsion mesurée par la TPC corrélée à la vitesse détermine la masse de la particule. Les pions et kaons d'impulsion inférieure à 1,8 GeV/c sont détectés ainsi que les protons s'ils ne dépassent pas 3 GeV/c.
- détecteur de rayonnement Cherenkov (Ring Imaging Cherenkov). Ce module RICH est utilisé pour l'identification des particules de haute impulsion transverse (jusqu'à 3 GeV/c pour les pions et kaons et 5 GeV/c pour les protons). La surface active est de 1,1 m² : il couvre un domaine de rapidité $|\eta| < 0,2$ et environ 30° d'angle azimutal.

Le détecteur STAR est également équipé d'un calorimètre destiné à la mesure de l'énergie des photons, électrons ainsi que des particules de haute impulsion transverse et les jets. Il se compose de deux parties distinctes :

- le calorimètre électromagnétique central (Barrel ElectroMagnetic Calorimeter). Ce détecteur, le plus externe, couvre la région de rapidité centrale ($-1 < \eta < 1$).
- les calorimètres électromagnétique à l'avant (Endcap EMC). Ils sont placés au plan $z = \pm 110$ cm. Ils couvrent le domaine de rapidité compris entre $1 < |\eta| < 2$.

Les deux détecteurs suivants composent le système de déclenchement de STAR :

- calorimètre à zéro degré (Zero Degree Calorimeter)². Ils détectent les neutrons spectateurs de part et d'autre du point d'interaction : l'amplitude des signaux des deux ZDC reçus en coïncidence permet d'estimer la centralité de la collision.
- cylindre à rapidité centrale (Central Trigger Barrel). Ce cylindre, composé de scintillateurs, entoure la TPC et mesure la multiplicité de particules chargées.

Outre ces systèmes, STAR possède un trigger de niveau supérieur (L3) qui ne se contente pas d'une information brute (réponse d'un détecteur) mais effectue une reconstruction rapide (en moins de 100 ms) des traces de particules chargées dans la TPC. La sélection d'événements particuliers est ainsi possible.

1.5.3 Le trajectographe interne

Comme nous l'avons abordé dans le paragraphe précédent, la trajectographie dans le détecteur STAR est basée sur un détecteur à gaz (TPC) pour la reconstruction des traces et un ensemble de détecteurs en silicium (SVT) pour la reconstruction précise du point d'interaction et des vertex secondaires. Cette conception est identique à celle des instruments installés sur collisionneur utilisés en physique des particules. Dans ce contexte, la présence d'un détecteur intermédiaire semble très souhaitable.

Ce détecteur, situé entre la TPC et le SVT, est le cylindre de détecteurs en silicium à micropistes (SSD) dont les objectifs majeurs sont :

- l'amélioration de l'efficacité de reconstruction globale en apportant une information supplémentaire sur la trajectoire des particules chargées et leur nature (mesure de la perte d'énergie)
- l'amélioration de la trajectographie des particules de basse impulsion transverse

Le rayon choisi pour l'emplacement de cette quatrième couche est de 23 cm. Il réalise un compromis entre une situation à mi-distance entre la TPC (60 cm) et le SVT (15 cm) et une zone d'approche minimale du système de dégradation du champ électrique de la TPC. En fonctionnement, la membrane centrale de la TPC est portée à un potentiel de 31 kV.

Afin de conserver une acceptance en rapidité commune avec les autres systèmes de détection, une surface proche de 1 m² est nécessaire. Pour produire une information à deux dimensions ($r\varphi, Z$) sur le point d'impact de la particule, des détecteurs double-face seront utilisés. La résolution en position souhaitée sur les points d'impact détermine la segmentation du détecteur : une résolution de 20 μm peut être obtenue avec un détecteur dont le pas interpistes vaut environ 100 μm . La granularité élevée, imposée par la multiplicité de particules, impose des pistes courtes : la longueur choisie est de 4 cm.

Les détecteurs en silicium posséderont donc 768 pistes de 4 cm sur chaque face, le pas entre les pistes étant de 95 μm , soit des dimensions de 7,5×4,2 cm². Compte-tenu de la surface mentionnée plus haut, cela conduit à un total de proche 500000 micropistes, chacune étant connectée à un canal de lecture propre afin de conserver la granularité du détecteur.

2. les 3 autres expériences du RHIC possèdent également un détecteur de ce type

Il apparait ainsi que le SSD de STAR doit jouer un rôle similaire aux couches externes du détecteur de vertex de l'expérience BABAR. Cependant les conditions expérimentales, spécifiques aux collisions d'ions lourds, vont imposer des contraintes particulières sur les détecteurs qui composent le SSD.

Dans le chapitre suivant, nous allons dans un premier temps quantifier les apports de cette couche de détection intermédiaire puis nous détaillerons les technologies développées et employées pour sa réalisation.

En guise de conclusion *imagée* de ce chapitre introduisant le contexte et la problématique générale de la détection des particules, et en particulier dans la physique des ions lourds, un événement réel reconstruit (Au+Au 130 AGeV/c) dans la TPC de STAR est représenté sur la figure 1.11.

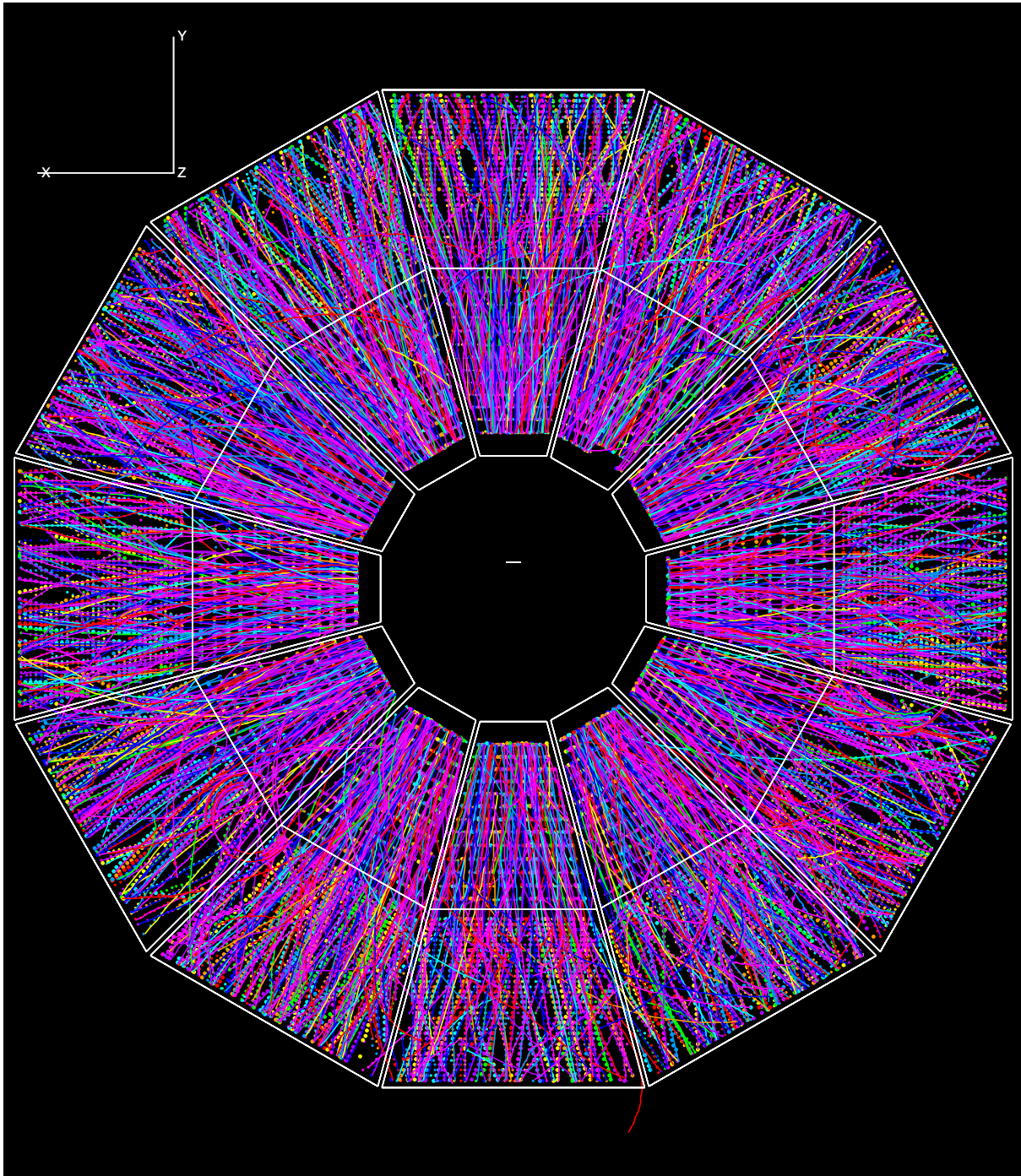


FIG. 1.11: *Événement Au+Au à 130 AGeV/c dans le détecteur STAR, les traces sont reconstruites dans la TPC uniquement.*

Chapitre 2.

Un détecteur en silicium à micropistes pour l'expérience STAR

2.1 Un cylindre de détecteurs double-face en silicium à micropistes (SSD)

Le groupe ALICE/STAR de l'IReS est engagé depuis 1998, dans la conception et la réalisation d'un ensemble de modules de détection utilisant des détecteurs double-face en silicium à micropistes, destiné à équiper le trajectographe interne de STAR. Ce développement s'effectue en collaboration avec le laboratoire SUBATECH (Nantes) et l'Université de Varsovie. Le laboratoire LEPSI (Strasbourg) a également apporté une contribution importante avec le développement de circuits intégrés nécessaires à la lecture des détecteurs.

A l'origine, le dispositif de reconstruction des traces dans la région de rapidité centrale de STAR ($-1,2 < \eta < 1,2$) se composait d'une chambre à projection temporelle (TPC) et d'un trajectographe interne : le SVT (Silicon Vertex Tracker) composé de 3 couches de détecteurs en silicium à dérive. En vue de renforcer ce dispositif, nous avons proposé l'ajout d'une couche supplémentaire de détecteurs en silicium à micropistes (SSD) afin d'améliorer notamment l'efficacité de tracking (reconstruction des traces) et la reconstruction des vertex secondaires de particules étranges (K_s^0 , Λ , Ξ , Ω). L'ensemble à réaliser correspond à un total de 320 modules. Ce projet a été accepté par la collaboration STAR en 1999.

Les premières prises de données dans STAR, qui ont débuté avec la mise en service du RHIC en juin 2000 (collisions Au+Au à 130 AGeV/c), ont été effectuées avec la TPC comme seul outil de tracking. La nouvelle campagne de prises de données, qui démarrera en juillet 2001 bénéficiera de l'intégration récente du SVT dans STAR. Enfin la complétion du système de tracking s'achèvera avec l'installation et la mise en service du SSD durant l'année 2002.

2.1.1 Présentation générale du SSD

Le trajectographe interne de STAR, comprenant le SVT et le SSD est représenté en perspective sur la figure 2.1 et en coupe transversale (dans le plan perpendiculaire au faisceau) sur la figure 2.2.

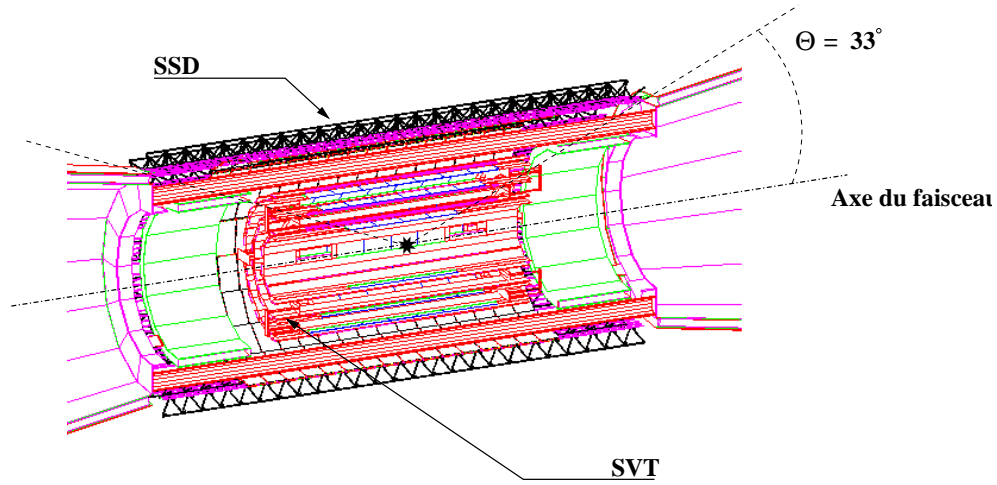


FIG. 2.1: *Ecorché du SVT et du SSD modélisés dans GEANT.*

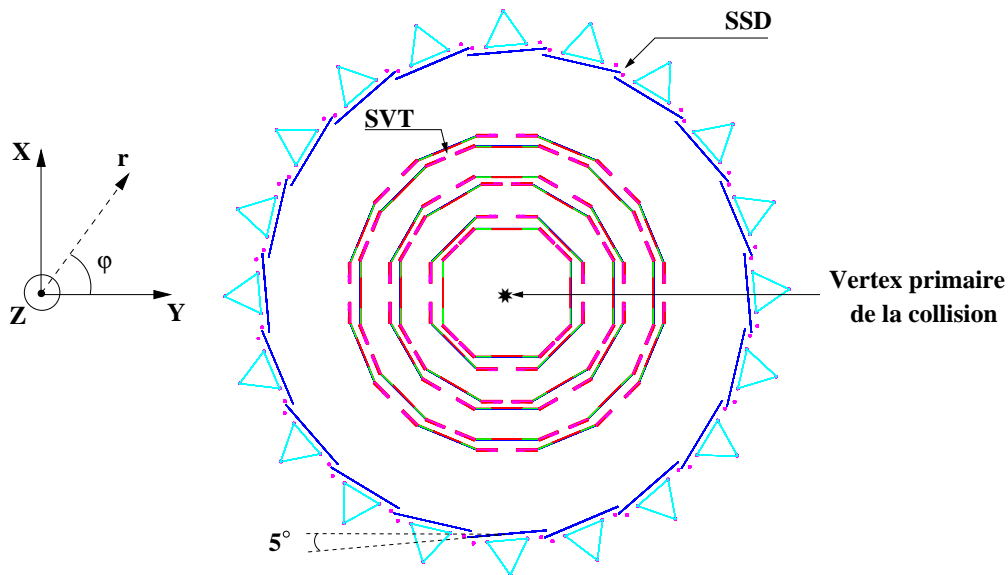


FIG. 2.2: *Les 4 couches de l'ensemble du trajectographe interne de STAR (SVT+SSD).*

Les trois couches internes qui constituent le SVT représentent chacune un cylindre dont le rayon par rapport à l'axe du faisceau est de 6,7, 10,7 et 14,5 cm respective-

ment. Le SSD (cylindre externe), placé à 23 cm de l'axe du faisceau, se compose de 20 échelles de support, de forme triangulaire qui maintiennent chacune 16 modules de détection (voir Fig. 2.3). Les modules de détection, espacés de 5 mm suivant l'axe Z (axe du faisceau), comprennent chacun un détecteur en silicium de $75 \times 42 \text{ mm}^2$ possédant 768 micropistes sur chaque face et deux circuits hybrides supportant l'électronique de lecture. Les échelles, légèrement décalées (inclinaison de 5°) les unes par rapport aux autres dans

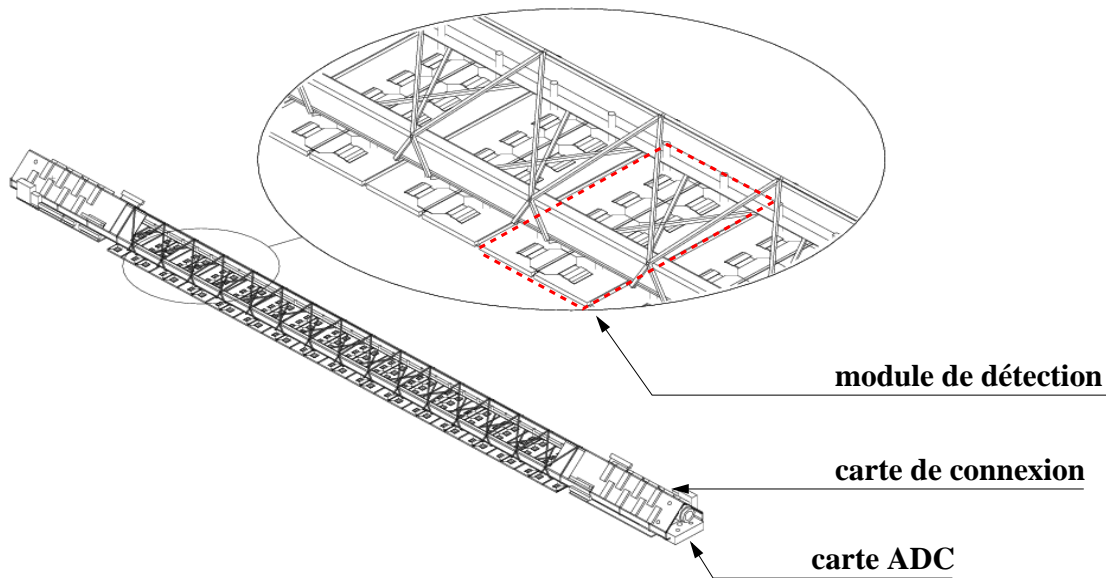


FIG. 2.3: *Dessin d'une échelle équipée de 16 modules de détection.*

le plan transverse, se recouvrent de quelques millimètres, permettant ainsi de réaliser les mesures d'alignement (en utilisant les traces des particules qui traversent deux modules) et assurant une acceptance azimutale complète.

L'acceptance en angle polaire, correspondant au domaine de pseudo-rapacité compris entre $\eta = -1,2$ et $\eta = 1,2$ est de 113° (entre $\Theta = 33,5^\circ$ et $\Theta = 146,5^\circ$). Chaque échelle comprend également, à ses extrémités (voir Fig. 2.3), les cartes de connexions destinées à la *collecte* des signaux provenant de chaque module ainsi que les cartes ADC qui convertissent les signaux analogiques en données numériques. Ces cartes font partie du système d'acquisition et de contrôle du SSD qui sera décrit par la suite. Un système de refroidissement par flux d'air (non représenté) permet d'évacuer la chaleur produite par l'électronique de lecture et les cartes connexions et les cartes ADC.

2.1.2 Les apports de la couche SSD

En ce qui concerne la reconstruction des traces, le SSD offre la possibilité d'obtenir un point supplémentaire (par rapport à la configuration SVT + TPC). Chaque couche de détection du trajectographe possède des zones mortes, dues à la géométrie (espace entre les modules de détection) ou à des zones défectueuses ou inactives des détecteurs. En considérant un pourcentage d'inefficacité de détection de 5 % pour chaque couche du trajectographe interne, nous voyons, sur la figure 2.4, que 85,7 % des particules laisseront 3 points (minimum requis pour la reconstruction) dans le SVT et 98,5 % en ajoutant le SSD (Fig. 2.4).

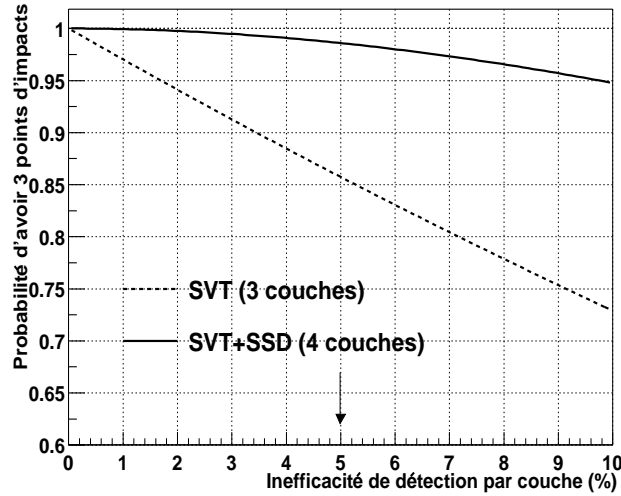


FIG. 2.4: Probabilité d'obtenir 3 points d'impact dans le trajectographe interne en fonction du pourcentage d'inefficacité des couches de détection.

Chaque trace est dans un premier temps reconstituée dans la TPC, qui en raison de son grand volume, permet de collecter jusqu'à 45 coordonnées de points de passage d'une particule. La trace reconstruite est ensuite projetée sur la couche la plus externe du détecteur de vertex, puis vers les couches internes par itération. La présence du SSD diminue cette distance de projection (par-rapport au SVT seul) d'environ 20% et améliore l'efficacité de la procédure. Les différents rayons sont rappelés dans le tableau 2.1 avec, pour chaque système de détection la résolution en position attendue ainsi que la résolution à deux traces. Cette dernière correspond à la distance minimale pour laquelle 2 particules qui traversent le détecteur donnent 2 points d'impacts reconstruits. En dessous de cette distance, les traces de ces particules ne peuvent pas être séparées. Ce paramètre devient évidemment critique lorsque l'on s'approche du centre de la collision où la densité de particules augmente rapidement.

	Rayon (cm)	Résolution ($r\varphi, Z$) (μm)	Résolution à 2 traces (μm)
SVT	6,1 - 7,2	25 - 25	< 600 μm
	10,1 - 11,2	25 - 25	< 600 μm
	14,0 - 14,9	25 - 25	< 600 μm
SSD	23	20 - 900	\approx 200 μm
TPC	60 à 230	\approx 500 μm	\approx 2,5 mm

TAB. 2.1: Quelques caractéristiques des détecteurs de trajectographie dans STAR.

Avec les possibilités du SSD, le développement d'un nouveau logiciel de reconstruction des traces (EST¹) pour le trajectographe interne a conduit à une amélioration de l'effi-

1. External Silicon Tracker est documenté sur le site suivant :
http://star.in2p3.fr/STAR_informatique/est_progress.html

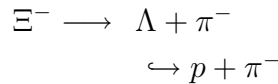
capacité de reconstruction des traces primaires de 40 % [SSD99, Pin00]. Pour une grande partie, ces traces primaires supplémentaires sont celles de particules qui ont laissé un point d'impact dans le SSD et deux dans le SVT. Le nombre de traces secondaires correctement formées augmente de 73% dont 18% sont directement dues au SSD car les particules correspondantes ne laissent qu'un seul point d'impact situé dans la quatrième couche.

Ainsi une amélioration significative a lieu en ce qui concerne la reconstruction des particules étranges : dans ce cas, le vertex secondaire de la désintégration est séparé du vertex primaire de quelques centimètres (voir le tableau 1.2). L'apport en termes de reconstruction est présenté dans le tableau 2.2, extrait de [SSD99]. Des hadrons (Λ , Ξ , K_S^0) ont été générés puis reconstruits pour les deux configurations (avec ou sans le SSD) du détecteur de vertex, un minimum de 3 points est requis pour la reconstruction des produits de décroissance.

	Λ	Ξ	K_S^0
SVT (%)	44	13	48
SVT + SSD (%)	73	36	78

TAB. 2.2: *Pourcentage de reconstruction pour des hypérons dans STAR, voir texte.*

L'importance du SSD est illustrée sur la figure 2.5 dans le cas particulier d'un Ξ ($\mathbf{p}=600$ Mev/c). Les trois couches du SVT et celle du SSD sont représentées, l'enveloppe interne de la TPC est également indiquée. Cette figure montre la topologie des traces des produits des décroissance dans le détecteur de vertex de STAR :



La désintégration du Λ intervient après la première couche du SVT. Le SSD permet de reconstruire, tout en gardant la condition de trois points d'impact dans le SVT + SSD, des Λ secondaires qui possèdent une distance de vol plus grande, car augmentée de la distance de vol de la particule mère. Cet effet est particulièrement visible dans le tableau 2.2 avec le gain d'un facteur 3 dans la reconstruction des Ξ .

Le quatrième point fourni par le SSD aura aussi un effet très important dans la reconstruction des particules de faible impulsion transverse qui n'atteignent pas la TPC ($p_{\perp} \leq 150$ Mev/c). Pour des impulsions transverses $p_{\perp} \leq 200$ Mev/c, l'efficacité de reconstruction des traces devient très faible ($\leq 40\%$) avec un fort taux de mauvaises associations entre les traces de la TPC et les points du trajectographe interne.

L'identification des particules profite de la mesure supplémentaire donnée par le SSD par rapport à la configuration avec le SVT seul. En utilisant la méthode de la moyenne tronquée², la largeur de la distribution normalisée de la perte d'énergie passe $\sigma_{dE/dx} = 12\%$ à $\sigma_{dE/dx} = 10\%$. Cette estimation doit cependant être affinée.

La résolution relative en impulsion, $\frac{\sigma_p}{p}$, pour ces particules est améliorée, et passe de 18 % (3 points, SVT) à 14 % (4 points, SVT + SDD) [Roy00].

2. sur un échantillon de N valeurs mesurées, seul un pourcentage R -les plus petites- est conservé. En retirant ainsi les valeurs élevées dues aux fluctuations de Landau, la distribution peut être approximée par une gaussienne.

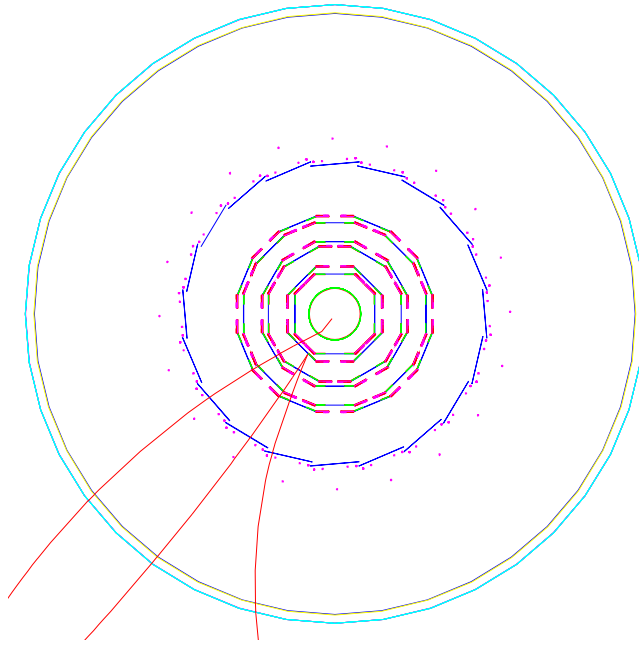


FIG. 2.5: *Désintégration d'un Ξ dans le trajectographe interne.*

En résumé, le SSD améliore de façon significative les performances du trajectographe interne. Il augmente l'efficacité de reconstruction des particules de basse impulsion transverse ainsi que la détermination de leur impulsion. Le taux de reconstruction pour les particules étranges est également accru. Pour conclure cette introduction du SSD, nous apporterons trois dernières remarques :

- le trajectographe interne, dans sa version finale SVT + SSD, est tout à fait adapté à l'observation des baryons étranges. Cependant la précision obtenue sur la position du vertex primaire ne permettra pas d'accéder au charme ouvert dans STAR. Les distances de vol, avant décroissance, des principaux hadrons charmés varient entre 20 et 200 μm .
- la longueur de radiation du détecteur SSD est pour l'instant estimée à 1,2 X_0 , valeur que nous pouvons comparer à celle d'une couche du SVT, proche de 1,9 X_0 . La condition de minimiser la matière présente sur le parcours des particules est commune pour tous les détecteurs de vertex. Dans STAR, cette contrainte est renforcée par le fait que les particules émises possèdent des impulsions, en moyenne, relativement faibles (≈ 300 Mev/c) et sont donc très sensibles aux phénomènes de diffusion.
- Le logiciel de reconstruction des traces dans le détecteur de vertex (EST) est en cours d'intégration et de vérification dans le logiciel global de reconstruction de STAR. Il sera utilisé pour la reconstruction des données avec le SVT. Le logiciel EST est bien évidemment optimisé pour prendre en compte les données du SSD.

2.2 Le module de détection

Le SSD se compose de 320 modules de détection identiques, chacun étant constitué par un détecteur en silicium double-face à micropistes connecté à son électronique frontale (Front End Electronics) de lecture. Le module de détection du SSD de STAR doit répondre à trois contraintes majeures :

1. capacité à fonctionner dans un environnement très dense en particules chargées en termes d'efficacité et de pureté de reconstruction des traces
2. satisfaire aux problèmes d'intégration dus au fait que le SSD n'était pas originellement prévu dans le détecteur STAR
3. le SSD est un cylindre d'environ $0,5 \text{ m}^2$ de surface active de détection pour un total de $0,5 \times 10^6$ voies électroniques, soit un des plus importants ensembles de détecteurs en silicium à micropistes jamais construit. De nouvelles solutions technologiques doivent donc être mises en œuvre pour sa conception et sa production.

2.2.1 Les détecteurs en silicium à micropistes

Le détecteur en silicium, Fig. 2.6, constitue la partie sensible, aux particules chargées, du module de détection. La surface active est circonscrite à l'intérieur des anneaux de polarisation situés (pour chaque face) à 1 mm du bord du détecteur. Le substrat de silicium

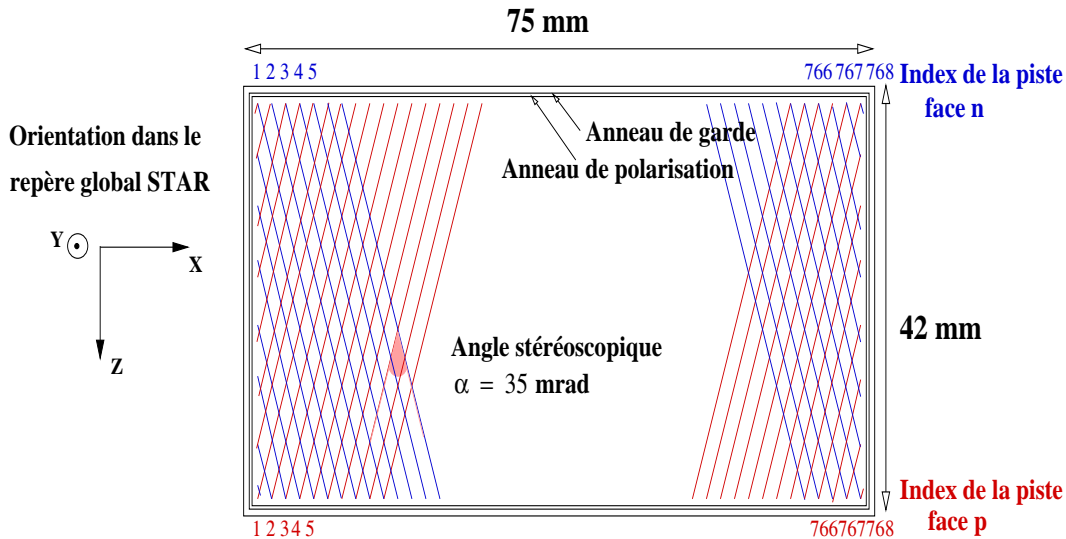


FIG. 2.6: Représentation schématique d'un détecteur en silicium double-face à micropistes.

(volume du détecteur) est de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Une particule chargée au minimum d'ionisation va ainsi créer environ 25000 paires électrons - trous³ en traversant le substrat en incidence normale. Ces charges sont ensuite collectées par les pistes implantées sur chaque face. Ce détecteur fournit, en réponse au passage d'une particule chargée, un couple de coordonnées (x,z) , dans son repère propre, indiquant la position de l'impact ainsi qu'une mesure de la perte d'énergie via le nombre de paires électrons-trous créées.

3. valeur la plus probable de la distribution de Landau décrivant la perte d'énergie dans $300 \mu\text{m}$ de silicium

La précision sur la position déterminée dépend, au premier ordre, de la segmentation du détecteur, i.e. la distance entre chaque piste ($95 \mu m$). La résolution attendue est de l'ordre de $20 \mu m$ sur chaque face. Cependant, le faible angle stéréoscopique de 35 mrad implique une résolution très différente après le passage dans le repère global de STAR. Les résolutions en position attendues dans les directions X et Z sont respectivement $\sigma_x=15 \mu m$ et $\sigma_z=850 \mu m$. Le choix de la distance entre les pistes (*pitch*) résulte du compromis entre la résolution en position désirée et le nombre de canaux nécessaires pour la lecture.

La résolution en énergie dépend principalement de deux facteurs: le signal (paires électron-trou) créé et le bruit du détecteur. A une énergie donnée, une particule incidente crée une quantité de charge qui fluctue selon une distribution de Landau, à laquelle il faut rajouter la contribution du bruit individuel de chaque piste et de l'électronique de lecture.

Le tableau 2.3 résume les caractéristiques géométriques énoncées précédemment.

Surface totale	$75 \times 42 \text{ mm}^2$
Surface active	$73 \times 40 \text{ mm}^2$
Epaisseur	$300 \mu m$
Nombre de pistes	768 par face
Pistes flottantes	Aucune
Dimensions des pistes	$40000 \mu m \times 25 \mu m$
Pas interpistes	$95 \mu m$
Angle stéréoscopique	$2 \times 17,5 \text{ mrad}$

TAB. 2.3: *Caractéristiques géométriques des détecteurs à micropistes.*

2.2.2 Des besoins spécifiques

a) La multiplicité de particules

Les détecteurs en silicium à micropistes double-face ne sont pas réellement des détecteurs bidimensionnels, exception faite du cas où une particule unique traverse le détecteur. Si deux particules, ou plus, interagissent dans le détecteur, des particules dites *fantômes* peuvent apparaître. Cette situation s'explique ainsi : la présence de pistes sur les faces p et n permet de déterminer deux coordonnées (x,z). Pour deux particules, nous obtenons les coordonnées x_1, x_2 et z_1, z_2 mais nous ne pouvons pas, à priori, déterminer l'association correcte entre les couples x_i et z_i possibles (une particule dite *fantôme* provient de la mauvaise association des coordonnées x et z). Cette situation est illustrée schématiquement dans le paragraphe suivant.

Le problème des particules *fantômes* n'existe pas dans les détecteurs en silicium à pixels, ou à dérive, pour lesquels une réelle segmentation en deux dimensions est réalisée. Dans le cas des détecteurs à pixels, une cellule élémentaire de surface $\Delta x \Delta z$ est définie dans le substrat de silicium. Pour les détecteurs à dérive, le principe est sensiblement identique : une première segmentation spatiale du substrat est réalisée par des implantations (p^+ ou n^+ selon le type de substrat) définissant une cellule Δx . La seconde segmentation (Δz) est temporelle, elle est définie par le temps de dérive des électrons vers une électrode de collection (qui physiquement est la cellule spatiale Δx) et par la fréquence d'échantillonnage de l'électronique de lecture. Pour les détecteurs à dérive du SVT de STAR : $\Delta x = 250 \mu m$, c'est le pas entre les implantations et $\Delta z = 240 \mu m$ qui correspond à une distance de

dérive de 3 cm divisée par 128 échantillonnages en temps. Ces détecteurs sont donc particulièrement adaptés pour être utilisés dans un environnement très dense en particules : c'est effectivement le cas dans STAR.

Cependant, ces types de détecteur sont d'une technologie plus complexe pour un coût de production plus élevé. Les détecteurs à pixels demandent également un grand nombre de voies de lecture en raison de leur importante segmentation. La surface de détection nécessaire ($1,0 \text{ m}^2$), déterminée par le rayon du cylindre SSD et l'acceptance en rapidité, plaide en faveur des détecteurs à micropistes dont le coût est plus faible. La localisation plus externe (rayon = 23 cm) du cylindre SSD va de paire avec un taux d'occupation plus faible qui autorise l'utilisation de tels détecteurs.

Nous allons voir maintenant qu'il est possible de résoudre, en partie, les problèmes liés aux particules *fantômes* dans les détecteurs à micropistes double-face.

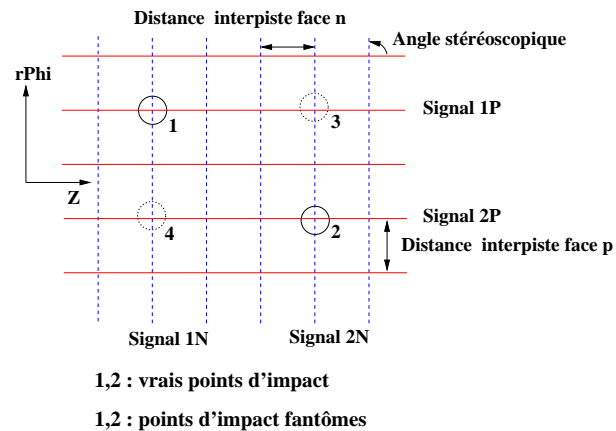
Un angle stéréoscopique

L'angle stéréoscopique est une variable spécifique des détecteurs double-face. Il correspond à l'angle entre les pistes des deux faces du détecteur. Le choix de cet angle repose sur deux caractéristiques évoluant en sens inverse : la résolution en position dans la direction Z (axe du faisceau) et la séparation géométrique des points d'impact ambigus.

En première approximation, nous pouvons admettre que la résolution en position dépend uniquement du pas entre les pistes (exemple de l'algorithme de reconstruction digital : pour une distance interpiste P, la résolution digitale est égale à $P/\sqrt{12}$ sur chacune des faces). Dans le cas où le pas est identique pour chaque face avec un angle stéréoscopique de 90 degrés, alors $\sigma(Z) = \sigma(r\varphi)$. Cependant les faiblesses de cette configuration se distinguent clairement lorsque plusieurs particules traversent le détecteur. En supposant ces particules au MIP (même dépôt d'énergie dans le détecteur), alors l'angle de 90° introduit un taux de points d'impact ambigus de 100 %.

De plus, d'un point de vue purement technique, la configuration à 90 degrés implique l'utilisation de la double métallisation sur l'une des faces pour rediriger les signaux vers le même bord du détecteur que sur l'autre face. Ainsi, l'ajout de masques pour la fabrication du détecteur, l'ambiguïté des signaux ainsi que l'augmentation de la capacité d'entrée d'une voie en sont les contraintes majeures [Hus94].

Une multiplicité moyenne par détecteur de 8 particules constitue la limite supérieure dans le cadre de STAR; soit 8 points d'impact à retrouver parmi 64 possibles dans le cas le plus défavorable. Il devient donc capital de diminuer le nombre de pistes en recouvrement géométrique, et ce en jouant sur la valeur de l'angle stéréoscopique. Après simulation, le choix s'est porté sur un angle égal à 35 mrad, [SSD99]. Cette valeur se traduit géométriquement de la manière suivante : une piste quelconque sur l'une des faces est en regard avec 15 pistes de la face opposée. Ceci permet de réduire le nombre de situations ambiguës à 10 %. Inévitablement les résolutions en position sont affectées. Nous allons estimer quantitativement ceci en prenant le cas de la résolution digitale (limite supérieure à la résolution en position). Au moyen de l'équation 3.34 déterminée dans le chapitre 3,



nous pouvons estimer les résolutions attendues dans le repère STAR, soit $\sigma(Z) = 1100 \mu\text{m}$ et $\sigma(r\varphi) = 19 \mu\text{m}$. Une dégradation substantielle de la résolution dans la direction parallèle au faisceau apparaît comme la contrepartie du choix d'un angle stéréoscopique faible. Cependant, c'est le rayon de courbure de la trace projetée dans le plan transverse qui permet de déterminer l'impulsion transverse. La résolution en $r\varphi$ est prépondérante.

La corrélation de charge

L'utilisation d'un faible angle stéréoscopique tout en présentant l'avantage de diminuer le nombre de particules *fantômes* dans le détecteur laisse subsister néanmoins des cas ambigus. Nous allons donc utiliser la corrélation de charge, spécifique aux détecteurs double-face, pour traiter ces derniers.

La corrélation de charge est basée sur le fait qu'une particule qui traverse le détecteur crée des électrons et des trous en nombres égaux : ces charges dérivent et induisent un courant sur les pistes des faces p (i_p) et n (i_n). Après la reconstruction du signal, nous retrouvons les quantités de charges créées Q_p et Q_n additionnées d'une charge équivalente de bruit spécifique à chaque piste du détecteur.

Dans le cas ambigu à deux particules, il est possible de déterminer la configuration de points d'impact la plus probable en comparant les charges (Q_{1p} , Q_{1n} et Q_{2p} , Q_{2n}). Ce traitement est schématiquement représenté sur la figure 2.7. Nous voyons sur ce schéma le cas ambigu où deux particules traversent le détecteur dans une zone géométrique restreinte, impliquant deux configurations possibles pour les points reconstruits. Le choix

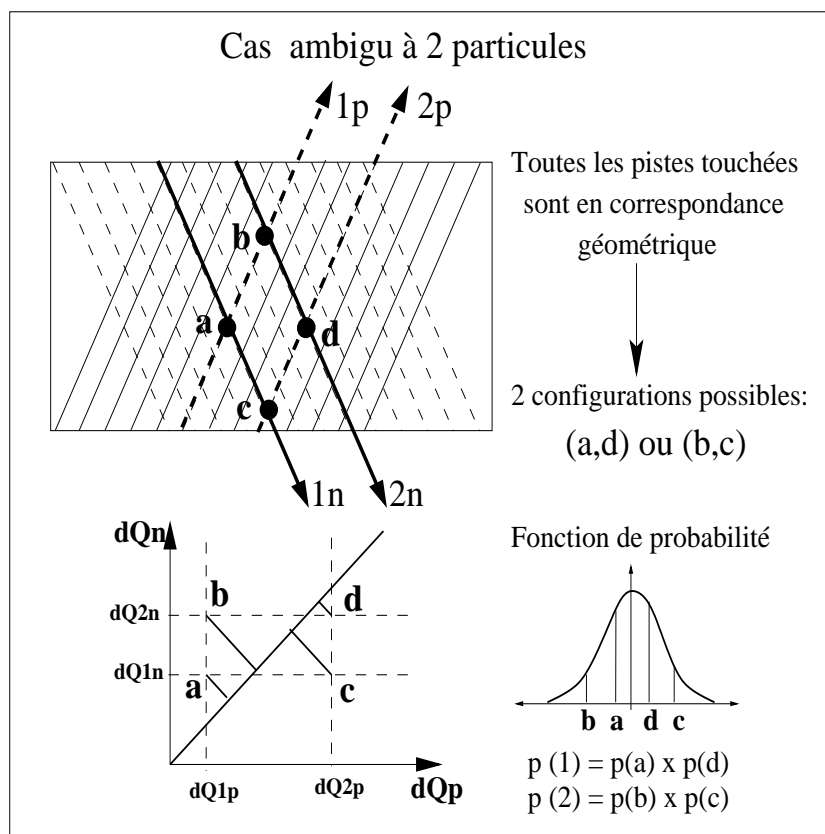


FIG. 2.7: Traitement de cas ambigus par l'utilisation de la corrélation de charge.

du couple de points d'impact le plus probable s'appuie sur une fonction de probabilité, fonction gaussienne normalisée, dont la variance σ représente la dispersion par rapport à la droite de corrélation parfaite ($Q_p^i = Q_n^i$). A partir d'événements standard HIJING, la reconstruction des points d'impact dans le SSD, [Hip00], donne les pourcentages suivant :

- 90 % de cas non ambigus, association directe des points d'impact reconstruits sur les deux faces.
- 10 % de cas ambigus, dont plus de 8% provient de la configuration représentée sur la figure 2.7.

b) Une électronique de lecture adaptée

La lecture des charges collectées sur les pistes des détecteurs en silicium est assurée par le circuit ALICE128C. Il possède 128 voies analogiques ayant pour fonctions premières les tâches suivantes :

- Amplification et mise en forme du signal collecté
- Echantillonnage et stockage du signal dans une cellule de mémorisation.

Ce circuit a été développé pour la lecture des détecteurs en silicium à micropistes dans le cadre des expériences ALICE et STAR, et doit satisfaire à plusieurs contraintes que nous allons décrire.

Les intensités atteintes pour les faisceaux d'ions lourds sont relativement faibles (comparées à celles atteintes pour des protons ou électrons) conduisant, en mode collisionneur à une luminosité $\mathcal{L} = 6,8 \times 10^{24} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ atteinte au RHIC pour le système Or sur Or ($\mathcal{L}^{max} = 2 \times 10^{26} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Pour l'expérience STAR, le taux d'acquisition est de 2-3 (10-15) Hz pour les événements centraux (non-centraux ou *minimum-bias*). Ainsi un temps de mise en forme du signal pour une voie d'électronique de l'ordre de la microseconde peut être utilisé pour la lecture des pistes du SSD.

La haute granularité des détecteurs en silicium (sur chaque face 768 pistes espacées de $95 \mu\text{m}$) est adaptée aux multiplicités élevées de particules attendues. Dans ce contexte, il est nécessaire de connecter chacune des pistes du détecteur à une voie d'électronique de lecture, soit un total proche de $0,5 \times 10^6$ canaux de lecture. Il devient capital devant un tel nombre de canaux de minimiser la puissance dissipée par chaque voie; cette valeur est inférieure à $400 \mu\text{W}$ par canal pour le circuit ALICE128C⁴. Cette caractéristique est particulièrement importante dans STAR où un refroidissement par flux d'air est utilisé. Moins efficace à dissiper la chaleur qu'un refroidissement par eau, il présente néanmoins l'avantage de réduire la longueur de radiation de ce système.

Le SSD doit également être en mesure de traiter le cas de particules déposant une grande quantité de charge dans le détecteur. Cette contrainte est renforcée par l'utilisation du SSD dans la reconstruction des particules de faible impulsion transverse (typiquement inférieure à $150 \text{MeV}/c$) qui n'atteignent pas la TPC de STAR, l'ensemble SVT+SSD devient alors l'unique outil de trajectographie. Le circuit ALICE128C offre en réponse une large gamme dynamique d'entrée qui couvre ± 13 MIPs (domaine de linéarité de la chaîne d'amplification). Cette valeur correspond à la charge moyenne déposée dans $300 \mu\text{m}$ de silicium par un pion (proton) d'impulsion $p = 35 \text{MeV}/c$ ($120 \text{Mev}/c$).

4. à titre de comparaison, le circuit VA2 dissipe environ $1,2 \text{mW}$ par canal

De plus, d'un point de vue général, le bruit d'un canal doit être rendu le plus petit possible afin d'optimiser la reconstruction du signal dans les détecteurs. Une fréquence de lecture élevée est nécessaire afin de lire les signaux des pistes en un temps minimal. La fréquence de lecture maximale du circuit ALICE128C est de 10 MHz, la charge équivalente de bruit d'un canal de lecture est inférieure à 400 électrons.

Les autres caractéristiques, et notamment les fonctionnalités du circuit sont détaillées dans la section 3.3, et notamment le système de contrôle numérique qui permet d'accéder à toutes les fonctionnalités.

Une électronique flottante

Un détecteur en silicium double-face nécessite pour son fonctionnement d'être soumis à une différence de potentiel V_F , d'environ 50 volts, appliquée entre les faces p et n (la face n étant portée au potentiel V_F). La lecture du signal collecté sur les pistes est effectuée à travers un couplage capacitif. Nous pourrions donc théoriquement ne pas nous soucier de la différence de potentiel présente entre l'électronique de lecture de la face n (0 volt) et les pistes du détecteur ($\approx V_f$). En pratique, la présence de capacités de couplage défectueuses, préconise l'utilisation d'une électronique flottante.

Nous avons donc choisi de fixer la masse de l'électronique de lecture de la face n à la tension de polarisation, V_F , du détecteur : elle est dite flottante à la tension V_F . La différence de potentiel existant entre la piste et l'électronique de lecture se réduit simplement à la chute de tension dans la résistance de polarisation de la piste, soit une tension comprise entre 5 et 10 volts.

Cette méthode réclame l'utilisation ultérieure d'un dispositif électronique supplémentaire (coupleur opto-électronique) afin de ramener les signaux de la face n, de la masse flottante à V_F vers une masse à 0 volts. Cette translation de niveau est effectuée après la numérisation des données par les cartes ADC, dans le but de minimiser le bruit ajouté par l'opto-coupleur.

2.2.3 Système de contrôle et acquisition des données

L'acquisition des données du SSD débute par la lecture des charges collectées sur les pistes, au moyen du circuit ALICE128C. Les données des 16 modules de détection de chaque échelle sont ensuite *regroupées* au niveau des cartes de connexion puis numérisées par les cartes ADC, comme cela est illustré sur la figure 2.8. Pour une échelle, l'une des cartes de connexion est dédiée aux données provenant des 16 faces n, l'autre aux données des faces p (idem pour les 2 cartes ADC). Les données, sous forme digitale, sont ensuite transférées vers les cartes d'acquisition à travers une ligne optique.

Le système d'acquisition de données (DAQ) prend en charge le traitement des données et effectue les opérations suivantes :

- sélection des pistes ayant reçu un signal physique. Ce choix est basé sur la comparaison du signal reçu pour l'événement courant à une valeur de seuil définie par le piédestal et du bruit de la piste considérée. Cette sélection est effectuée par une coupure relative au rapport signal sur bruit. Les pistes non sélectionnées sont éliminées, les autres sont adressées, c'est à dire associées à une information contenant leur localisation dans le SSD.

- la compression des données. Codées sur 10 bits par les cartes ADC, les données sont ramenées à un codage sur 8 bits. La fonction de compression n'est pas encore définie, cependant nous pouvons déjà dire qu'elle ne sera pas linéaire afin de compresser moins fortement les signaux autour du MIP (plus probables) que les signaux élevés.

Considérant les fréquences de lecture mentionnées sur la figure 2.8, le temps de lecture d'un événement du SSD de STAR est approximativement de 5 ms.

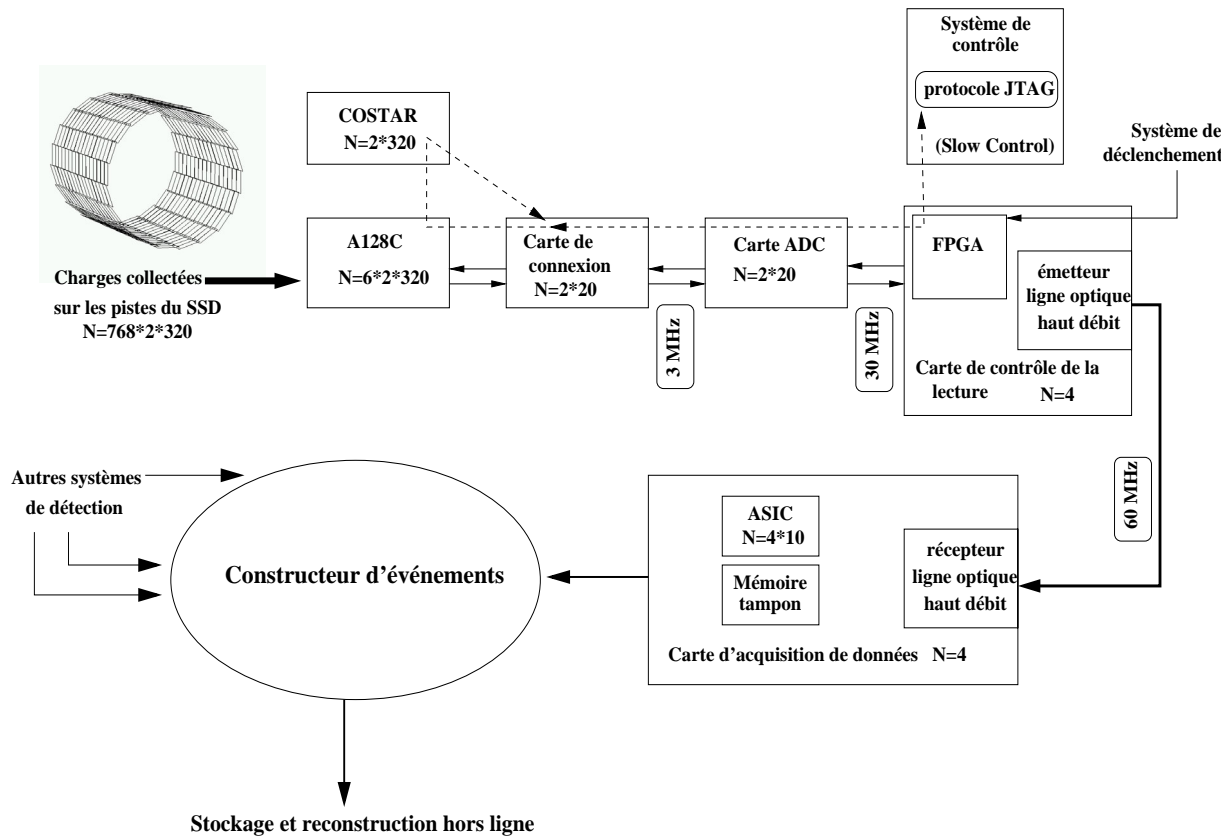


FIG. 2.8: *Le système de lecture des données du SSD dans STAR.*

Le système de contrôle [Bon99] permet d'initialiser et de surveiller les composants actifs du SSD (circuits de lecture et détecteurs). Ce système utilise le protocole de communication JTAG, il commande la phase d'initialisation et permet de choisir le mode de fonctionnement de l'électronique de lecture (calibration et prise de données) en accord avec le système de déclenchement.

Un circuit de contrôle, le COSTAR (COntrol STAR), localisé sur les hybrides, permet de mesurer localement la température, les courants consommés par le détecteur, et les tensions d'alimentation de l'électronique de lecture.

2.3 Vers un module compact

Nous avons, à travers la description des composants d'un module de détection, montré comment ces derniers satisfont à la problématique de la détection des particules pour le SSD. Nous allons maintenant présenter la solution technique innovante qui permet de résoudre un problème majeur pour un ensemble de détecteurs à micropistes de cette dimension : la connectique.

2.3.1 La solution TAB

D'une manière générale, la technique *classique* de câblage par fil (*wire-bonding*) est utilisée de manière extensive dans le cadre de la connexion électrique des composants actifs des modules de détection. Dans le cas particulier des détecteurs en silicium segmentés (à micropistes ou à dérive), ce type de connexion permet d'assurer les liaisons électriques entre les pistes du détecteur et l'électronique de lecture ainsi que la connexion de cette électronique de lecture vers les cartes qui véhiculent les différents signaux. Cependant l'utilisation du câblage par fil impose de sévères contraintes sur le design du module de détection. En effet, les deux parties reliées électriquement par le fil (*bond*) doivent être solidaires et relativement proches l'une de l'autre (des grandeurs numériques sont données en Annexe 2). Pour le SSD de STAR, ces contraintes deviennent incompatibles avec les problèmes d'intégration et de refroidissement. Nous avons du recourir à la solution du *Tape Automated Bonding*, le TAB.

Les avantages offerts par le TAB sont :

- procédé industriel utilisé en microélectronique promettant un rendement de production très élevé (supérieur à 99%)
- l'abandon de la connexion individuelle (1 câble pour une voie) au profit d'une connexion générique (1 circuit de lecture \equiv 128 voies \equiv 1 ruban TAB)
- le passage à un type de connexion tridimensionnel (par comparaison au *wire-bonding*), le ruban TAB est flexible et offre donc la possibilité d'être plié.
- un test complet et facile des circuits de lecture après connexion au ruban.

a) Description

Dans le câblage classique par fil (*wire-bonding*), un fil conducteur ($\sim 20 \mu\text{m}$ de diamètre) raccorde les deux points à relier électriquement. La fixation du fil est réalisé par soudure ultrasonique. Pour un détecteur en silicium à micropistes un fil connecte une piste à une

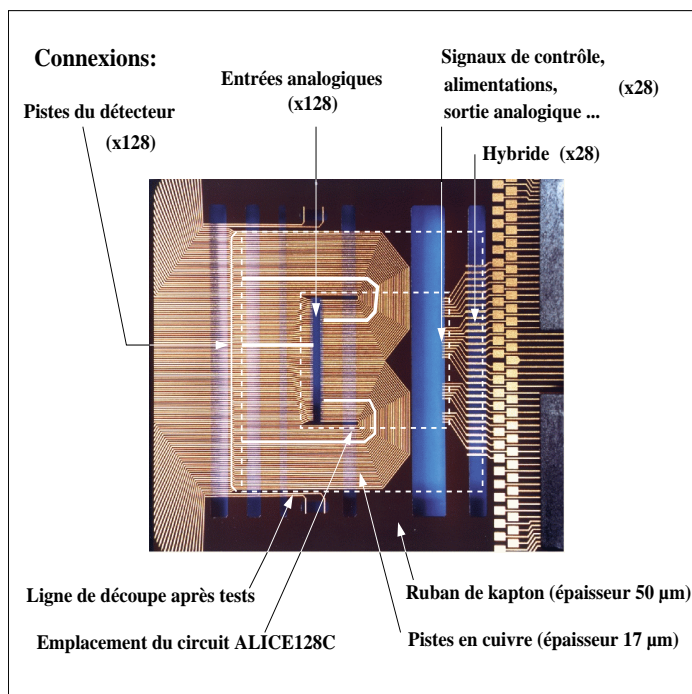


FIG. 2.9: Le ruban TAB: les pistes de cuivre assurent les connexions entre les entrées analogiques du circuit de lecture et les pistes du détecteur silicium (à gauche) ainsi que les connexions entre le circuit de lecture et l'hybride véhiculant les signaux (contrôle, alimentations, etc). Les trois lignes blanches soulignent les trois géométries de pistes présentes sur le ruban.

voie d'électronique, l'opération de connexion est multipliée par le nombre de pistes. Il est parfois nécessaire d'utiliser un adaptateur de pas, qui multiplie par un facteur 2 le nombre de connexions à réaliser (cf. Annexe 2). Le ruban TAB se compose de 2 éléments, un ruban de kapton (matériau isolant) de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur lequel sont gravées des pistes en cuivre de $17 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La topologie des pistes correspond aux connexions du circuit ALICE128C, d'une part, vers le détecteur (lecture des pistes) et d'autre part vers l'hybride (tensions d'alimentation, signaux de contrôle, etc...). La figure 2.9 illustre cette réalisation.

La connexion proprement dite s'effectue par un procédé classique thermosonique (chauffage + ultrasons) en superposant les pistes du ruban aux plots de connexion présents sur le circuit dans un premier temps. Le circuit est ensuite testé intégralement (cf. section 4.2). Finalement, ce circuit est connecté aux pistes d'un détecteur et au circuit hybride.

Le circuit de lecture, après connexion au ruban TAB, devient un objet près à être connecté aux autres éléments. La solidité mécanique de l'ensemble des 128 pistes de cuivre regroupées sur le ruban de kapton offre la possibilité remarquable d'être flexible et résistant. Nous allons décrire dans le paragraphe suivant comment cette particularité est exploitée dans le cadre des modules de détection du SSD de STAR.

Le TAB sert également d'adaptateur de pas : les pistes du détecteur en silicium, espacées de $95 \mu\text{m}$, doivent être connectées aux entrées analogiques du circuit ALICE128C qui ne sont séparées que de $44 \mu\text{m}$. Cependant les pistes gravées sur le ruban TAB ne peuvent pas être trop proches (distance minimale de l'ordre de $80 \mu\text{m}$) sans poser le problème des court-circuits. La topologie particulière des pistes du ruban TAB (droites ou courbées) permet de réaliser l'adaptation du pas tout en gardant une distance de $88 \mu\text{m}$ entre chaque piste gravée sur le ruban. La figure 2.10 illustre l'arrangement des pistes du ruban.

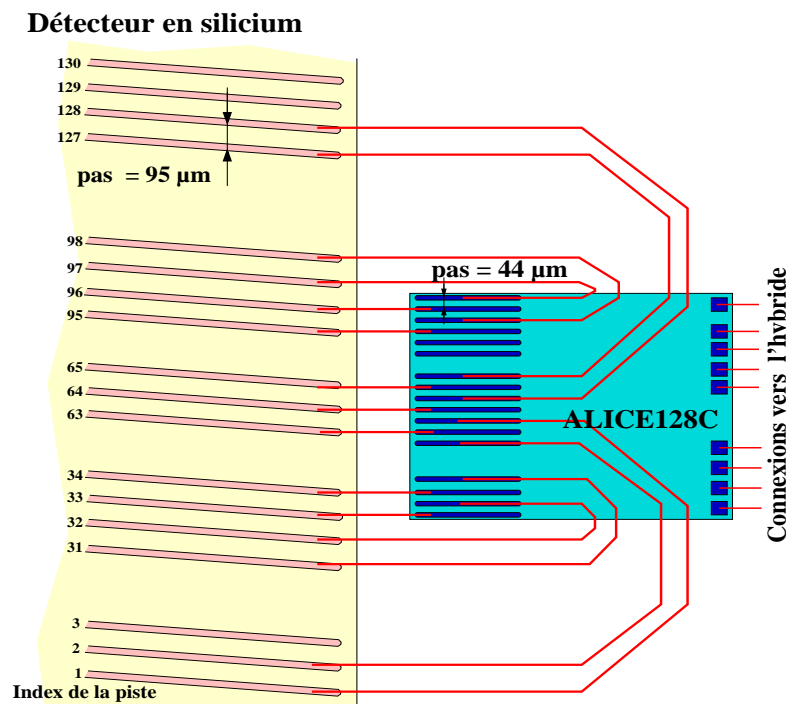


FIG. 2.10: Adaptation du pas entre les pistes du détecteur et les entrées du circuit de lecture par le ruban TAB.

b) Application au cas des détecteurs en silicium à micropistes

Le module de détection est composé, en plus du détecteur en silicium, de deux cartes électroniques (les circuits hybrides) indépendantes dédiées à la lecture des signaux de chaque face. Chaque circuit hybride comporte les éléments suivants :

- 6 circuits de lecture ALICE128C, assurant la lecture des signaux en provenance des pistes du détecteur en silicium
- 1 circuit COSTAR
- composants discrets, résistances et capacités implantées sur l'hybride.

Chaque circuit hybride est collé sur un raidisseur. Cet ensemble (hybride + raidisseur) est, en fin de montage, collé sur la surface d'un détecteur. La connexion par TAB des circuits de lecture aux pistes du détecteur est réalisée *à plat*. Ce protocole de montage est décrit dans le chapitre 4 (voir la figure 4.17).

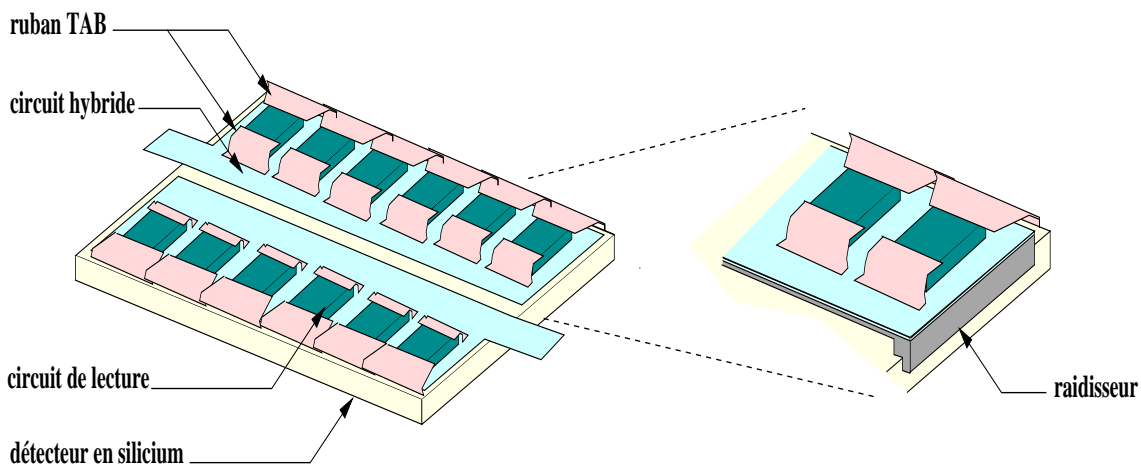


FIG. 2.11: *Vue schématique d'un module de détection, l'agrandissement (à droite) montre le principe du support qui maintient les hybrides de lecture sur le détecteur.*

Un module compact, Fig. 2.11, est obtenu après le repliage des circuit hybrides sur le détecteur. Le collage des raidisseurs (colle silicium amorphe) assure la solidarité de l'ensemble (détecteur + hybrides) pour sa fixation ultérieure sur les échelles de support en carbone. Cette conception du module n'est, en grande partie, possible que par l'utilisation du TAB. Le câblage par fil devient très complexe si les connexions à effectuer se situent sur deux plans différents.

2.3.2 Le module de détection final

Le module de détection final pour le SSD de STAR est ainsi complètement défini. La figure 2.12 indique schématiquement la structure et les dimensions principales d'un module de détection. Les deux circuits hybrides sont maintenus au-dessus du détecteur par deux raidisseurs non-représentés. Le tracé en pointillés symbolise l'échelle de support à laquelle le module est fixé au moyen de quatre plots (2 par circuit hybride).

Nous voyons que la surface totale du module de détection n'est que très peu supérieure à la surface du détecteur en silicium : cela permet de minimiser le recouvrement des modules

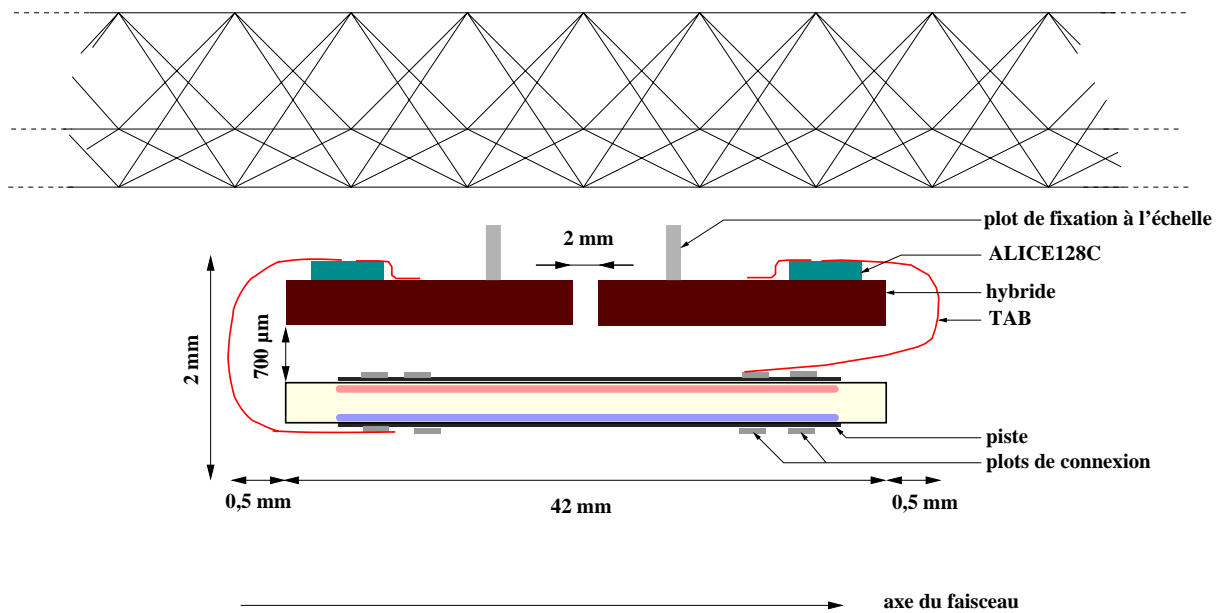


FIG. 2.12: Schéma du module de détection vu en coupe.

tout en gardant une couverture angulaire complète. La compacité du module a également résolu les problèmes d'intégration des échelles du SSD entre le SVT et la TPC, où très peu d'espace restait disponible. Une configuration dans laquelle l'électronique de lecture serait coplanaire au détecteur n'était pas envisageable : la surface du module de détection aurait, dans ce cas, été bien supérieure à la surface active du détecteur en silicium. L'encombrement minimal obtenu pour les modules de détection est l'un des avantages majeurs apporté par le TAB.

Pour l'ensemble du SSD, i.e. les 320 modules de détection, le nombre total de connexions à effectuer se décompose de la manière suivante :

- connexions détecteur-ALICE128C : $2 \times 768 \times 320 = 491520$,
- connexions ALICE128C-hybrides : $12 \times 28 \times 320 = 107520$,
- connexions COSTAR : $2 \times 25 \times 320 = 16000$.

Les deux premiers points de cette liste seront réalisés au moyen de la connexion par TAB, soit un total proche $0,6 \times 10^6$ connexions. Cette quantité très élevée parle en faveur de l'utilisation d'un procédé industriel.

Dans le cadre du SSD de STAR, le TAB constitue la solution idéale d'une part pour réaliser la connexion des détecteurs et d'autre pour obtenir un module compact satisfaisant aux contraintes de la détection des particules (couverture angulaire) et d'intégration. Dans l'expérience ALICE, un procédé de connexion équivalent sera également utilisé pour les deux couches externes du trajectographe interne composées de détecteurs en silicium à micropistes [Ali99]. La différence majeure étant le passage à une technologie aluminium pour les pistes du ruban, afin de minimiser la longueur de radiation.

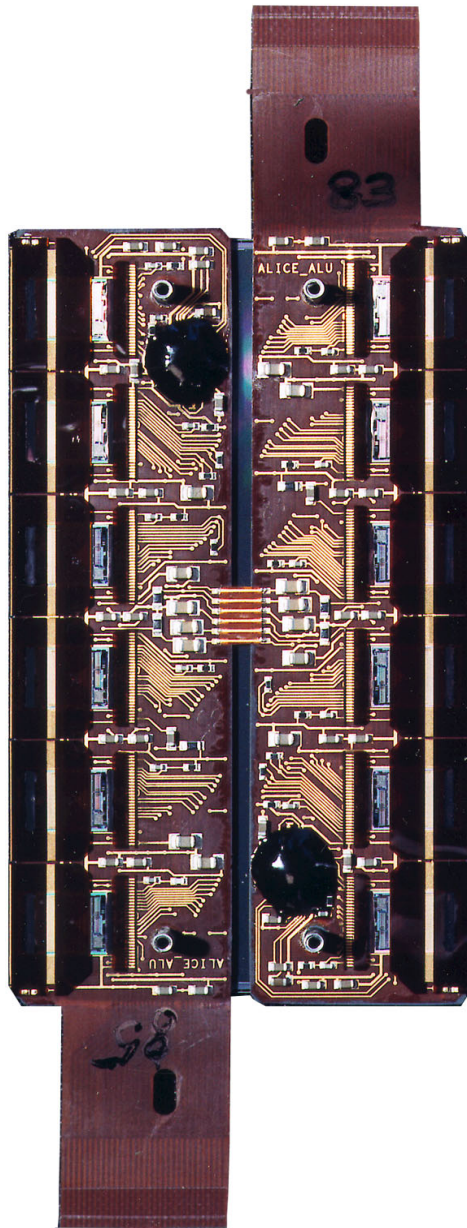


FIG. 2.13: Photographie d'un module de détection du SSD.

2.4 Les différentes étapes du développement

Cette présentation générale du SSD dans le détecteur STAR nous a permis de préciser les améliorations attendues en termes de reconstruction globale des particules, et plus particulièrement les hadrons étranges. Nous avons également défini les contraintes majeures auxquelles les modules de détection qui composent le SSD doivent répondre. Conditionnant ainsi les caractéristiques intrinsèques des détecteurs en silicium à micropistes ainsi que celles de l'électronique de lecture. Le développement et l'utilisation d'un procédé de connexion par microcâble (TAB) s'est également avéré nécessaire.

Nous allons décrire dans les chapitres suivants les différentes étapes qui ont conduit à la réalisation d'un module de détection complet.

Nous allons présenter dans le chapitre 3 les tests mis en œuvre pour caractériser les différents composants du module. Nous rappellerons tout d'abord les principes de base des détecteurs en silicium avant de décrire les principaux aspects distinctifs de ceux que nous utiliserons pour le SSD. Nous décrirons également l'électronique de lecture, le circuit ALICE128C.

L'utilisation de la connexion par TAB, était une inconnue dans le cadre des détecteurs en silicium à micropistes. Nous avons donc dû valider cette méthode de connexion par l'analyse des premiers modules de détection assemblés. Ces modules ont également été testé sous faisceau afin d'extraire leur résolution en position et en énergie. Nous verrons que les performances obtenues coïncident tout à fait à nos attentes. La dernière partie sera consacrée aux tests d'irradiation des détecteurs en silicium et du circuit de lecture afin d'évaluer les dégradations de leurs performances en fonction de la dose reçue.

Le chapitre 4 est le point de départ de la production du SSD. Cette phase est incontournable afin de qualifier les composants (détecteurs en silicium, électronique de lecture) avant leur assemblage. Cette étape permet d'implémenter une base de données regroupant toutes les informations indispensables pour les détecteurs (tension de désertion, nombre de pistes inactives . . .) et pour l'électronique (canaux opérationnels, gains . . .). Nous aurons ainsi la possibilité d'estimer, à priori, les performances attendues des modules de détection.

Chapitre 3.

Caractérisation d'un module de détection

3.1 Principes de base des semi-conducteurs

L'intérêt d'utiliser un détecteur constitué d'un matériau dense réside dans le fait que le nombre d'atomes par unité de volume étant grand, le pouvoir d'arrêt est élevé et l'épaisseur peut être réduite. La détection du passage d'une particule dans le détecteur est alors obtenue en appliquant au matériau qui le constitue un champ électrique externe afin de collecter les électrons libres produits par le passage de la particule à détecter. Ce matériau ne peut donc être isolant. Ce ne peut non plus être un conducteur car les fluctuations du courant produit par les charges libres seraient très supérieures à l'impulsion à détecter. La solution est fournie par les semi-conducteurs dont nous allons brièvement rappeler les propriétés.

3.1.1 Les principes fondamentaux

Les états quantiques des électrons dans les solides ordonnés (cristaux) sont caractérisés par l'apparition de bandes continues d'énergie séparées par des bandes d'énergie interdite (gap). On distingue en particulier les bandes de valence dans lesquelles les électrons sont liés à des atomes ou molécules du réseau, et les bandes de conduction dans lesquelles les électrons sont libres de se déplacer dans le volume total du cristal. En fait, n'interviennent pour les phénomènes de conduction que la bande de valence de plus haute énergie et la bande de conduction d'énergie la plus basse, voir Fig. 3.1.

La position relative et le degré de remplissage de ces deux bandes d'énergie définissent les propriétés de conductibilité électrique du matériau. Un isolant est un matériau dont le gap entre les deux bandes est élevé ($E_G > 5$ eV), un semi-conducteur possède en revanche un gap nettement plus faible ($E_G \sim 1$ eV). Dans le cas d'un métal, le gap est nul ou, autrement dit, la dernière bande occupée n'est pas pleine. Donc même à très basse température, des électrons sont libres de se déplacer dans l'ensemble du réseau du cristal, voir tableau 3.2.

A 0° K, les semi-conducteurs ont ainsi une conductivité nulle puisque tous les électrons sont bloqués dans la bande de valence. A température non nulle un équilibre s'établit

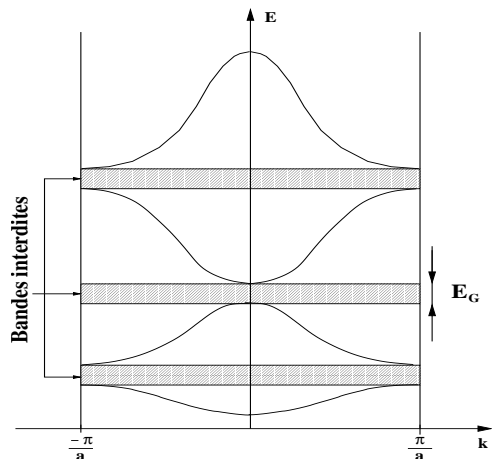


FIG. 3.1: Les bandes d'énergie permises et interdites dans un réseau linéaire périodique.

	isolant	semi-conducteur		conducteur
	C (diamant)	Si	Ge	Sn
E_G	5,5 eV	1,1 eV	0,7 eV	0

FIG. 3.2: Largeur des bandes d'énergie interdites pour 3 classes de matériau.

entre les électrons et les phonons du réseau. Cet équilibre est évidemment un équilibre dynamique entre le processus d'excitation des électrons vers la bande de conduction et le processus inverse. Lorsqu'un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction, il laisse derrière lui, en un site particulier du réseau, une charge positive que l'on désigne sous le nom de trou. A l'équilibre le nombre d'électrons dans la bande de valence est égal au nombre de trous du réseau. Les électrons ainsi libérés, soumis à un champ électrique, peuvent se déplacer et induire un courant détectable. De la même façon un trou créé sur un atome du réseau peut être comblé par un électron d'un atome voisin qui va donc être ionisé. De proche en proche, une charge positive peut ainsi se déplacer. On désigne sous le nom générique de porteurs libres les trous et les électrons susceptibles de créer un courant de charges sous l'action d'un champ électrique.

Dans un cristal de silicium à 310° K, nous avons les caractéristiques suivantes:

$$N_{at} = 1,5 \times 10^{22} \text{ atomes.cm}^{-3}$$

$$n_i = 1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

où n_i est la densité de porteurs libres. Cette probabilité d'excitation très faible des électrons dans la bande de valence rend le semi-conducteur très sensible aux impuretés. Une impureté au taux de 1 ppm¹ a donc une concentration 10^6 fois supérieure au nombre d'électrons excités. Si ces impuretés interagissent avec les trous ou les électrons libres, alors les propriétés intrinsèques du semi-conducteur en sont très fortement modifiées. De même, les défauts cristallins peuvent jouer un rôle. L'idée de contrôler par dopage les effets des impuretés est expliquée dans le paragraphe suivant.

3.1.2 Le dopage

La technique du dopage vise à modifier le nombre de porteurs de charges libres dans le cristal en introduisant une autre espèce atomique (impureté ou plus exactement le dopant) de manière contrôlée. L'atome de silicium étant tétravalent, l'introduction d'éléments atomiques possédant 3 ou 5 électrons de valence va créer des porteurs de charges quasi-libres, voir la figure 3.3. Un dopant pentavalent est appelé donneur en raison du fait que

1. partie par million \equiv une impureté parmi 1 million d'atomes de silicium

l'un des électrons de valence est très peu lié (typiquement de l'ordre de $5 \times 10^{-2} \text{eV}$). Cet espacement en énergie est suffisamment faible pour que la probabilité d'excitation par agitation thermique soit voisine de l'unité. La concentration en donneurs généralement introduite est de l'ordre de $10^{17} \text{atomes.cm}^{-3}$, à comparer aux 10^{10} porteurs intrinsèques.

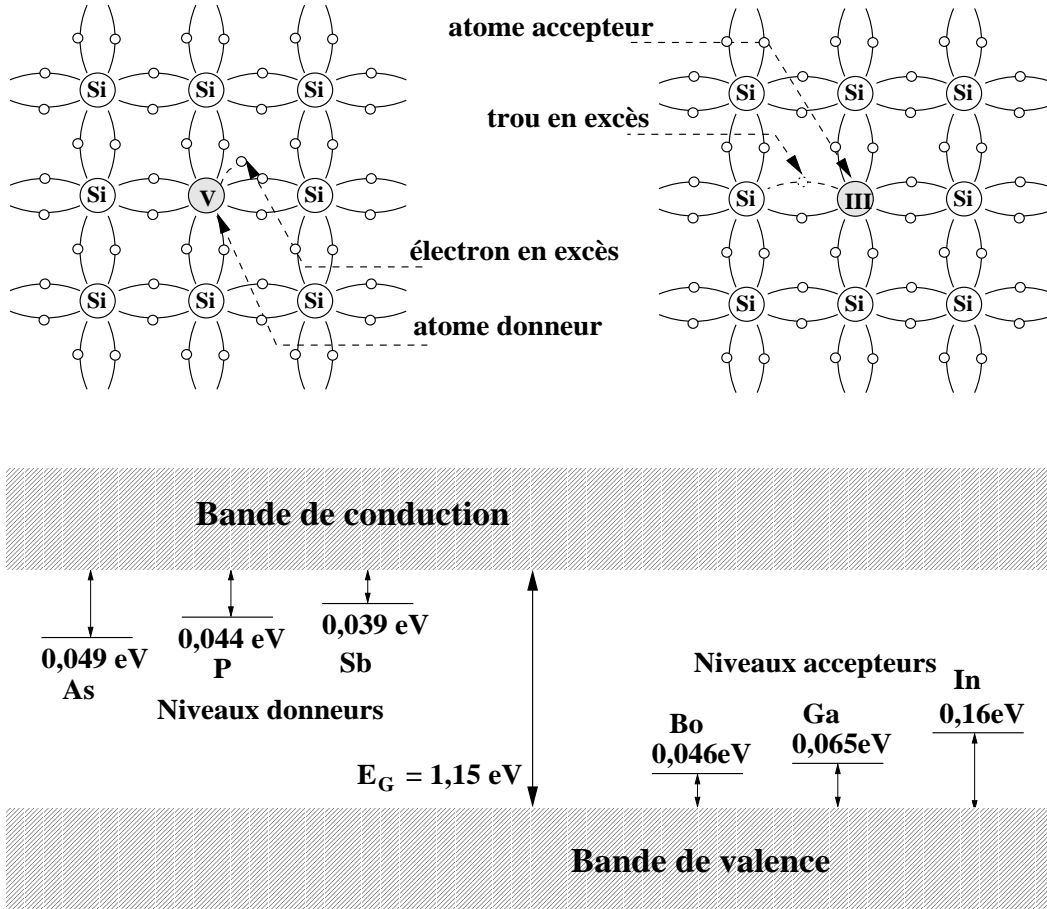


FIG. 3.3: Niveaux d'énergie dans le silicium en fonction du type de dopant utilisé : à gauche dopage par donneurs (éléments de la V^{ème} colonne) conduisant à un silicium dit de type n. A droite, le silicium de type p, dopage par atomes accepteurs (III^{ème} colonne).

Ces électrons supplémentaires lorsqu'ils sont ionisés créent des trous sur chaque atome de dopant. Cependant, ces trous ne sont pas capable de se déplacer à la différence des trous intrinsèques. Pour cela, il faudrait faire passer un électron de la valence vers l'état d'énergie de l'électron libre du dopant et donc fournir une énergie de l'ordre de E_G . Le dopage a donc deux effets :

- il introduit une dissymétrie entre les porteurs de charge. Dans le cas d'un dopage par des éléments de la V^{ème} colonne du tableau périodique, les porteurs majoritaires sont les électrons, et les trous sont les porteurs minoritaires;
- il augmente considérablement la conductivité du matériau.

Un raisonnement similaire s'applique pour le dopage au moyen d'un atome trivalent. Dans ce cas, un niveau accepteur est introduit juste au-dessus du niveau supérieur de la

bande de valence. Dans le réseau ainsi réalisé, la conduction se fait majoritairement par les trous, i.e. un électron de la valence passe dans le niveau accepteur et crée un trou dans la bande de valence qui est libre se propager de proche en proche.

Nous obtenons ainsi trois types de semi-conducteurs, les semi-conducteurs intrinsèques notés *i*, les semi-conducteurs de type *n* et *p*, suivant que leur conduction est dominée par les électrons ou les trous². La conductivité des semi-conducteurs dopés est très supérieure à celle des semi-conducteurs intrinsèques. L'utilisation d'un matériau de ce type comme détecteur de particules ne pourra être réalisé que si l'on réussit à construire un assemblage dont la conductivité est très notablement diminuée. La solution à ce problème est contenue dans la jonction *p-n*.

3.1.3 La jonction *pn*

Considérons un cristal de type *n*, ayant une concentration N_D d'atomes donneurs dans lequel on fait diffuser sur une face une concentration N_A d'atomes accepteurs. Dans cette zone, $N_A \gg N_D$, la conduction est assurée par les trous largement excédentaires, qui vont diffuser dans la région *n*, en laissant l'atome accepteur dont ils proviennent dans un état de charge négatif. De la même façon, les électrons libres de la région de type *n*, vont diffuser vers la région de type *p* en laissant les atomes donneurs dans un état de charge positif.

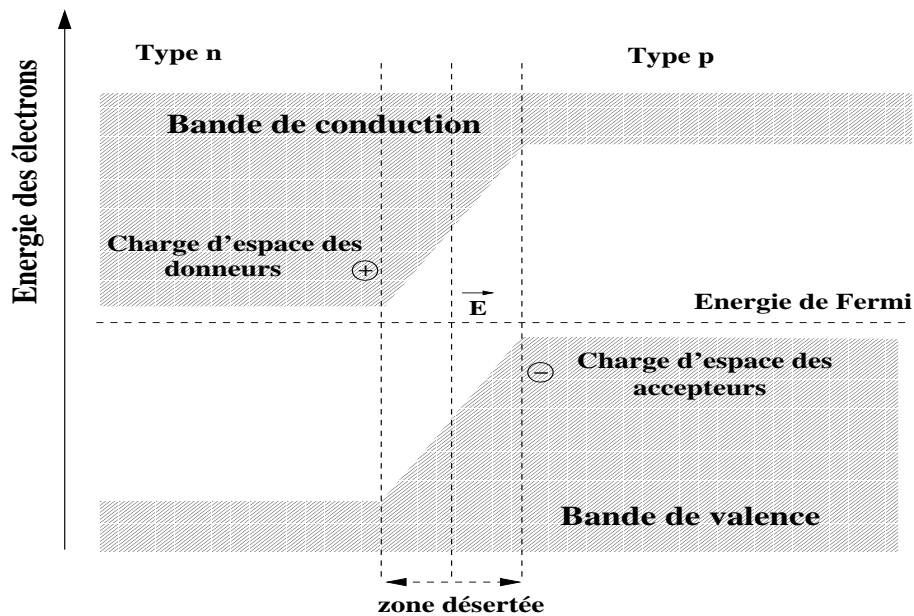


FIG. 3.4: *Situation des porteurs libres dans une jonction *p-n* à l'équilibre.*

La zone de contact *n-p* ne contient plus de charge mobiles, elle est dite désertée. De plus, la présence d'atomes accepteurs et donneurs ionisés de part et d'autre de la zone de contact crée une zone de charge d'espace, et ainsi un champ électrique qui s'oppose au déplacement ultérieur de charges supplémentaires. Cette situation est résumée sur la figure 3.4.

A l'équilibre, le champ se fixe à une valeur qui annule la diffusion des trous et des électrons. La mécanique statistique impose alors que les niveaux de Fermi (plus exac-

2. pour un fort dopage [concentration] $> 10^{17}$, les notations p^+ et n^+ sont utilisées

tement les potentiels chimiques au niveau de Fermi) des deux zones soient identiques. Comme ces niveaux sont l'un voisin de E_v (type p) et l'autre voisin de E_c (type n), c'est donc une énergie de l'ordre de E_G (~ 1 eV) que le potentiel créé doit compenser. Ce potentiel est ainsi de l'ordre du volt, et la taille de la zone désertée est de quelques microns.

3.1.4 La détection des particules

Lorsqu'une particule chargée traverse un matériau, elle crée par ionisation des paires électrons-trous qui, recueillies, permettent d'observer son passage. Dans le silicium, l'énergie requise pour créer une paire électron-trou (E_c) est de 3,6 eV, ce qui correspond à environ 80 paires par μm d'épaisseur traversée pour une particule au minimum d'ionisation. Dans un gaz cette valeur est de l'ordre de 30 eV, impliquant une épaisseur plus grande pour obtenir un nombre de paires électrons-trous, i.e un signal électronique, équivalent. Pour les semi-conducteurs, l'énergie E_c est paramétrisée par la relation [Ali80] :

$$E_c(E_G) = 1,76 \text{ eV} + 1,84 \times E_G \quad (3.1)$$

Les transferts d'énergie vers le réseau (phonons) et vers le mouvement collectif des électrons (plasmons) font que E_c est toujours supérieur à E_G .

La structure simple qui constitue la jonction p-n pourrait être utilisée pour détecter des particules mais ses performances seraient médiocres. Les paires électrons-trous créées dans l'épaisseur de la zone désertée, soumises à un champ faible, subiraient des phénomènes de recombinaison entre elles et avec les impuretés du réseau. D'autre part, l'épaisseur désertée étant faible, seule une fraction de l'énergie déposée par la particule pourrait être détectée.

Dans le cas où une polarisation inverse est appliquée (potentiel positif à la partie dopée n et négatif à la partie dopée p), les électrons (trous) libres sont attirés vers la partie extérieure du cristal polarisée positivement (négativement). Si la tension appliquée est suffisante, nous pouvons ainsi dépeupler de toute charge libre, l'épaisseur entière de la jonction p-n, voir Fig. 3.5

Il devient donc possible de détecter le passage d'une particule dans une telle structure. Cependant, l'information recueillie concerne uniquement la perte d'énergie. La segmentation des électrodes (et donc de la jonction), qui correspond à l'idée de base des détecteurs en silicium à micropistes offre la possibilité d'obtenir, en plus de l'information sur la charge créée (et donc de l'énergie déposée) par le passage d'une particule, une information quant à son point de passage.

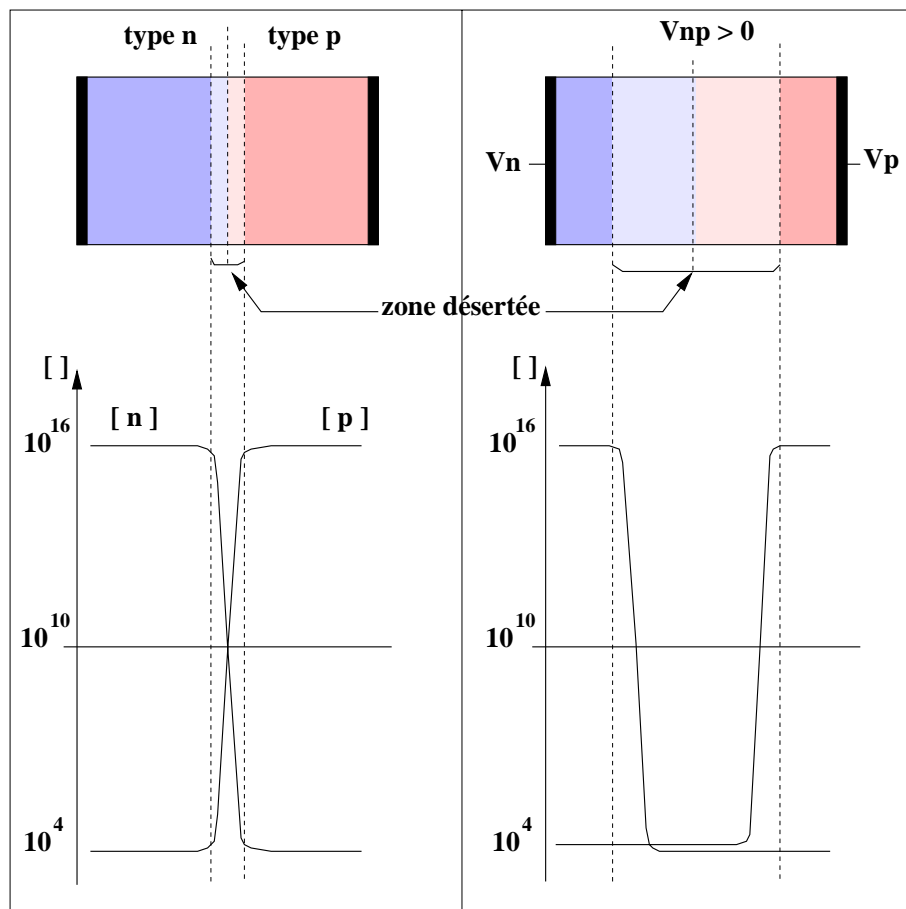


FIG. 3.5: Jonction p-n à l'équilibre à gauche, et polarisée en inverse à droite.

3.2 Les détecteurs en silicium à micropistes

Dans les détecteurs à micropistes, la structure simple de la jonction p-n est reproduite sur une large surface. Dans le cas des détecteurs du SSD de STAR, le substrat de silicium ($75 \times 42 \text{ mm}^2$ et $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur) possède sur une face 768 implantations p^+ qui sont autant de jonctions p-n, et sur l'autre face 768 implantations n^+ que l'on appelle jonctions ohmiques. Cette double implantation, caractéristique des détecteurs double-face, permet d'assurer la collection des trous et des électrons. Chaque piste, jonction (p-n ou ohmique) est reliée à une voie de lecture électronique capable de lire la charge recueillie par cette structure. Nous pouvons ainsi à la fois connaître le nombre de charges créées par le passage de la particule, donc sa perte d'énergie dans le substrat, ainsi que les pistes qui les ont recueillies, donc sa position.

Nous parlerons également de structures de test, ces objets sont en tous points identiques aux détecteurs décrits dans ce chapitre pour les caractéristiques électriques. Ils présentent deux différences majeures : un facteur d'échelle et un accès direct à l'implantation constituant les pistes. La réduction en taille diminue le nombre de pistes de 768 à 128 tout en gardant leur longueur constante.

3.2.1 Principe de la détection

Dans le corps du détecteur, le passage d'une particule chargée provoque la création de paires électrons-trous tout au long de sa trajectoire. Ces charges dérivent rapidement sous l'action du champ électrique, puis sont focalisées vers les électrodes de collection, voir la figure 3.6. Le temps maximal de collection dans un détecteur de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur est de 7 ns pour les électrons et 20 ns pour les trous. La quantité de charge créée est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur (peu différente de l'énergie perdue par la particule).

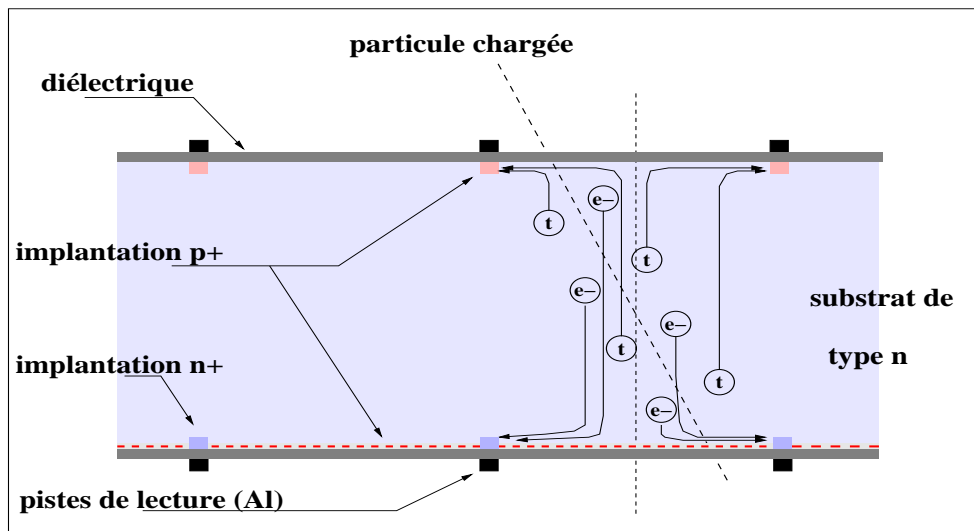


FIG. 3.6: *Principe de la détection dans un détecteur à micropiste double-face polarisé (vue en coupe perpendiculairement aux pistes).*

Nous allons examiner maintenant les différents éléments qui composent les détecteurs en silicium double-face ainsi que leur impact sur son fonctionnement.

3.2.2 Caractéristiques fondamentales

Un détecteur en silicium à micropistes est un objet complexe qui possède nombreuses caractéristiques technologiques afin d'assurer son fonctionnement. Nous avons décrit le principe général de la détection et nous allons maintenant nous efforcer de détailler les principales spécificités des détecteurs que nous utilisons : la méthode de polarisation des pistes, la lecture par couplage capacitif et l'isolation entre les pistes sur la face ohmique.

a) Technique de polarisation des jonctions

Afin de dépeupler le substrat de silicium des porteurs de charge libres, nous devons appliquer une différence de potentiel V_{pn} , entre les pistes de la face p et celles de la face n, négative : tension (inverse) de désertion.

La méthode de polarisation des pistes se résume au choix de la résistance qui fera le lien (électrique) entre l'anneau de polarisation, sur lequel la tension de désertion est appliquée, et la piste implantée. La réalisation de cette résistance revêt une importance particulière car chaque technologie actuelle possède ses avantages et désavantages propres. Par exemple, les résistances en polysilicium demandent des niveaux de masques supplémentaires, et leur bonne tenue aux radiations va de paire avec un bruit plus élevé. Des études précises sont données dans les références suivantes, résistances polysilicium [Cac87, Edw91, Whe94], FoxFet [All91, Azz96], punch-through [Ell89, Hol89].

La méthode de polarisation, dite de *punch-through*, qui est utilisée pour les détecteurs de STAR est illustrée schématiquement sur la figure 3.7. Quand la tension appliquée atteint

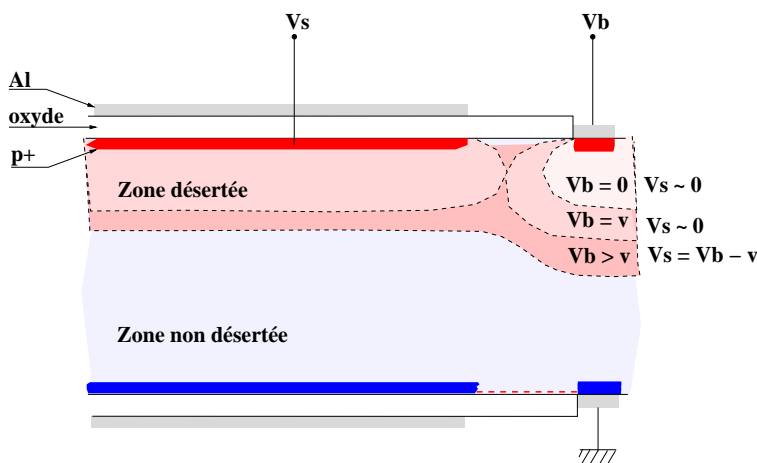


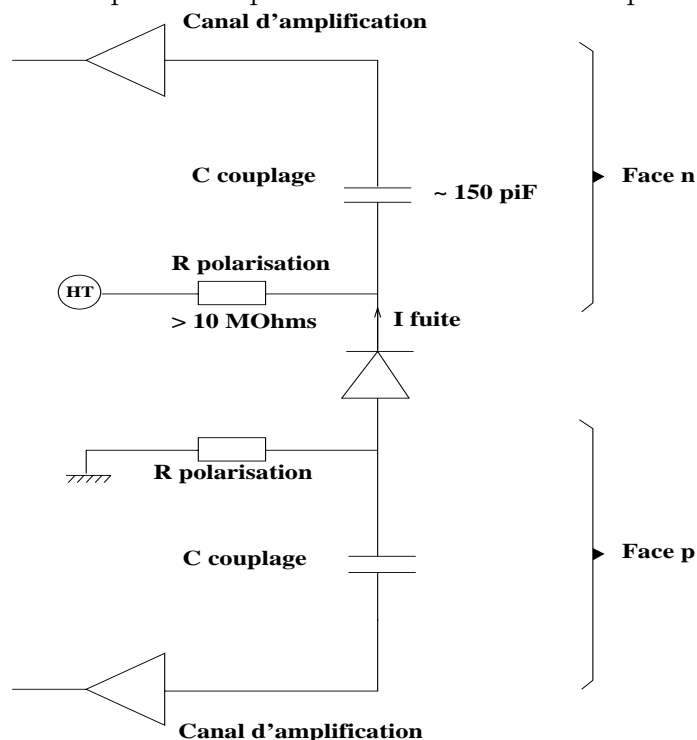
FIG. 3.7: Séquence schématique du principe de polarisation par effet punch-through.

la valeur v , la zone désertée issue de l'anneau de polarisation entre en contact avec la zone désertée entourant la piste. Si la tension V_b devient supérieure à v , alors un courant de charges positives va s'établir. Ce transport de trous, appelé courant de punch-through, cesse dès que le potentiel de la piste approche suffisamment V_b . Le résistivité du substrat ainsi que la distance entre la piste et l'anneau de polarisation définissent la résistance de polarisation.

Cette méthode est simple à réaliser car elle ne demande pas de structure entre la piste et l'anneau. En revanche, la principale faiblesse concerne la tenue aux rayonnements ionisants.

b) La lecture par couplage capacitif

La capacité de couplage (C_{cou}) est réalisée par une couche de diélectrique (oxyde ou nitrure de silicium) formée sur le substrat de silicium, voir figure 3.6. Nous obtenons ainsi, entre la piste de lecture et la piste implantée, une capacité qui isole l'entrée analogique du circuit de lecture du courant de fuite la jonction constituée par la piste implantée. Cette capacité couple le courant induit sur la piste implantée à l'électronique de lecture.



Représentée sur le schéma électrique simplifié ci-contre, cette capacité de couplage vaut 150 pF en moyenne (cf. section 4.1.1). La tension de polarisation, de l'ordre de 40 volts, est aussi appliquée sur la masse flottante de l'électronique de lecture. La différence de potentiel entre l'étage d'amplification et la piste du détecteur provient donc uniquement de la chute de tension dans la résistance de polarisation (~ 7 volts).

Trois cas, dépendant de l'état de la capacité de couplage, doivent être considérés:

1. C_{cou} est nominale, alors les différents rapports capacitifs sont nominaux. La composante continue du courant de fuite est éliminée.
2. C_{cou} est court-circuitée, la piste est couplée directement à l'entrée du préamplificateur. Le courant injecté rend le canal inopérant (cf. section 3.3). Un tel défaut est dénommé *pinhole*.
3. C_{cou} n'a pas la valeur nominale, alors le réseau capacitif dont elle fait partie est modifié. Ce cas de figure correspond au cas de pistes de lecture interrompues ou en court-circuits. Le couplage du signal vers l'électronique de lecture ainsi que le bruit sont modifiés.

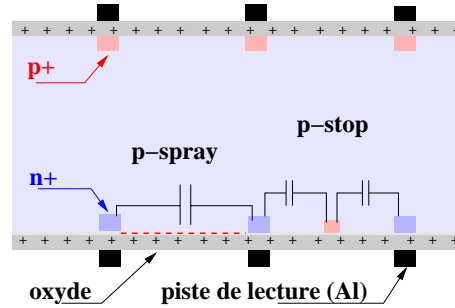
c) Isolation des pistes sur la face ohmique

La face ohmique est constituée de "jonctions" n^+-n collectant les électrons créés. En raison de la présence de charges fixes positives dans l'isolant formant la capacité de couplage, il se forme une couche d'accumulation d'électrons dans le substrat. Sur la face p, la collection des trous n'en est pas perturbée. Sur la face n, en revanche, cette couche d'accumulation d'électrons constitue un chemin à haute densité de porteurs majoritaires et par conséquent une faible résistivité entre les pistes. Les charges collectées sur une piste s'écoulent par ce chemin vers les pistes voisines et l'information sur la position est altérée.

Sans les détailler, nous pouvons citer les méthodes aujourd'hui employées afin d'améliorer la séparation ohmique entre les pistes de la face n.

Avec la technique dite des *field-plate*, la séparation est effectuée à l'aide d'un champ électrique qui repousse les électrons de la couche d'accumulation du voisinage de la piste. Pour créer ce champ, l'électrode de lecture (i.e la piste en aluminium) doit posséder une largeur supérieure à l'implantation n+.

La technique des *p-stop* se résume à une (ou plusieurs) implantation p+ supplémentaire entre chaque implantation n+. L'inconvénient majeur de cette solution est l'accroissement de la capacité interpiste et consécutivement du bruit. Il est établi que dans le cas d'une implantation p+ de largeur (W_p), la largeur apparente de l'implantation n+ (W_n) augmente fortement. La couche d'accumulation d'électrons se comporte comme une extension de l'implantation n+, nous obtenons $W_n = \text{Pas interpiste} - W_{p\text{-stop}}$.



La méthode d'isolation utilisée pour les détecteur en silicium du SSD est celle dite du *p-spray*. La face ohmique dans son ensemble reçoit une implantation de type p uniforme sur toute sa surface.

3.2.3 Capacités dans les détecteurs en silicium à micropistes

a) Description du réseau capacitif

Le réseau capacitif présent dans les détecteurs en silicium gouverne la collection du signal ainsi que le couplage entre les pistes. C'est aussi une source importante de bruit électronique. Détaillons dans un premier temps les différentes capacités représentées sur la figure 3.8.

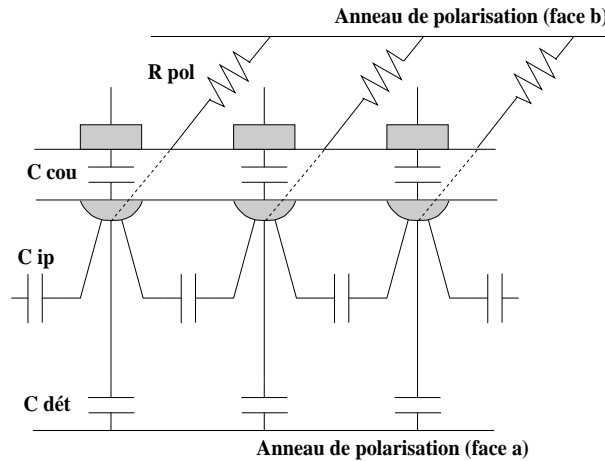


FIG. 3.8: Vue schématique des différentes capacités présentes dans un détecteur silicium.

capacité vers la face arrière (C_{det}) : capacité équivalente entre une piste de la face p (n) et l'anneau de polarisation de la face n (p),

capacité de découplage (C_{cou}) : capacité formée par un diélectrique (oxyde et/ou nitrure de silicium) entre la piste implantée (p+ ou n+) et la piste de lecture en aluminium,

capacité interpiste (C_{ip}) : capacité entre 2 pistes adjacentes,

capacité du substrat (C_B) : capacité équivalente mesurée entre l’anneau de polarisation d’une face et l’autre face.

L’optimisation du rapport signal sur bruit passe par la définition d’une hiérarchie qui place en tête la collection du signal; soit $C_{cou} \gg C_{det}$ car la charge lue par le préamplificateur est couplée par C_{cou} .

Le rapport C_{ip}/C_{det} conditionne aussi la perte de signal. En effet, plus C_{ip} est grand par rapport à C_{det} , plus le couplage s’effectuera entre une piste et ses voisines plutôt que vers la masse (perte du signal).

Le dernier point concerne la capacité vue par le préamplificateur C_{tot} : cette capacité est largement dominée par la capacité interpiste ($C_{tot} \approx C_{det} + 2C_{ip}$). C_{ip} doit donc être grand devant C_{det} et suffisamment petit pour ne pas augmenter exagérément le bruit.

De plus, le choix de la valeur de C_{cou} et donc de l’épaisseur d’oxyde est contraint par la tension de claquage. Nous voyons finalement que le réseau capacitif très complexe des détecteurs en silicium ne peut être simplement décomposé en capacités individuelles et indépendantes.

b) Mesures de capacités

capacité du substrat (C_B) : il s’agit de la capacité dont la mesure est la plus simple à effectuer, sa valeur n’est pas réellement significative, cependant cette mesure permet de déterminer simplement la tension de désertion d’un détecteur. Cette méthode, utilisée lors des tests de production, est décrite dans la section 4.1.3.

capacité de découplage (C_{cou}) : cette mesure permet de valider le fonctionnement électrique statique de la piste associée. A ce titre, cette mesure a également été inclus dans les tests de production de détecteurs en silicium à micropistes. Le protocole de mesure ainsi que les résultats obtenus sont précisés dans la section 4.1.3. Nous rappellerons seulement que la valeur mesurée, pour une piste fonctionnelle, est égale à 150 pF, et ce quelle que soit la face considérée.

capacité interpiste (C_{ip}) : cette mesure est relativement plus compliquée, car la capacité interpiste appartient à un réseau complexe auquel nous n’avons pas d’accès direct. De plus, la valeur de cette capacité dépend de la fréquence utilisée par l’appareil effectuant la mesure, et bien sûr de la tension de polarisation appliquée, comme illustré sur la figure 3.9. Nous pouvons immédiatement voir un intérêt pratique dans cette mesure sur la face n : elle permet de déterminer sans ambiguïté possible, la tension de désertion du détecteur qui ici, se situe autour de 35 volts. La capacité interpiste constitue la composante majeure de la capacité de charge C_{tot} vue par l’électronique de lecture, il devient donc capital de mesurer correctement sa valeur. Enfin cette mesure est sensible aux court-circuits au niveau de la métallisation des pistes ($C_{mes} = 0$), mais aussi au niveau de l’implantation ($C_{mes} = C_{cou}/2$).

La figure 3.9 exhibe une dépendance avec la fréquence de mesure, dont une explication possible est apportée dans la référence [Bar94]. En examinant la figure 3.8, nous pouvons remarquer un filtre passe-bas formé par la résistance de polarisation et la capacité interpiste, qui a pour effet de couper les basses fréquences. Ce comportement semble tout à fait cohérent avec les mesures effectuées. La fréquence de

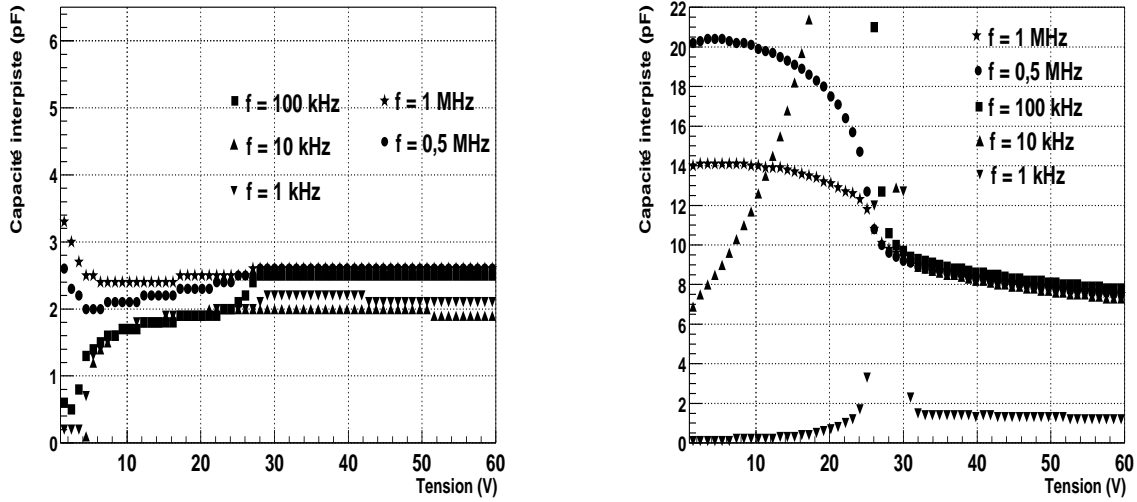


FIG. 3.9: *Mesure de la capacité interpiste à différentes fréquences, sur les faces p (à droite) et n (à gauche) d'un détecteur, en fonction de la tension de désertion.*

coupure se situant à proximité de 6,5 kHz pour la face p et 2 kHz pour la face n, en supposant les valeurs suivantes :

- face p : $C_{ip} = 2,5 \text{ pF}$ et $R_{polarisation} = 10 \text{ M}\Omega$
- face n : $C_{ip} = 8 \text{ pF}$ et $R_{polarisation} = 10 \text{ M}\Omega$

Cette différence préfigure une large disparité du bruit entre les faces p et n d'un détecteur et donc du module de détection final, qui sera effectivement observée lors des tests sous faisceau, cf. section 3.5.

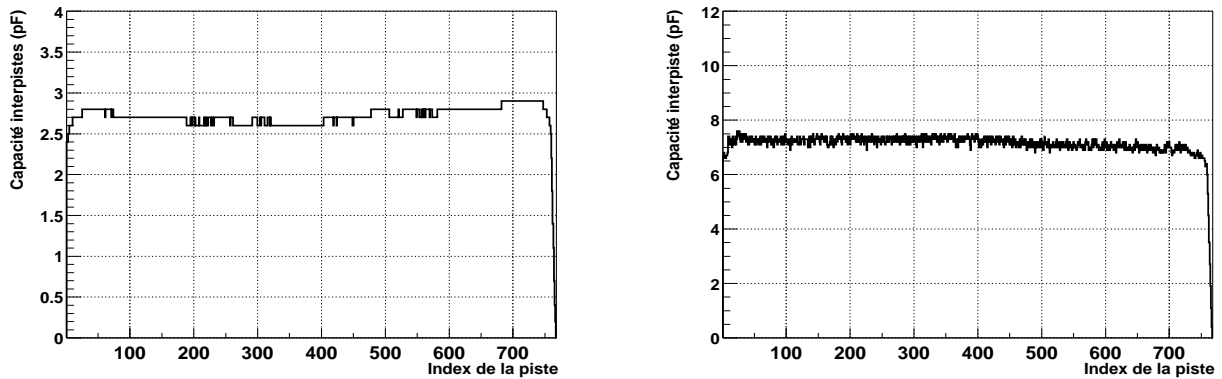


FIG. 3.10: *Mesure de la capacité interpiste sur toutes les pistes d'un détecteur, face p (à gauche) et face n (à droite).*

La mesure de la capacité interpiste a été effectuée pour toutes les pistes d'un détecteur, notamment dans le but de quantifier la présence de court-circuits entre les pistes implantées. Nous voyons sur la figure 3.10, qu'aucun défaut de ce genre n'a été constaté sur un détecteur de type STAR, justifiant, à posteriori, le choix de ne pas inclure ce test dans le protocole des tests de production.

3.3 Electronique de lecture: le circuit ALICE128C

Le circuit ALICE128C est le résultat d'un projet de développement pour la réalisation d'une électronique de lecture destinée à équiper les détecteurs en silicium des expériences ALICE et STAR. La définition de ce circuit est dictée par les besoins typiques aux expériences de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Les principales contraintes sont liées au nombre de particules issues de la collision et à l'énergie qu'elles déposent dans le détecteur et qui doit être traitée par la chaîne d'amplification de l'électronique. Les luminosités faibles atteintes dans les collisions d'ions lourds, au RHIC notamment, ne requièrent pas l'utilisation d'une électronique rapide. La référence [Feu00] donne une revue exhaustive des différents circuits de lecture disponibles pour les détecteurs en silicium à micropistes.

Le circuit ALICE128C a été choisi pour la lecture des détecteurs en silicium du SSD de STAR. Nous présenterons ici ses caractéristiques et fonctionnalités ainsi que des tests particuliers en vue de la caractérisation du module de détection. L'analyse des données de tests sous faisceaux des modules de détection a permis de valider l'utilisation du circuit ALICE128C. En amont de cette validation, la caractérisation a été assurée par les concepteurs du circuit (LEPSI),[Heb97, Aya98].

Dans le cadre de l'expérience ALICE, la réalisation du nouveau circuit HAL025 répond d'une part aux inquiétudes sur le niveau de radiation attendu (estimé inférieur à 10 krad pour 10 ans de fonctionnement) et d'autre part à la définition d'un module de détection, différent de STAR, offrant d'autres solutions aux contraintes d'intégration, de connexion et de refroidissement. Ce circuit sera décrit à la fin de cette section.

3.3.1 Présentation du circuit

Le circuit ALICE128, construit en technologie CMOS 1,2 μm , a pour dimensions $l = 6080 \mu\text{m}$ et $L = 8640 \mu\text{m}$. Les 128 voies d'entrées sont espacées d'un pas de 44 μm , chacune étant pourvue de 2 plots de connexion.

A l'autre extrémité du circuit, 43 plots de connexions, espacés de 136 μm , sont prévus pour les signaux de contrôle et alimentations du circuit. Nous avons, dans le chapitre 2, énuméré les caractéristiques du circuit en prenant soin de d'établir leur relation avec les différents impératifs physiques et techniques. Nous les avons ici résumés dans le tableau 3.1. Ces différentes spécificités peuvent être facilement réalisées individuellement mais les concilier présente de réelles difficultés qui rendent le circuit ALICE128C unique dans sa catégorie.

De plus, un contrôleur JTAG permet la communication avec le circuit et l'accès à la plupart de ses fonctionnalités ainsi que la sélection des modes d'opérations (détaillés par la suite). Combiné à la présence d'un générateur de courant interne, ce système de contrôle offre des facilités remarquables pour le test et l'étalonnage.

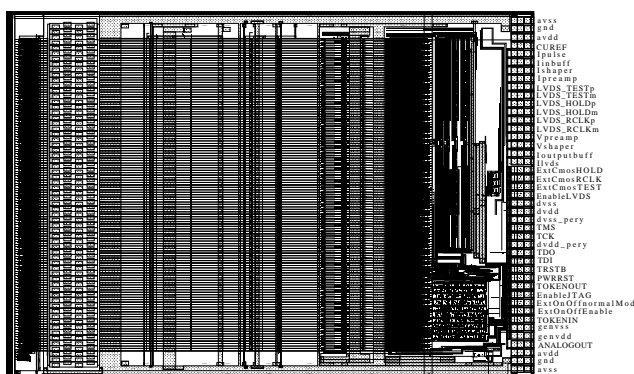


FIG. 3.11: *Layout du circuit ALICE128C.*

Gamme dynamique d'entrée	± 13 MIPs
Générateur interne	± 15 MIPs
Charge de bruit équivalente	$\leq 400 e^-$
Puissance dissipée	$\leq 400 \mu\text{W}/\text{canal}$
Fréquence de lecture	10 MHz (maximum)
Gain	$\sim 48 \text{ mV}/\text{MIP}$
Temps de mise en forme	$1,4 \mu\text{s} \leq \tau_s \leq \sim 2 \mu\text{s}$

TAB. 3.1: Principales caractéristiques du circuit ALICE128C

La valeur exacte de la puissance dissipée dépend de la fréquence d'acquisition (nombre de cycles de lecture par seconde) et de la fréquence de lecture du circuit. L'exemple de fréquences d'acquisition et de lecture respectivement à 10 Hz et 5 MHz, conduit à une puissance dissipée de $330 \mu\text{W}/\text{canal}$. Bien évidemment, cette valeur augmente pour des fréquences plus élevées.

3.3.2 Fonctionnalités du circuit

La figure 3.12 montre un *block diagram* du circuit ALICE128C, c'est à dire l'organisation générale des parties actives ainsi que leurs interconnexions.

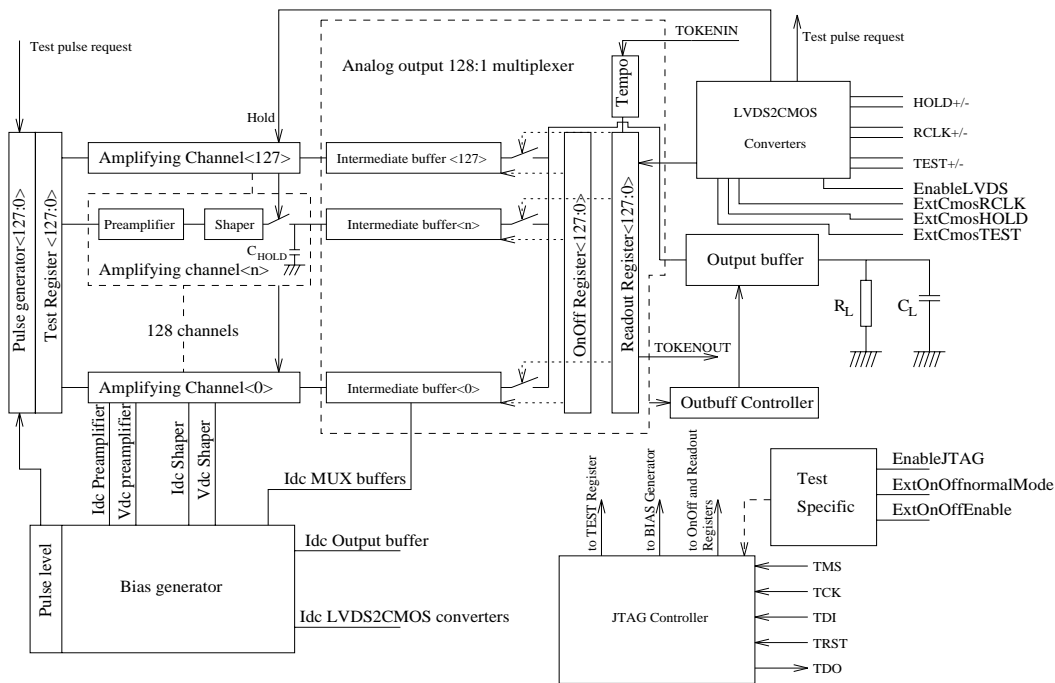


FIG. 3.12: Block diagram du circuit ALICE128C.

- la lecture des pistes: chaque canal analogique amplifie, met en forme et stocke l'impulsion de courant induite sur la piste correspondante du détecteur. Les blocs de préamplification et de mise en forme permettent de transformer cette impulsion en une impulsion de tension dont l'amplitude à $t = \tau_s$ est stockée dans la cellule de mémorisation (la capacité C_{HOLD}). Le temps de mise en forme τ_s est réglable de $1,4 \mu\text{s}$ jusqu'à $2 \mu\text{s}$ afin d'échantillonner le signal à son maximum, le gain est

de 48 mV/MIP. Ces valeurs ne sont pas absolues car elles dépendent fortement de la forme de l'impulsion de tension en sortie du bloc de mise en forme et donc des paramètres de polarisation.

- le générateur des courants et tensions de polarisation : il apparaît comme le bloc *Bias generator* sur la figure 3.12. Après la mise sous tension du circuit, nous pouvons envoyer les différentes valeurs des polarisations sous forme de données numériques. Celles-ci sont ensuite transformées en données analogiques par des convertisseurs digital-analogique³.
- le générateur de courant des signaux de test : ce générateur est particulièrement intéressant dans le cadre du test et de l'étalonnage des canaux d'amplification. Il permet de générer sur chaque entrée (et ce jusqu'à 50 simultanément) une impulsion de courant dont la charge équivalente est réglable entre ± 15 MIPs. Le choix de l'amplitude du signal ainsi que la sélection des canaux sont effectués via le contrôleur JTAG .

Nous avons également la possibilité de choisir entre les deux modes de lecture suivants.

La lecture des pistes en mode séquentiel : c'est le mode utilisé pour l'acquisition des données du module de détection. Après la lecture des pistes, un signal externe (TOKENIN) déclenche la lecture du signal stocké dans C_{HOLD} . Le signal TOKENIN, véhiculé à la fréquence maximale de 10 MHz, ouvre successivement le trajet pour le signal de chaque canal vers le buffer de sortie commun.

La lecture d'une piste en mode transparent : ce mode de fonctionnement s'adapte particulièrement à la caractérisation d'une voie du circuit. Dans ce cas, un canal est sélectionné et lu en continu, c'est à dire que le signal n'est pas échantillonné dans la capacité C_{HOLD} . Nous voyons ainsi le signal à la sortie des blocs de préamplification et de mise en forme, se développer en fonction du temps.

L'envoi d'un signal test est possible dans les deux modes de fonctionnement séquentiel et transparent.

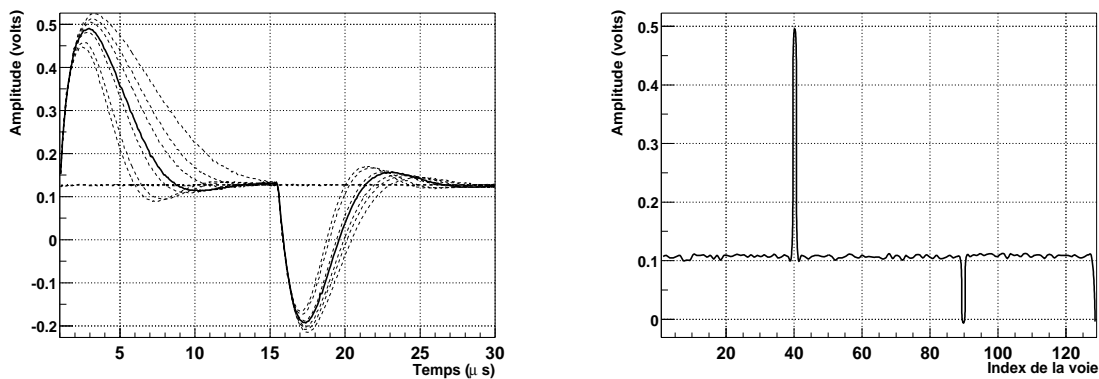


FIG. 3.13: *Sortie analogique du circuit ALICE128C dans le mode de lecture transparent (à gauche) et séquentiel (à droite). Une impulsion test est générée sur l'une des voies d'électronique par JTAG.*

3. ou DAC pour Digital Analog Converter

La figure 3.13 montre la sortie analogique du circuit ALICE128C dans les deux modes de lecture avec une impulsion test envoyée sur une voie. En mode transparent, nous avons fait varier un des paramètres de polarisation du bloc de mise en forme. Le tracé en gras correspond à la valeur nominale de ce paramètre (91), ceux en pointillés à la variation autour de cette valeur (20,40,80,110,120,130). Cela montre la dépendance à la fois du temps de mise en forme (maximum d’amplitude) et du temps de descente (retour à la ligne de base ~ 100 mV). Un ensemble de paramètres fourni par le LEPSI permet de retrouver les valeurs données dans le tableau 3.1.

La lecture en mode séquentiel montre la lecture des 128 voies du circuit avec une impulsion test générée sur le canal 40. La ligne de base ou piédestal est constante à 100 mV. Nous pouvons aussi remarquer la présence d’une voie défectueuse (canal 90) pour laquelle la valeur du piédestal est nulle : ce défaut, inhérent au circuit, est créé lors de la réalisation du circuit par le fondeur.

Le contrôleur JTAG : compatible avec la norme IEEE1149.1-1990, il permet un contrôle complet du circuit à distance. Les principales fonctionnalités sont énumérées ci-dessous :

- polarisation des étages de préamplification et de mise en forme;
- mode de lecture séquentielle;
- mode de lecture transparent;
- envoi d’un signal test sur une ou plusieurs pistes sélectionnées;
- remise à zéro : vide les registres du JTAG de tous les paramètres. Les étages de préamplification et de mise en forme ne sont plus polarisés.

Nous pouvons ainsi contrôler et reprogrammer le circuit à distance via une interface numérique. Ceci permet d’envisager des tests, l’étalonnage des voies et la reprogrammation des paramètres de préamplification et de mise en forme de l’électronique de lecture de chaque module de détection du SSD après son installation dans le détecteur STAR.

3.3.3 Tests spécifiques

Nous allons décrire ici deux tests liés au fonctionnement et la caractérisation des modules de détection. Les différentes étapes des tests de production des circuits ALICE128C sont détaillées dans le chapitre 4.

Saturation de l’entrée du préamplificateur en fonction de la charge injectée.

Cette étude a été motivée par l’observation d’un problème qui est directement lié à une caractéristique des détecteurs à micropistes : le couplage capacitif. Nous avons vu qu’une capacité placée entre la piste implanté et l’électrode de lecture permet de s’affranchir de la composante continue du courant de fuite de la piste. Cependant, un défaut typique des détecteurs à micropistes est la rupture de cette capacité induisant l’injection d’un courant direct dans l’étage de préamplification. Le signe de ce courant continu dépend de la face du détecteur :

$$\begin{aligned} \text{polarité du courant}(i_{DC}^{in}) < 0 & \quad \text{pour la face n} \\ \text{polarité du courant}(i_{DC}^{in}) > 0 & \quad \text{pour la face p} \end{aligned}$$

Afin de connaître le comportement de l'étage de préamplification dans un tel cas nous avons injecté un courant continu dans l'une des entrées du circuit en utilisant les facilités offertes par le TAB (voir chapitre suivant), qui fournit un accès très simple aux entrées du circuit. Dans un même temps, ce canal était stimulé par une impulsion test du générateur interne et lu en mode transparent. L'amplitude du signal correspondant à l'impulsion test ainsi que le temps de mise en forme étaient ainsi vérifiés. La plus petite valeur mesurable du courant était $i_{min} = 0,1$ nA.

- $i_{DC}^{in} = 0$: le signal analogique de sortie est normal, i.e. les valeurs de l'amplitude et du temps de montée sont nominales;
- $i_{DC}^{in} > i_{min}$: le signal analogique de sortie est fortement modifiée. L'amplitude du signal est très faible (environ un facteur 10 par rapport à la valeur nominale). Le canal se bloque pour un courant injecté de l'ordre de 350 nA.
- $i_{DC}^{in} < i_{min}$: le canal est bloqué quelque soit la valeur du courant injecté.

Ainsi les défauts de rupture d'isolation vont induire des effets différents selon la face du détecteur à laquelle ils appartiennent. Dans les tests de production des détecteurs en silicium (cf. chapitre 4), nous déterminons les capacités de couplage défectueuses. Nous avons ainsi la possibilité de corrélérer ces informations après l'assemblage du détecteur en silicium à son électronique de lecture.

Evaluation du gain d'une voie d'électronique.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, le circuit ALICE128C possède un générateur de courant interne qui permet d'injecter une impulsion de courant couvrant toute la gamme dynamique d'entrée. L'amplitude de l'impulsion test est contrôlée par un code variant de 0 à 255.

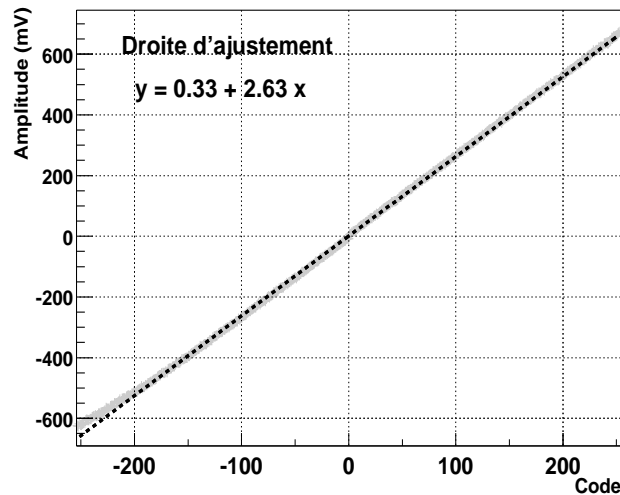


FIG. 3.14: Gain du circuit ALICE128C.

Nous obtenons donc le résultat représenté sur la figure 3.14. Considérant la gamme dynamique du générateur égale à $15 \pm \text{MIPs}$, nous obtenons un gain de $44,7 \pm 0,1$ mV/MIP

en négligeant le terme constant de la droite d'ajustement. Cette valeur est inférieure de 6% aux spécifications du LEPSI précisant un gain d'environ 48 mV/MIP.

La valeur du gain des circuits ALICE128C sera utilisé pour l'étalonnage de la chaîne d'acquisition des tests sous faisceaux (section 3.5). Nous choisirons la valeur *théorique* de 48 mV/MIP car le test décrit ici n'a pas été réalisé pour les circuits assurant la lecture des pistes des modules prototypes.

3.3.4 Evolution du circuit ALICE128C : le circuit HAL025

Nous pouvons considérer le circuit HAL025 comme une refonte du circuit ALICE128C, adapté aux contraintes de l'expérience ALICE. Certaines spécificités proviennent également du savoir acquis lors des tests de caractérisation du circuit ALICE128C. Deux changements fondamentaux distinguent le circuit HAL025 :

- l'utilisation d'une technologie 0,25 μm ;
- une nouvelle géométrie.

Les inquiétudes concernant le niveau de radiation dans l'expérience ALICE ont fortement motivé la conception d'un nouveau circuit résistant aux radiations. Le circuit présente une géométrie tout à fait différente du circuit ALICE128C. Dans un premier temps, le passage à la technologie 0,25 μm qui est aujourd'hui un standard de l'industrie microélectronique, à permis une diminution de la surface totale. Ensuite, afin de faciliter la connexion par microcâbles entre les pistes d'un détecteur et les entrées analogiques, le pas entre les plots d'entrés est passé de 44 à 88 μm . Les dimensions seront $l = 10900 \mu\text{m}$ et $L = 3650 \mu\text{m}$.

Les 128 entrées analogiques possèdent une diode de protection contre les décharges électrostatiques. Cette caractéristique n'existait pas pour le circuit ALICE128C et son absence a causé la destruction de canaux par décharge électrostatique pendant les opérations de connexions, que nous allons aborder dans le chapitre suivant. La sortie analogique du circuit devient un signal différentiel afin de minimiser le bruit parasite susceptible de se rajouter sur la ligne entre le circuit HAL025 et les cartes de conversion analogique-numérique (ADC). La gamme dynamique d'entrée a été conservée, mais le gain diminué d'un facteur 4.

Sur une demande spécifique d'ALICE, une remise à zéro rapide a été ajouté : celui-ci permet, quand un trigger de niveau supérieur rejette l'événement, de *nettoyer* tous les processus de lecture engagés.

Gamme dynamique d'entrée	± 14 MIPs
Générateur interne	± 15 MIPs
Charge de bruit équivalente	$\leq 300 e^-$
Puissance dissipée	$\sim 340 \mu\text{W}/\text{canal}$
Fréquence de lecture	10 MHz
Gain	~ 11 mV/MIP
Temps de mise en forme	$1,4 \mu\text{s} \leq \tau_s \leq \sim 2 \mu\text{s}$

TAB. 3.2: *Caractéristiques attendues du circuit HAL025*

3.4 Connectique TAB - *Tape Automated Bonding*

Dans ce paragraphe, nous allons décrire les tests effectués afin de valider le procédé de connexion par TAB. Cette méthode d'interconnexion, présentée dans le chapitre 2, répond aux besoins exigés pour la connexion entre les pistes des détecteurs en silicium et leur électronique de lecture. Nous allons détailler maintenant le principe des tests effectués pour en extraire une valeur de l'efficacité de connexion.

3.4.1 Le TAB dans les modules STAR

Dans les modules STAR, toutes les pistes du détecteur sont connectées aux voies d'électronique au moyen du ruban TAB. Ce procédé promet une efficacité de connexion supérieure à 99%, conditionnant ainsi l'efficacité de détection qui, pour les détecteurs en silicium à micropistes, diffère très peu du rapport entre le nombre de pistes inactives et le nombre de pistes total.

Le second point à vérifier concerne les connexions du circuit ALICE128C sur l'hybride, également effectuées par le TAB. Il y a 28 connexions à réaliser (qui véhiculent les signaux de contrôle) par circuit de lecture et la défaillance de l'une d'entre elle induit le dysfonctionnement du circuit et donc la perte de l'information provenant de 128 pistes du détecteur. En terme de détection de particules, il faut savoir que l'algorithme de reconstruction pour les modules de détection requiert un point sur chaque face pour la reconnaissance du passage d'une particule. La perte d'un circuit de lecture équivaut donc à une perte de 1/6 de la surface active du détecteur.

L'étude suivante vise à déterminer l'efficacité de connexion par la méthode TAB. Dans un premier temps pour valider ce nouveau procédé de connexion dans le cadre des modules de détection de STAR. Ensuite, l'extraction de la valeur de l'efficacité de connexion, convoluée au nombre de pistes et de voies d'électronique inactives, permettra d'estimer l'efficacité de détection pour un module.

3.4.2 Principe des tests

a) Quelques explications

Afin de comprendre les problèmes liés au TAB, on se reportera à la figure 3.15 illustrant les principales étapes du fonctionnement d'un canal d'acquisition. Quand une particule traverse le détecteur, des charges sont créées puis collectées sur les pistes sous l'action du champ électrique présent dans le substrat. Le signal ainsi formé est vu par le circuit de lecture à travers les pistes du ruban TAB (qui forment les connexions entre les pistes du détecteur et les entrées analogiques du circuit de lecture). Le signal est ensuite amplifié, mis en forme et stocké sous la forme d'une tension. Un multiplexeur analogique permet ensuite la lecture des 128 canaux, tensions qui sont numérisées dans un convertisseur analogique-digital et finalement écrites sur bande magnétique. Un signal de contrôle circulant séquentiellement à travers les 12 puces d'un détecteur, ordonne la lecture et permet ainsi de recueillir l'information provenant des 1536 pistes.

La méthode d'analyse explicitée ici vise à déterminer quels sont les problèmes induits par l'usage du TAB. Dans cette optique, nous allons dans un premier temps rechercher quelles variables extraites de l'analyse des données sont sensibles aux défauts de connexions. Nous entreprendrons ensuite une étude systématique des modules prototypes utilisant le TAB.

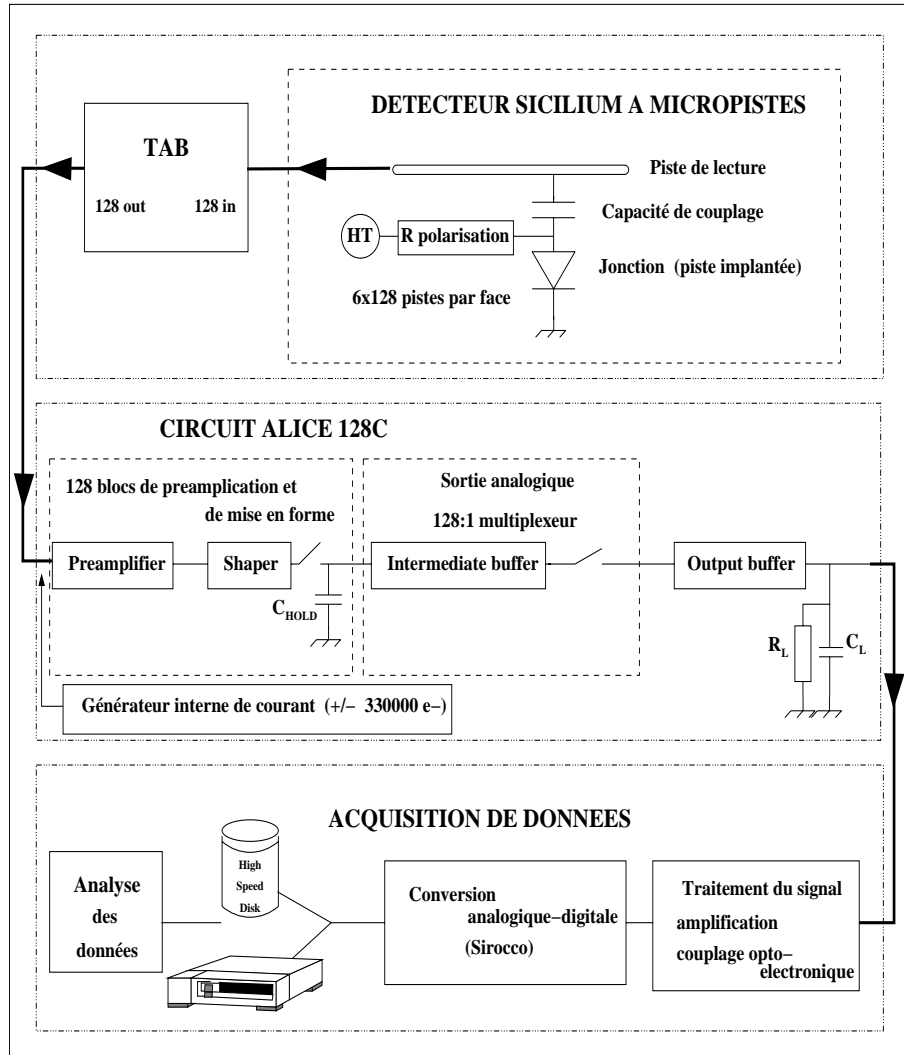


FIG. 3.15: Schéma représentatif du traitement de l'information depuis les charges recueillies par une piste d'un détecteur silicium jusqu'au signal numérisé.

b) Analyse des données

Le signal brut $r_k(n)$, signal numérisé reçu par une piste k pour un événement n , se décompose sous la forme suivante :

$$r_k(n) = q_k^{phy}(n) + q_k^{rnd}(n) + p_k(n) + cms(n) \quad (3.2)$$

où $q_k^{phy}(n)$ est la charge électrique résultant du passage d'une particule, $q_k^{rnd}(n)$ le bruit, $p_k(n)$ le piédestal et $cms(n)$ le déplacement de mode commun. L'origine de chaque terme est détaillée plus précisément dans la section 3.5 suivante. Si l'on se place dans un mode d'acquisition sans particules, l'équation ci-avant devient :

$$r_k(n) = q_k^{rnd}(n) + p_k(n) + cms(n) \quad (3.3)$$

Le déplacement de mode commun possède une valeur spécifique pour chaque événement, qui sera négligée ici devant la valeur q_k^{rnd} . Nous pouvons maintenant déterminer simplement à partir des données brutes les valeurs du piédestal et de sa variance comme étant :

$$p_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N r_k(n) \quad (3.4)$$

$$V(r_k) = \frac{1}{\sqrt{N-1}} \sqrt{\left| \sum_{n=0}^N [r_k(n)]^2 - 1/N \left[\sum_{n=0}^N r_k(n) \right]^2 \right|} \quad (3.5)$$

où $V(r_k)$ peut s'interpréter comme la convolution du bruit et du déplacement de mode commun.

c) Analyse des défauts

Nous allons utiliser $V(r_k)$ calculé sur $N = 900$ événements, afin de déterminer les canaux présentant des défauts. La figure 3.16 illustre les résultats de ce calcul, pour les pistes de la face p d'un module prototype. Il apparaît que certains canaux montrent clairement une valeur supérieure ou inférieure à la moyenne. Un test individuel de ces canaux va permettre de comprendre l'origine des problèmes. Grâce aux fonctionnalités du circuit ALICE128C, nous avons la possibilité de sélectionner une voie d'électronique et d'en faire la lecture en mode transparent (section 3.3). Deux moyens sont à notre disposition pour stimuler un canal :

1. stimulation du canal par une source radioactive émettrice β . Des charges sont ainsi créées dans le détecteur puis lues par la voie d'électronique sélectionnée.
2. stimulation du canal par le générateur interne du circuit de lecture. Une charge est déposée à l'entrée du préamplificateur de la voie sélectionnée. Dans ce cas, le ruban TAB n'est plus apparent.

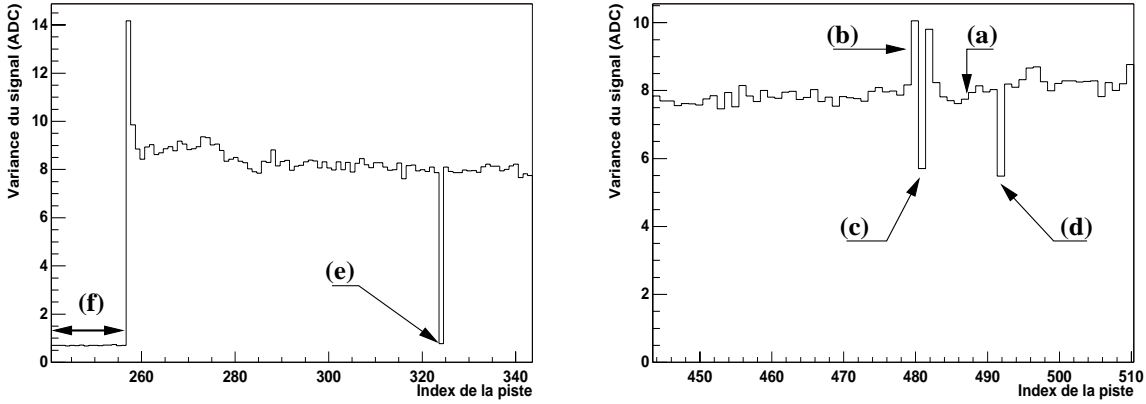


FIG. 3.16: $V(r_k)$ en fonction du numéro de piste, pour la face p d'un module de détection. Les pistes 345 à 445 ne sont pas représentées.

Cas (a): ce canal (associé à la piste 487) fonctionne correctement; les signaux obtenus par stimulation avec la source β et le générateur interne sont nominaux. Une valeur de $V(r_k)$ égale à 7,75 coups ADC est obtenue.

Cas (b): le canal (piste 480) fonctionne aussi correctement mais la valeur de $V(r_k)$ est supérieure à la moyenne. C'est le comportement attendu et vérifié d'une piste bruyante.

Cas (c): la réponse du canal (piste 481) à la stimulation par le générateur interne est nominale. En revanche, la source β ne génère aucun signal en sortie du canal. L'explication la plus probable semble être une interruption entre la piste du détecteur et l'entrée du ALICE128C, et ce au niveau du TAB. Par conséquent, la valeur plus faible de $V(r_k)$ confirme une diminution du bruit due au fait que la piste n'est pas connectée. De plus, un effet systématique apparaît dans ce cas, les pistes voisines $n + 1$ et $n - 1$ présentent un bruit plus élevé.

Cas (d): ce canal (piste 492) ne répond ni à la stimulation par le générateur interne ni à la stimulation par la source β . La valeur de $V(r_k)$ se compare à celle obtenue dans le cas (c), cependant nous pouvons supposer ici que le problème s'apparente à la destruction de l'étage d'amplification pendant l'opération TAB. Aucun accroissement de bruit n'apparaît sur les pistes voisines.

Cas (e): ce canal (piste 324) ne fonctionne pas. La sortie analogique est «plate» et $V(r_k)$ très faible. L'ensemble de l'étage de préamplification et de mise en forme est certainement détruit. De tels canaux apparaissent sur le circuit pendant sa production et n'ont pas de relation avec le procédé de connexion, voir aussi la figure 3.13.

Cas (f): le circuit est inopérant, les pistes 129 à 256 ne sont pas lues. L'origine de ce problème se situe au niveau de la connexion par TAB entre le circuit et l'hybride. Une piste du ruban TAB transférant un signal de contrôle du circuit n'est pas connectée.

La figure 3.17 illustre les distributions de p_k pour les différents cas détaillés ci-dessus. La valeur $V(r_k)$ est donnée par la RMS de la distribution.

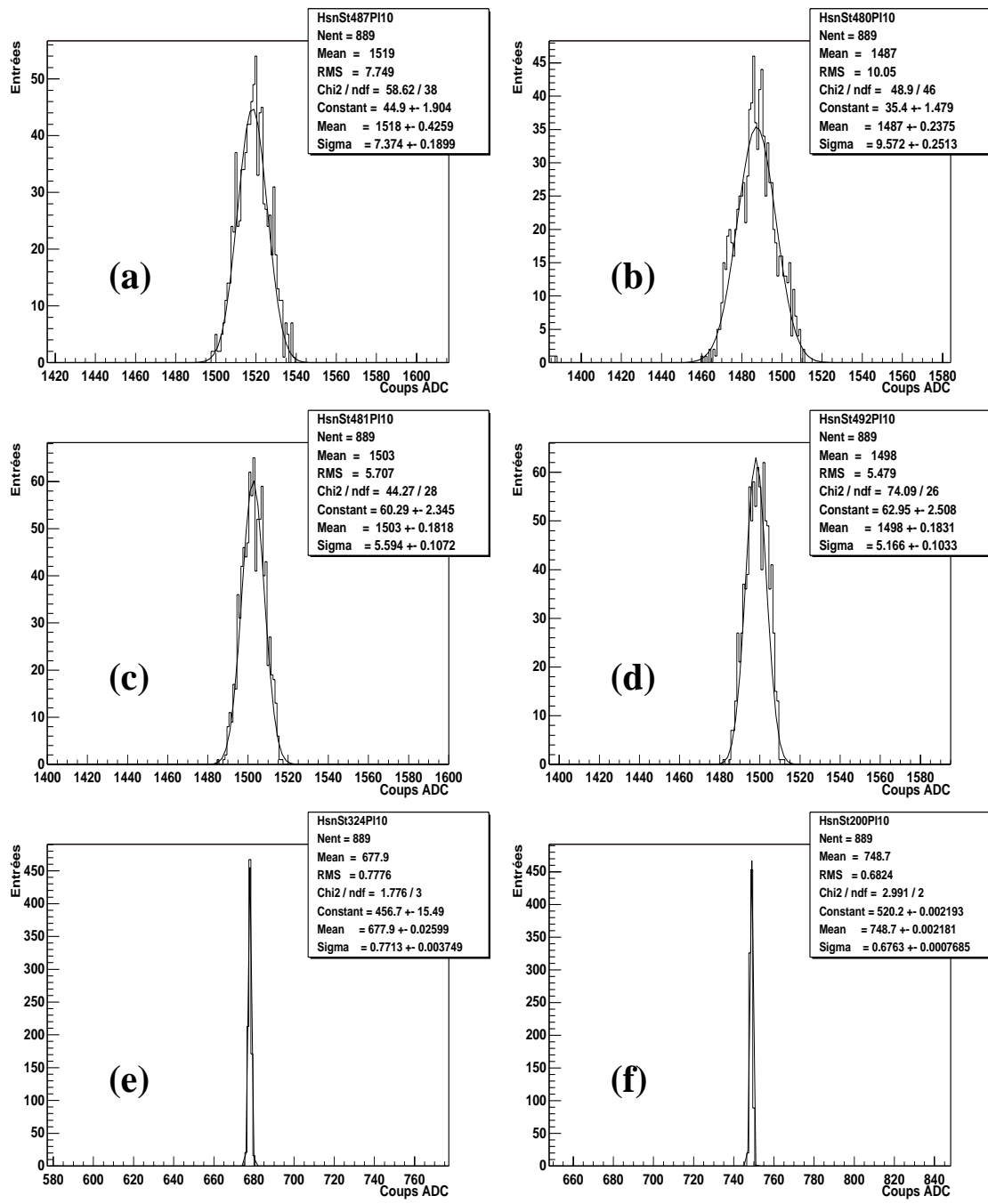


FIG. 3.17: *Distribution des valeurs de $p_k(n)$ pour les 6 cas de la figure 3.16.*

3.4.3 Résultats de tests pour modules prototypes

Les 4 prototypes testés selon la procédure décrite au paragraphe précédent répondent à la définition des modules de détection STAR, tels qu'ils seront fabriqués pour la construction du SSD.

a) Protocole de test

Avant l'assemblage du module (connexion des différents éléments), chaque partie active subit des tests qui permettent de déterminer à quelles étapes les problèmes apparaissent. Nous présentons ici de façon détaillée les résultats pour le premier module (module 1).

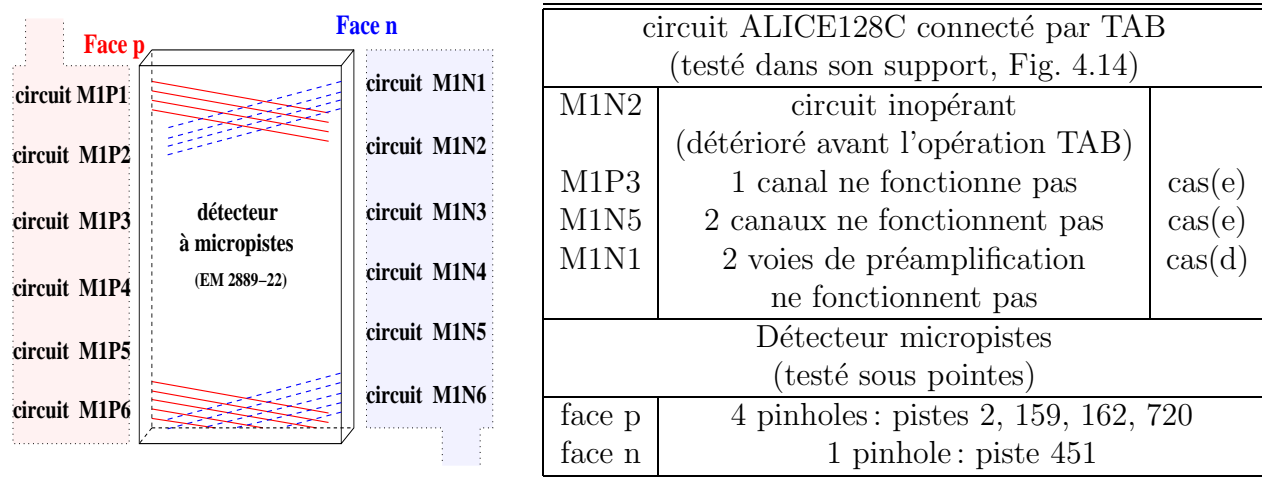


FIG. 3.18: Résultats du test des composantes du module 1 avant assemblage.

Après connexion et assemblage, le module 1 a subi la procédure de test décrite ci-dessus. Nous avons ainsi déterminé les canaux présentant des défauts : le tableau 3.3 résume les résultats obtenus.

Résultats des tests (module 1)		
face p	11 pistes ne sont pas connectées, 5 voies de préamplification ne fonctionnent pas.	cas(c) cas(d)
face n	le circuit M1P2 ne fonctionne pas, 6 pistes ne sont pas connectées, 4 voies de préamplification ne fonctionnent pas.	cas(f) cas(c) cas(d)

TAB. 3.3: Résultats des tests pour le module 1.

b) Analyse des modules prototypes

Les défauts de connexion ont ainsi été déterminés pour les quatre modules. Ils sont présentés sur la figure 3.19 en fonction de l'indice de la piste du ruban TAB (numéro de la piste modulo 128). Pour les modules 2 et 3, il n'y a pas de résultats pour l'analyse de la face n.

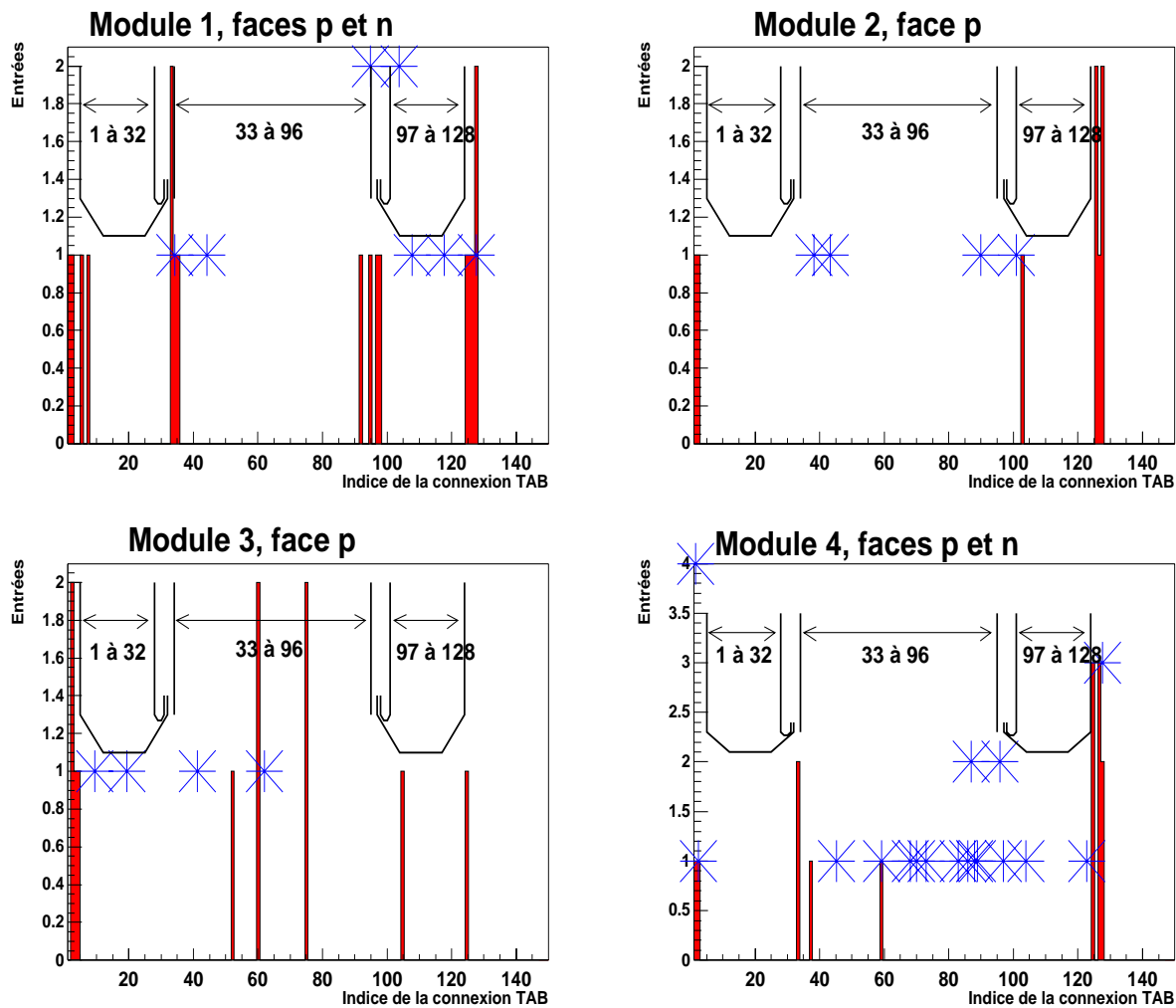


FIG. 3.19: Pistes non connectées (histogramme) et préamplificateurs cassés (étoiles) en fonction de l'index de la piste du ruban TAB. Les trois schémas représentent les trois différentes géométries de pistes présentes sur le ruban, droites ou courbées.

Nous voyons clairement, grâce à ce type de représentation, apparaître une corrélation entre le type de défaut et leur localisation sur le ruban TAB. Les pistes non-connectées sont localisées sur quatre zones distinctes, soit en terme d'index de pistes du ruban à (1,2,3 ...), (128,127,126, ...) et autour de 32 et 97. Ces zones correspondent à des connexions sur les bords du ruban ou du circuit ALICE128C.

En revanche, les défauts liés à des préamplificateurs inopérants semblent se répartir de manière aléatoire. L'explication la plus raisonnable concernant l'occurrence de ces défauts réside dans la possibilité de décharges électrostatiques (ESD) aux entrées analogiques du circuit ALICE128C. Le tableau 3.4 résume cette analyse en terme d'efficacité de connexion.

3.4.4 Résultats

Nous pouvons caractériser globalement la qualité de la connexion par TAB ainsi:

1. pistes non-connectées: elles montrent l'existence de zones critiques en terme de connexion situées aux extrémités du ruban et/ou du circuit. Les pistes non-connectées entraînent un effet systématique d'augmentation du bruit sur les pistes voisines, qui pour l'instant n'a pas d'explication. En revanche, cet effet apparaît aussi dans la cas de la connexion classique par fil.
2. préamplificateur hors d'usage: ce défaut apparaît presque exclusivement lors de la connexion du circuit reporté sur le ruban TAB aux pistes du détecteur en silicium (voir section 4.2). Les entrées analogiques du circuit ALICE128C utilisé dans STAR ne sont pas protégées (par des diodes comme c'est généralement le cas) et sont donc très sensibles au phénomène de décharge électrostatique.
3. circuit inopérant: il s'agit de connexions défectueuses entre l'hybride et le circuit. Ces connexions assurent le transport des signaux de contrôle et de lecture, des tensions d'alimentation et la sortie analogique. La perte d'une connexion de ce type implique au mieux la perte d'une fonctionnalité du circuit et au pire son dysfonctionnement complet.

	Module 1		Module 2		Module 3		Module 4	
Face du module	P	N	P	N	P	N	P	N
Piste non connectée	11	6	8	(<5)	11	(-)	5	9
Préamplificateur hors d'usage	5	4	4	(<5)	4	(-)	9	15
Circuit inopérant	0	1	0	1	0	0	1	0
Efficacité de connexion (%)	97.9	82.1	98.7	82	98.1	(-)	81.5	96.9

TAB. 3.4: *Résumé quantitatif des différents défauts dus au procédé TAB et efficacité de connexion.*

3.4.5 Conclusions

Nous obtenons une efficacité moyenne de connexion par la méthode TAB de 98% en ne tenant pas compte de la perte introduite lorsqu'un circuit est inopérant. Cette estimation semble satisfaisante dans le cadre des premiers prototypes qui ont servi à la mise en place des différentes opérations de connexions.

La présence d'un circuit inopérant qui introduit une perte d'efficacité de 16,6%, n'existe déjà plus pour les modules prototypes 5 et 6. En effet, les connexions allant du circuit vers l'hybride sont les plus simples à réaliser (la taille et l'espacement des plots de connexion sont élevés, de l'ordre de 100 μm).

De plus, les problèmes liés aux pistes non-connectées et à la destruction des préamplificateurs par des décharges électrostatiques sont maintenant connus et pris en compte par l'entreprise qui réalise le TAB. Nous pouvons ainsi viser une efficacité de connexion pour les futurs modules supérieure à 98%. Le procédé TAB lorsqu'il a été choisi pour les modules STAR promettait un taux intrinsèques de mauvaises connexions de 0.1%.

Dans le cadre de l'expérience ALICE, et au bénéfice de ces tests, un développement commun du ruban de connexion et du nouveau circuit HAL025 doit résoudre ces problèmes

par l'utilisation des diodes de protections pour les entrées du circuit de lecture et une nouvelle topologie des pistes du ruban (disparition des pistes courbées) adaptée à une distance entre les entrées du circuit plus élevée (passage de $44\ \mu\text{m}$ à $80\ \mu\text{m}$).

Le protocole de test utilisé lors de cette analyse n'est pas transposable au test de production des modules. Un banc de test dédié utilisant une source laser et un système d'acquisition de données plus simple, est à présent opérationnel et permet déjà d'obtenir des résultats.

Le dernier point à mentionner concerne une étude menée sur les corrélations de bruit des modules utilisant le TAB. Les résultats montrent qu'il n'existe aucune différence significative entre un détecteur câblé par fil ou par ruban TAB [Pin00].

3.5 Test sous faisceau

Les tests sous faisceaux constituent l'étape finale de la caractérisation d'un module de détection, c'est à dire l'ensemble détecteur en silicium connecté à son électronique de lecture. Les résultats proviennent de différentes campagnes de tests réalisées auprès de l'accélérateur SPS du CERN délivrant des pions d'impulsion de l'ordre 120 GeV/c dans cette analyse.

3.5.1 Le banc de test sous faisceau

a) Le télescope

Le télescope utilisé lors des tests sous faisceau est représenté schématiquement sur la figure 3.20. Il se constitue de huit plans de détecteurs en silicium simple-face à micropistes. Chacun comporte 256 pistes espacées de $50\ \mu\text{m}$, implantées dans un substrat de type n. La surface active est de $12.8 \times 12.8\ \text{mm}^2$ et l'épaisseur de $300\ \mu\text{m}$. Dans le module 1, les détecteurs possèdent une piste intermédiaire flottante entre les pistes de lecture [Kot85], et deux dans le module 2. L'électronique de lecture utilisée est le circuit VA2. Le module de détection à tester est inséré entre les modules 1 et 2.

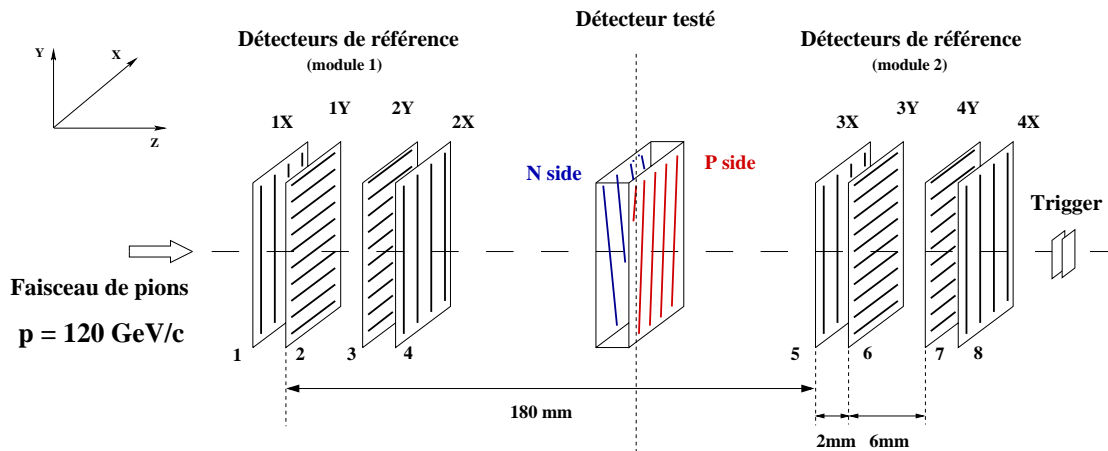


FIG. 3.20: Schéma du télescope utilisé lors des tests. Les détecteurs de référence permettent de reconstruire les traces des particules au moyen de 4 couples de coordonnées (X, Y) . La distance de 180 mm entre les modules est modifiable, et le détecteur à tester est généralement inséré au centre du télescope.

Les pistes d'un plan de référence sont orientées verticalement (plans X) ou horizontalement (plans Y) comme indiqué sur le schéma. Lors du passage d'une particule à travers le télescope, nous pouvons ainsi recueillir 4 couples de coordonnées (X, Y) , et par interpolation linéaire reconstruire la trace de la particule. Deux scintillateurs plastiques de $7 \times 7\ \text{mm}^2$ (cette surface définit également la taille apparente du faisceau), couplés à des photo-multiplicateurs sont utilisés pour signer le passage d'une particule. Les signaux reçus en coïncidence déclenchent le système d'acquisition (trigger).

b) Le système d'acquisition de données

Le système d'acquisition est schématiquement représenté sur la partie gauche de la figure 3.21, nous détaillerons uniquement les parties majeures. Une description complète

est donnée en référence [Col96]. L'intelligence du système est constituée par un processeur ELTEC E-16 opérant sous OS/9, le programme MicroDAS [Ren93] gère l'acquisition. Ce dernier donne accès aux :

- menus de contrôle de l'acquisition de données (configuration, nombre d'événements, départ, arrêt, pause, etc ...)
- synchronise les différentes tâches
- écrit les données dans une mémoire tampon puis sur un support magnétique (cassettes EXABYTE)
- analyse en ligne un échantillon de données pour étudier les performances des détecteurs.

Les niveaux analogiques de chaque canal sont numérisés par des Sirocco⁴ VME d'une précision de 8 bits pour les références et 12 bits pour le module testé. Le séquenceur génère les signaux pour la lecture des circuits électroniques, notamment une horloge à 1 MHz envoyée en parallèle dans les ADC définissant la fréquence d'échantillonnage. Sur

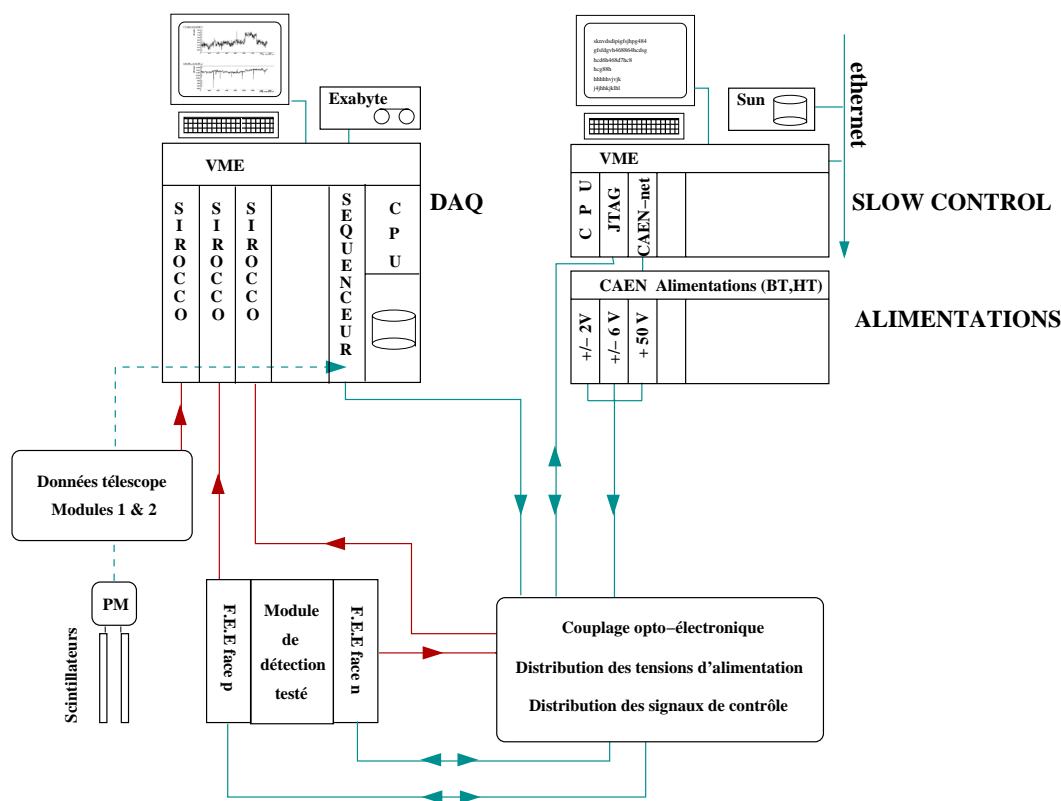


FIG. 3.21: Schéma de principe du système d'acquisition.

la partie droite du schéma sont représentés les éléments nécessaires au fonctionnement du module de détection testé. Le système est contrôlé par un processeur Motorola 68030 utilisant VxWorks. Des programmes permettent la communication avec la carte interface VME-JTAG et la carte interface VME-CAENnet. Le châssis d'alimentation délivre, les basses tensions ($\pm 2V$, $\pm 6V$) pour l'électronique de lecture, les cartes électroniques de distribution des signaux et les hautes tensions ($+50V$) servant à polariser le détecteur sous

4. Silicon strip Read Out Camac Controlers

test. Via l'interface VME-JTAG, il est possible de commander à distance l'électronique de lecture⁵ : *remise à zéro, mode lecture, mode test* (cf. section 3.3).

3.5.2 L'analyse des données

Pour l'analyse des données hors ligne, nous avons utilisé un code initialement développé par la collaboration RD42, [RD42]. Ce code C++, utilisant les classes de ROOT, a été modifié pour l'analyse de détecteurs en silicium double-face. On pourra se reporter aux références [Ren93, Arn98, Mei99] pour les différentes méthodes de calcul.

a) Piédestaux, bruit et CMS

Le signal brut $r_k(n)$, i.e. la valeur de l'information numérisée provenant d'une piste k d'un détecteur en silicium pour un événement n peut être exprimée comme la somme des termes suivants : un signal provenant d'une charge physique $q_k^{phy}(n)$, une charge aléatoire $q_k^{rnd}(n)$, le piédestal $p_k(n)$ et un déplacement de mode commun $cms(n)$.

$$r_k(n) = q_k^{phy}(n) + q_k^{rnd}n + p_k(n) + cms(n) \quad (3.6)$$

Toutes ces quantités sont exprimées en coups ADC⁶. Le signal physique $q_k^{phy}(n)$ est dû à l'interaction d'une particule avec le détecteur, le signal aléatoire q_k^{rnd} correspond au bruit. Le piédestal de chaque canal est calculé à partir d'un échantillon de N événements comme étant :

$$p_k(N) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N [r_k(n) - q_k^{phy}(n)] \quad (3.7)$$

La méthode choisie pour éliminer le terme $q_k^{phy}(n)$, qui n'est pas connu à priori, est la suivante. Pendant une phase d'initialisation sur N événements, un tableau est rempli avec m valeurs de données brutes. Dans ce tableau, une valeur r_k^i , qui n'est pas la plus grande, est retenue. Le tableau est ensuite vidé et rempli avec les m événements suivants. Le piédestal initial est défini comme la valeur moyenne des $\frac{N}{m} r_k^i$, avec N = 150 et m = 5 dans ces analyses, soit :

$$p_k^{initial} = \frac{1}{N/m} \sum_{i=1}^{N/m} r_k^i \quad (3.8)$$

L'étape suivante est le calcul d'un bruit initial en utilisant les N événements suivants, nous avons conservé N = 150 et m = 5.

$$B_k^{initial} = \frac{1}{\sqrt{(N/m - 1)}} \sqrt{\left| \sum_{i=1}^{N/m} (r_k^i - p_k^{initial})^2 - \frac{1}{N/m} \left(\sum_{i=1}^{N/m} (r_k^i - p_k^{initial}) \right)^2 \right|} \quad (3.9)$$

La méthode utilisée pour sélectionner des événements sans signaux ($q_k^{phy}(n) = 0$) est nécessaire dans ces calculs. Dans le cas contraire, la fraction des pistes illuminées par le faisceau aurait un bruit plus important qu'en réalité.

5. que l'on désigne généralement par F.E.E pour Front End Electronic

6. L'unité ADC est égale par définition à la plus petite valeur du convertisseur analogique-digital.

Le déplacement de mode commun, cms^7 se calcule par événement et par circuit de lecture, le déplacement étant commun pour tous les canaux d'un même circuit lors de l'événement n .

$$cms(n) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K [r_k(n) - p_k(n)] \quad (3.10)$$

Là encore, nous devons exclure de ce calcul les canaux ayant reçus un signal dû au passage d'une particule. La somme sur les K pistes est donc réduite à une somme sur K' pistes satisfaisant à l'inégalité :

$$[r_k(n) - p_k(n)] < 3 \times B_k^{initial} \quad \forall k \quad (3.11)$$

A ce stade, la phase d'initialisation des quantités présentes dans l'équation 3.7 est terminée. Dans la phase d'analyse de données proprement dite, il convient de remettre à jour régulièrement ces valeurs. Dans le cas du piédestal, nous utilisons une méthode récursive avec un coefficient de pondération prenant en compte la valeur calculée pour les événements précédents. La valeur $r_k(n)$ étant choisie parmi cinq autres comme expliqué précédemment. Ainsi le piédestal est recalculé tout les cinq événements comme:

$$p_k(n) = \frac{1}{W_p} [(W_p - 1)p_k(n - 5) + r_k(n') - cms(n')] \quad n \geq n' > n - 5 \quad (3.12)$$

Le signal total peut maintenant être extrait des données de la façon suivante :

$$q_k(n) = q_k^{phy}(n) + q_k^{rnd}(n) = r_k(n) - p_k(n) - cms(n) \quad (3.13)$$

Le calcul du bruit s'effectue de manière similaire. Afin de ne pas surestimer le bruit d'une piste, nous choisissons les événements n où $q_k^{phy}(n) = 0$

$$B_k(n) = \sqrt{\frac{1}{W_b} [(W_b - 1)B_k(n - 5)^2 + q_k^{rnd}(n')^2]} \quad n \geq n' > n - 5 \quad (3.14)$$

Les valeurs de W_p et W_b sont prises égales à 10, offrant une sensibilité suffisante aux fluctuations des valeurs calculées du piédestal et du bruit au cours du temps.

b) Reconstruction du signal : les amas de charges

Le signal créé par le passage d'une particule, est généralement induit sur plusieurs pistes du détecteur. Cet ensemble de pistes sera désigné par le terme amas. La recherche des amas débute par l'identification de la piste graine (*seed*) ou piste centrale d'index k_s . Cette piste est définie comme celle dont le rapport signal reçu/bruit est le plus grand. On recherche ensuite le signal sur les pistes adjacentes k_n , pour lesquelles le rapport signal/bruit est supérieur à un seuil T_n .

$$\text{Piste graine ou centrale : } \frac{q_{k_s}}{B_{k_s}} > T_s$$

$$\text{Pistes voisines : } \frac{q_{k_n}}{B_{k_n}} > T_n$$

7. pour Common Mode Shift

Outre la sélection en terme de signal, une coupure en position est effectuée. Ainsi le nombre de pistes K associées à une piste graine est limité par une taille maximale de l'amas. La charge totale de l'amas est définie comme:

$$Q_K = \sum_K q_k \quad (3.15)$$

Dans le cas où plusieurs pistes dépassent les seuils de sélection de la piste graine, il est possible d'avoir plusieurs amas, classés en fonction du signal (ou du rapport signal/bruit) de la piste graine.

c) Position des amas

Pour chaque amas reconstruit, nous connaissons le signal sur chaque piste le constituant. A partir de cette information, nous allons, grâce aux algorithmes présentés ci-après, déterminer le point de passage de la particule u_a dans un repère associé au détecteur. Dans ce repère les directions u et v sont respectivement perpendiculaires et parallèles aux pistes, voir Fig. 3.26.

Méthode digitale

La méthode digitale fournie, pour valeur de u_a , la position de la piste centrale k_s de l'amas.

$$u_a^{dig} = u_{k_s} \quad (3.16)$$

Méthode du centre de gravité

Cette méthode utilise toute les pistes incluses dans l'amas (centrale et voisines).

$$u_a^{cog} = \frac{\sum_K u_k \cdot q_k}{\sum_K q_k} = \frac{1}{Q_k} \sum_K u_k \cdot q_k \quad (3.17)$$

On peut réduire la somme sur toute les pistes de l'amas à la somme sur les 2 pistes ayant le plus grand rapport signal/bruit définissant ainsi la **méthode η linéaire**. Dans ce cas, la piste d'index k devient la piste de gauche (u_L) et celle d'indice $(k+1)$ la piste de droite (u_R).

$$u_a^{min} = u_L + P \cdot \eta \quad avec \quad \eta = \frac{q_R}{q_L + q_R} \quad (3.18)$$

P étant la valeur du pas entre les pistes.

Méthode η non-linéaire

Si l'on observe la distribution η pour les détecteurs de références ou testés, nous pouvons remarquer que celle-ci n'est pas constante (figure 3.22). Toutes les valeurs de η ne sont pas équiprobables, traduisant une collection de charges non-linéaire dépendant de la position de l'impact de la particule entre les pistes. La méthode η non-linéaire tient compte des ces disparités.

$$u_a^\eta = u_L + P \cdot f(\eta) \quad avec \quad \eta = \frac{q_R}{q_L + q_R} \quad (3.19)$$

la fonction $f(\eta)$ étant définie par

$$f(\eta) = \frac{1}{N} \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta}(\eta) d\eta \quad avec \quad N = \int_0^1 \frac{dN}{d\eta}(\eta) d\eta \quad (3.20)$$

L'utilisation de cette méthode demande de connaître la fonction $f(\eta)$ pour chacun des détecteurs, soit de manière analytique, soit au moyen d'une table de correspondance, associant à chaque valeur de η une valeur $f(\eta)$

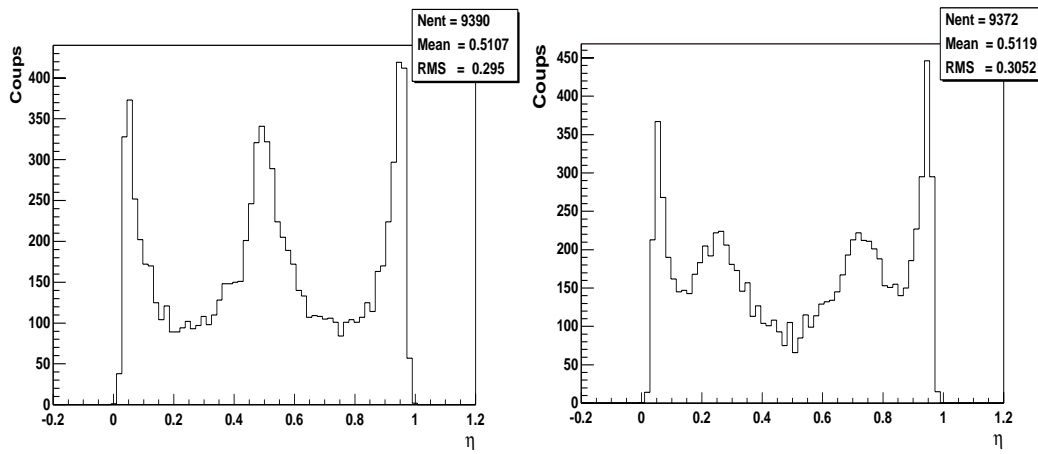


FIG. 3.22: La variable η représentée pour des détecteurs en silicium avec une piste flottante (à gauche) et deux pistes flottantes (à droite). Ces détecteurs sont en fait les plans de référence 3 et 7.

3.5.3 Performances du télescope

Les différentes méthodes de calcul détaillées ci-dessus sont tout d'abord appliquées à la reconstruction du signal (amas de charges) dans les détecteurs de références. La deuxième étape consiste en la reconstruction de la trace de la particule, à partir des informations (positions des amas de charges) recueillies sur les plans de référence, qui s'effectue simultanément avec la procédure d'alignement du télescope.

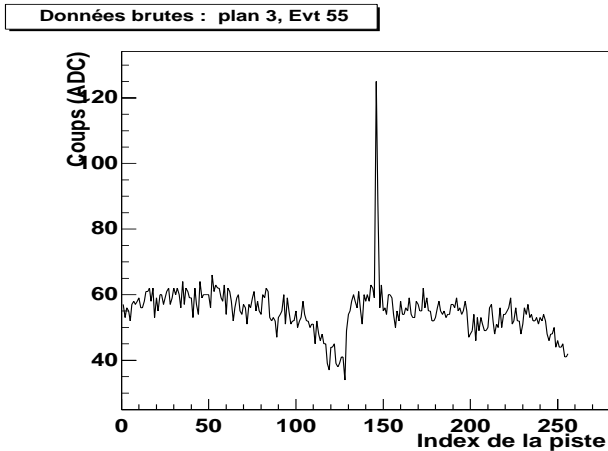


FIG. 3.23: Données brutes du plan de référence 3 après numérisation. Le passage d'une particule est clairement visible

a) Piédestaux, bruit et signal

A titre d'exemple pour le plan de référence 3, les distributions des variables d'analyse que sont le piédestal, le déplacement de mode commun ainsi que le bruit sont représentées sur la figure 3.24. En (a), les données brutes (prenant les valeurs entières entre 50 et 56 coups ADC) pour une piste du plan de référence 3 située hors du faisceau, et qui n'a donc pas reçu de signal dû au passage d'une particule. Sur la même figure, la valeur calculée du piédestal au cours du temps (équivalent au nombre d'événements). En (b), la différence entre les données brutes et le piédestal de cette même piste. Comme cette piste n'est

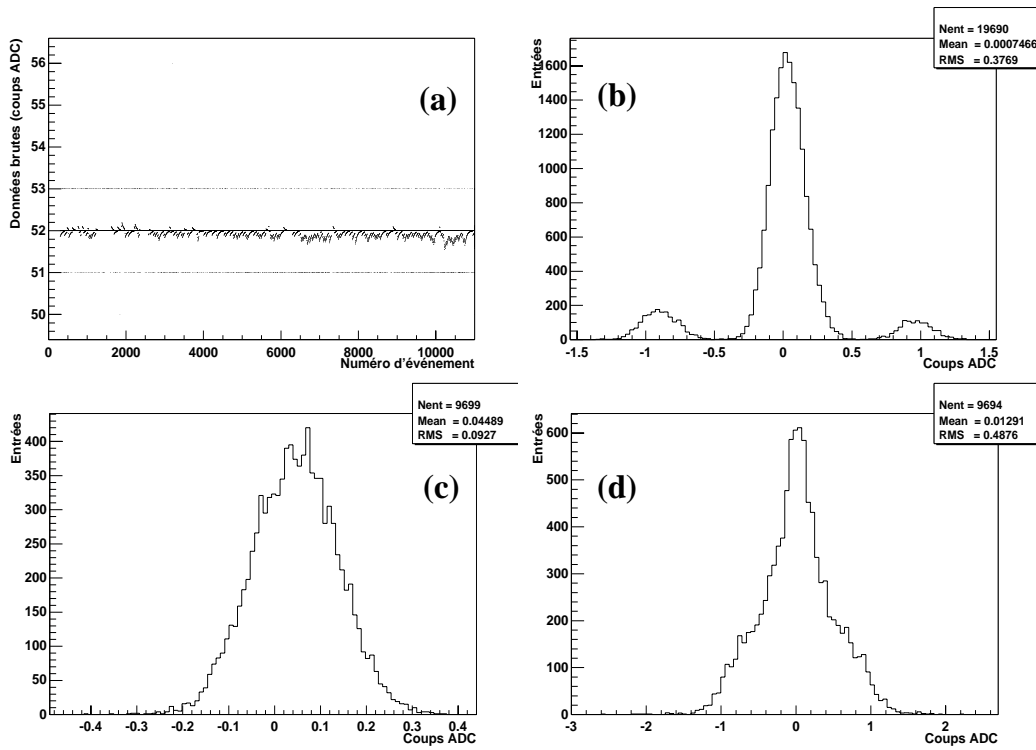


FIG. 3.24: *Calcul des variables d'analyse pour le plan 3 du télescope.*

pas située dans le faisceau, la variance de cette distribution correspond au bruit de la piste (à la correction du déplacement de mode commun près). Nous voyons l'effet du a la soustraction de la valeur non-entière du piédestal à la valeur entière après numérisation du signal brut, et la dispersion consécutive autour des 3 pics localisés en 0 et ± 1 . En (c), le déplacement de mode commun qui est très faible pour les détecteurs qui constituent le télescope. Nous verrons qu'il prend des valeurs beaucoup plus élevées pour les modules de détection STAR. En (d), il s'agit de la distribution du signal pour une piste choisie aléatoirement. Nous obtenons ainsi une valeur moyenne du bruit pour les pistes du plan étudié.

Nous retrouvons par un calcul simple que le déplacement de mode commun et le bruit d'une piste sont des quantités indépendantes, donc qui s'ajoutent quadratiquement:

$$[\Delta(r_k - p_k)]^2 = [\Delta q_k^{rnd}]^2 + [\Delta cms]^2 \quad (3.21)$$

Afin de reconstruire le signal dû au passage d'une particule, nous devons choisir des valeurs pour les différents seuils qui séparent, au niveau d'une piste, un événement bruit d'un événement signal.

$$\text{Piste centrale: } \frac{q_{k_s}}{B_{k_s}} > 15$$

$$\text{Pistes voisines: } \frac{q_{k_n}}{B_{k_n}} > 5$$

$$\text{Taille maximale: } \pm 200 \mu m \text{ soit } 8 \text{ pistes}$$

Ces valeurs optimisent les résultats même si leur dépendance par rapport aux coupures utilisées est faible. Sur la figure 3.25, nous voyons le signal reconstruit après analyse

des données pour le plan 3. Il s'agit du signal reconstruit pour des pions au minimum d'ionisation traversant un détecteur en silicium de 300 μm d'épaisseur. Le maximum de la distribution de Landau associée est de 52 coups ADC.

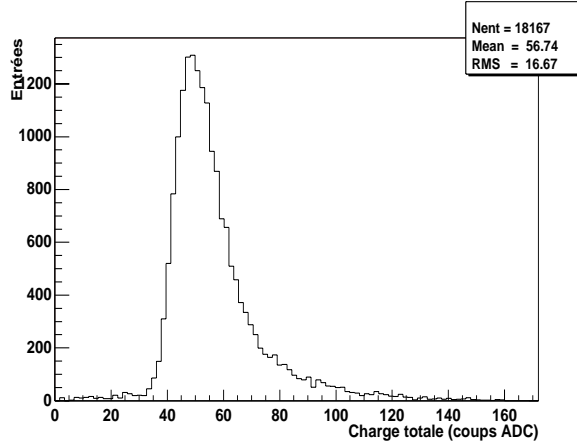


FIG. 3.25: *Signal reconstruit pour des pions au minimum d'ionisation dans le plan 3.*

Cette analyse a été effectuée pour les plans de référence secondaires (ce terme sera expliqué dans le paragraphe suivant) : le tableau 3.5 résume les différentes valeurs obtenues pour le maximum de probabilité de la perte d'énergie, le bruit, et le rapport signal sur bruit moyen.

Numéro du plan	3	4	7	8
Signal reconstruit (ADC)	48	47	42	48
Bruit (ADC)	0.48	0.49	0.41	0.40
Rapport signal/bruit	100	95	102	120

TAB. 3.5: *Rapports signal/bruit obtenus pour les références secondaires du télescope.*

Les valeurs de bruit obtenues sont faibles : les détecteurs de référence sont, comme nous l'avons vu, constitués de détecteurs en silicium simple face équipés d'une électronique de lecture à bas bruit (circuit VA2). Ces raisons expliquent en grande partie les excellentes valeurs du rapport signal sur bruit obtenues pour les plans de référence et en conséquence une excellente efficacité de reconstruction des traces dans le télescope.

b) Reconstruction des traces et alignement du télescope

Dans le cas le plus général, nous pouvons dénombrer 6 paramètres de désalignement par rapport à une position parfaite du détecteur dans le télescope, 3 translations et 3 rotations. La figure 3.20 donne une représentation des différents repères utilisés : le repère global (\vec{g}_1 ; \vec{g}_2 ; \vec{g}_3) est lié au système du télescope, le repère local (\vec{l}_1 ; \vec{l}_2 ; \vec{l}_3) est, quant à lui, propre à un plan de référence. Les vecteurs \vec{g}_3 et \vec{l}_3 sont colinéaires et orientés selon l'axe du faisceau. Nous allons considérer que les plans de référence 1, 2, 5 et 6 sont à la fois parallèles entre-eux et tous orthogonaux à l'axe du faisceau : ils fournissent 2 couples de coordonnées (X,Y) absolus. Ils seront qualifiés par le terme références primaires par

opposition aux plans 3, 4, 7 et 8, dits références secondaires que nous allons aligner en fonction des informations données par les références primaires. Le passage du système de coordonnées locales au système global s'effectue grâce à la transformation suivante:

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi & 0 \\ -\sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (\vec{u} - \vec{t}) \quad (3.22)$$

Les variables φ et \vec{t} représentent respectivement l'angle de rotation et la translation entre les deux repères. Elles sont déterminées pour les plans 3, 4, 7, et 8 (références secondaires) pendant la phase d'alignement. Dans le cas présent, nous allons supposer que les trajectoires peuvent être représentées par des droites. Pour des impulsions de 120 GeV/c, la déviation due à la diffusion multiple est négligeable devant les résolutions intrinsèques des détecteurs.

Reconstruction des traces

Un ajustement linéaire des coordonnées \vec{x}_a^p , positions des amas de chaque plan permet de déterminer l'origine et la pente de la trajectoire. Dans la phase d'alignement, seules les références primaires sont utilisées (plans 1, 2, 5 et 6). Dans la phase de reconstruction des traces proprement dite, nous utilisons tous les plans de références (plans 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 et 8). Un estimateur moindre carré est construit à partir des vecteurs des positions mesurées par chaque plan de référence:

$$\chi^2 = \sum_p \frac{(u_a^p - u_t^p)^2}{\Delta(u_a^p)} \quad (3.23)$$

où u_t^p est la position attendue de l'amas par l'interpolation de la droite d'ajustement à la coordonnée z^p du plan p. Nous obtenons donc les paramètres (origine et pente) de la trace en minimisant la quantité 3.23.

Alignement

La procédure d'alignement vise à déterminer les variables φ^p et $\vec{t} = (u_{off}^p, 0, 0)$, pour chaque plan de référence secondaire. Dans un premier temps, on forme une trace au moyen des points donnés par les références primaires, cela nous permet d'obtenir une position reconstruite (u_t^p, v_t^p) pour chaque plan à aligner. Nous pouvons ensuite calculer la différence entre la position de l'amas et la position reconstruite, u_{res}^p .

$$u_{res}^p = u_a^p - u_t^p \quad (3.24)$$

Nous allons donc tenter de faire un ajustement linéaire de la distribution u_{res}^p en fonction de v_t^p à la droite d'équation:

$$U_{res}^p = u_{off}^p + \tan\varphi^p \cdot v_t^p \quad (3.25)$$

Pour ce faire, on construit un estimateur moindre carré que l'on cherche à minimiser en fonction des paramètres d'alignement.

$$Q^2 = \sum_{k \text{ evts}} (u_{res}^p - u_{off}^p - \tan\varphi^p \cdot v_t^p) V^{-1} (u_{res}^p - u_{off}^p - \tan\varphi^p \cdot v_t^p) \quad (3.26)$$

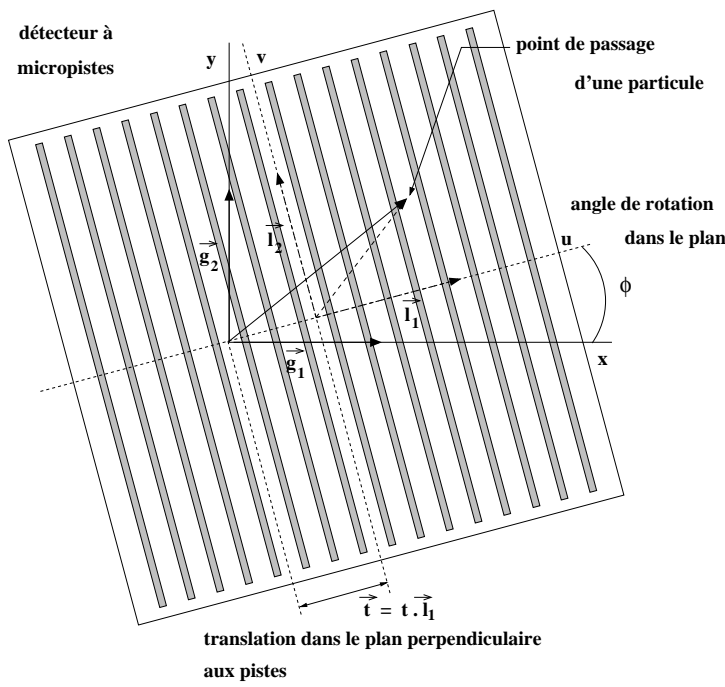


FIG. 3.26: Définition des repères utilisés lors de la phase d'alignement du télescope. Les paramètres à déterminer sont la translation t et l'angle de rotation φ dans le plan du détecteur.

Dans notre cas la matrice des variances est diagonale et $V^{ii} = \Delta u_a$, Δu_a étant la résolution intrinsèque de chaque plan supposée constante. L'équation 3.26 devient donc :

$$Q^2 = \sum_{k \text{ evts}} \frac{(u_{res}^p - u_{off}^p - \tan\varphi^p \cdot v_t^p)^2}{\Delta u_a} \quad (3.27)$$

L'alignement est une procédure itérative; pour chaque échantillon de k événements, on détermine les paramètres u_{off}^p et $\tan\varphi^p$ ainsi qu'une valeur de la résolution du détecteur p , Δu_{res}^p , ensuite la position du détecteur est corrigée. Des échantillons de k événements sont successivement analysés de manière à obtenir une valeur de Δu_{res}^p minimale.

Cela se traduit par une distribution des résidus u_{res}^p centrée à zéro (compensation du décalage dans la direction perpendiculaire aux pistes) et l'invariance de la distribution u_{res}^p en fonction de la position de la trace parallèlement aux pistes (pente $\tan\varphi^p$ égale à 1).

c) Calcul de résolution

Une fois les références secondaires alignées par rapport aux références primaires, il devient possible de reconstruire les traces en utilisant les huit plans de référence. Les critères de sélection d'une trace sont les suivants :

- les huit détecteurs sont utilisés pour la reconstruction de la trace: soit un point d'impact par plan de référence,
- le χ^2 de la trace est inférieur à un certain seuil T_{χ^2} .

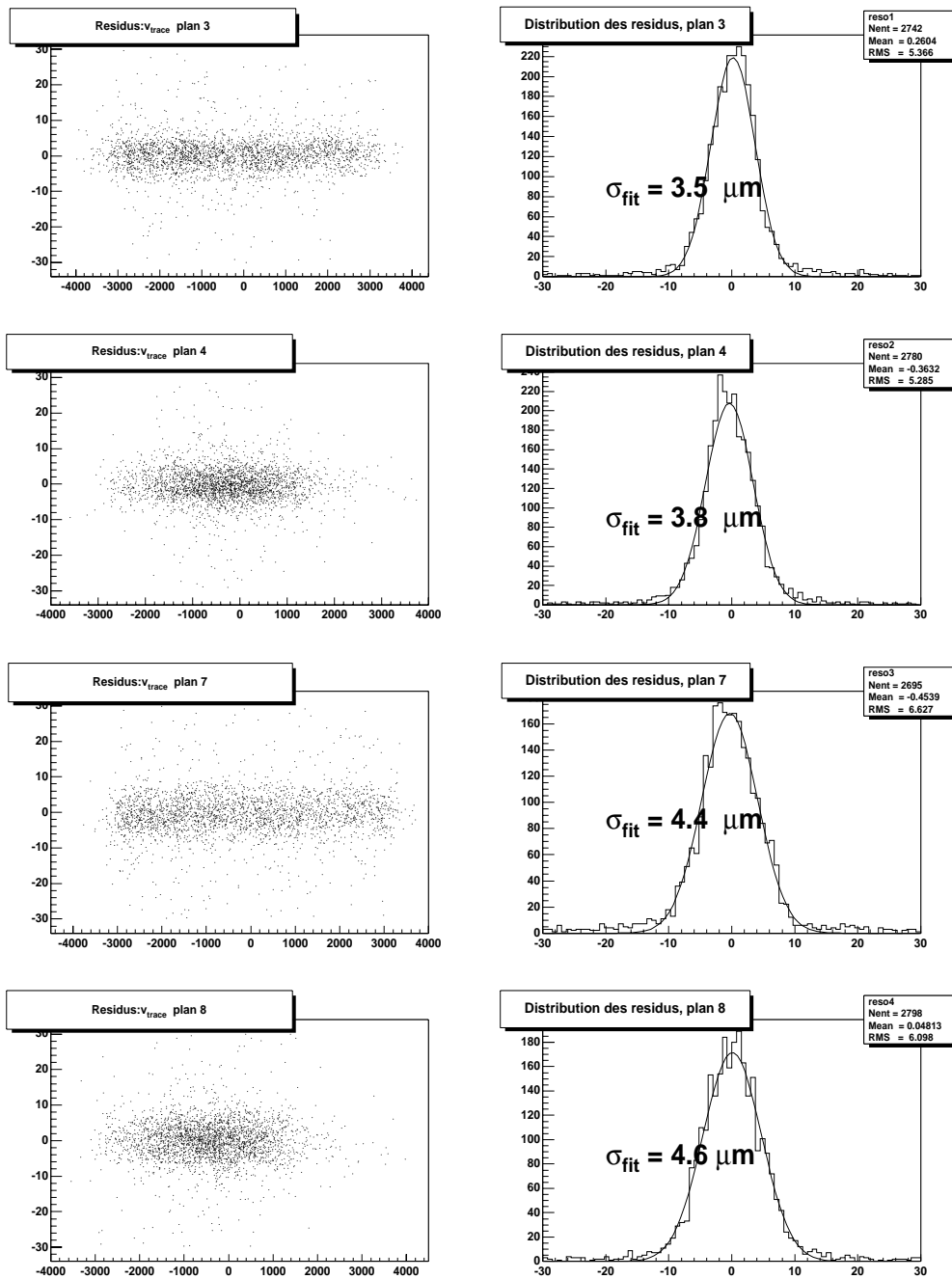


FIG. 3.27: *Alignement des détecteurs de référence: à droite est représenté le résidu en fonction de la coordonnée v de la trace (parallèle aux pistes), et à gauche la distribution des résidus, pour chaque plan. Nous pouvons remarquer que les résolutions obtenues sont plus mauvaises que les résolutions intrinsèques réelles, en effet dans cette phase d'alignement l'erreur faite sur le point d'impact reconstruit est importante.*

La quantité u_{res} définie par l'équation 3.24 correspond à l'erreur faite sur la reconstruction de la trace au niveau d'un plan de détection. Nous pouvons ainsi obtenir la déviation standard de cette distribution.

$$(\Delta u_{res})^2 = (\Delta u_a)^2 + (\Delta u_t)^2 \quad (3.28)$$

où Δu_a est la résolution intrinsèque du détecteur (dépendant non seulement des caractéristiques géométriques mais aussi du choix de l'algorithme de reconstruction de l'amas), et Δu_t est l'erreur géométrique faite sur la reconstruction de la trace.

Dans le cas des détecteurs de référence (primaires et secondaires), la résolution intrinsèque est de $1.35 \mu\text{m}$ dans le meilleur des cas en utilisant l'algorithme η non-linéaire. Dans cette analyse, nous avons obtenu des valeurs de résolution intrinsèque Δu_a proches de $2,5 \mu\text{m}$.

3.5.4 Analyses d'un module prototype

Les caractéristiques des modules testés sont décrites dans le chapitre 2. Elles ont, comme nous l'avons vu, évolué de manière significative au cours des différents tests sous faisceau. Les premiers modules testés se constituaient des premiers prototypes de détecteur en silicium double-face et du circuit ALICE128 avec une connexion classique par fil. Nous avons ensuite construit les modules de détection aux spécifications du SSD de STAR en utilisant la connexion par TAB. Des résultats de tests sous faisceaux pour ces deux types de modules seront présentés.

Dans les paragraphes suivants, nous décrivons les méthodes de calculs appliquées au cas spécifique des détecteurs à micropistes que nous utilisons. Dans un premier temps, l'analyse consiste en une étude de chaque face considérée indépendante : reconstruction des amas de charge et résolution en position à une dimension. Les résultats obtenus sont finalement associés afin de déterminer les résolution en position et en énergie du module.

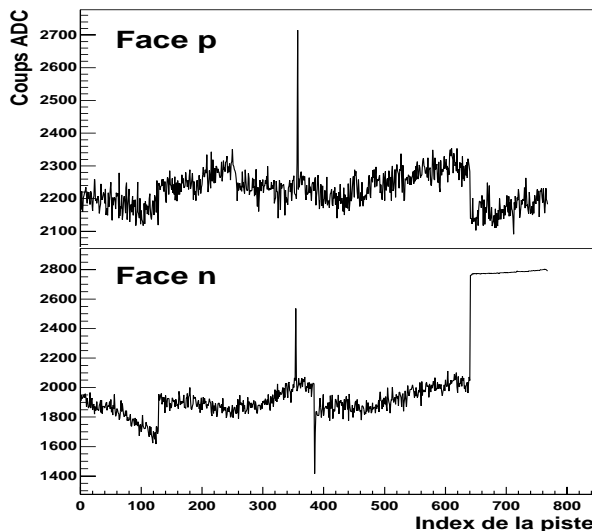


FIG. 3.28: Données brutes, après numérisation, provenant du module de détection testé. Une particule traverse le détecteur et les charges sont collectées sur chaque face. La corrélation en position des pistes recueillant le signal apparaît clairement. Le dernier circuit de lecture de la face n est inopérant.

a) Les variables d'analyse

Le calcul des variables d'analyse, piédestal, bruit et déplacement de mode commun, reprend les méthodes explicitées précédemment pour les plans de référence du télescope. La méthode de calcul du bruit a été améliorée afin d'obtenir une valeur non biaisée par la présence de signal. Nous présentons sur la figure 3.29 ces variables pour la face p d'un détecteur, pour une piste choisie aléatoirement avec la restriction qu'elle soit localisée hors du profil de faisceau. En (a), la valeur calculée du piédestal au cours des événements, est superposée au données brutes. La différence entre les données brutes et le piédestal de cette même piste est représentée en (b). Le déplacement de mode commun est illustré en (c). Finalement la distribution du signal définie par l'équation 3.12 est donnée en (d). L'équation 3.21 est également vérifiée, certifiant ainsi la validité de ces calculs.

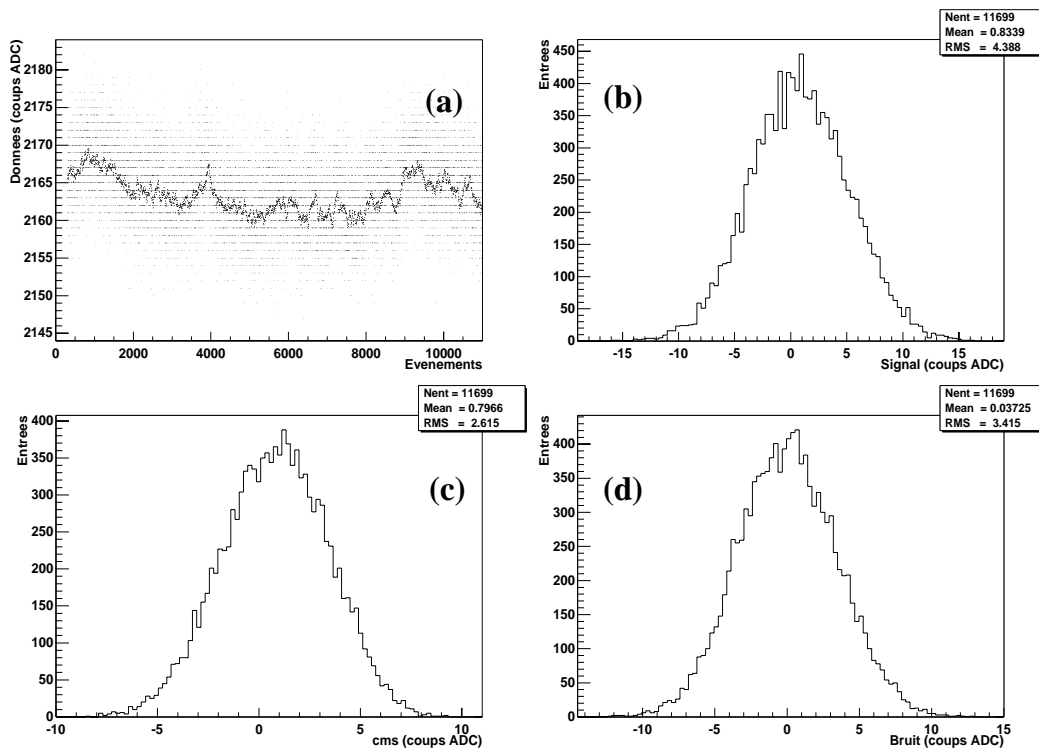


FIG. 3.29: Calcul des variables d'analyse pour la face p du détecteur testé.

Le principal objectif dans la recherche d'une méthode performante de calcul du bruit se résume à exclure le signal physique dû à une particule sans introduire de biais (qui généralement tend à sous-estimer le bruit). Une solution évidente consisterait en l'utilisation de données prise en l'absence de faisceau. Le calcul du piédestal et de sa variance (le bruit) ne seront donc en aucun cas biaisé par la présence de signal physique dû à une particule. Le problème est que nous ne disposons pas toujours de telles données.

La première méthode (utilisée pour les plans de référence) est basée sur une mémoire tampon dans laquelle sont rangées les valeurs des données brutes. Une valeur en est extraite à condition qu'elle ne soit pas la plus grande valeur du tableau, puis est utilisée pour le calcul du piédestal.

La méthode choisie utilise un ajustement par une gaussienne de la valeur calculée du signal de la piste. Ainsi le signal physique provenant du passage d'une particule n'est pas pris en compte car sa valeur, plus élevée, est située hors de la gaussienne. La figure 3.30 montre le bruit calculé pour les 768 pistes des faces p et n d'un module par cette

méthode. De ces distributions, nous avons pu extraire le bruit moyen des pistes sur une face ainsi que le nombre de pistes bruyantes, qui par définition possèdent un bruit deux fois supérieur au bruit moyen de la face.

Ces deux méthodes fournissent des résultats comparables pour les pistes hors du faisceau. En revanche, pour les pistes situées dans le faisceau (entre les pistes d'index 340 à 440), le biais dû au signal d'une particule est complètement éliminé par la méthode utilisant l'ajustement par une gaussienne.

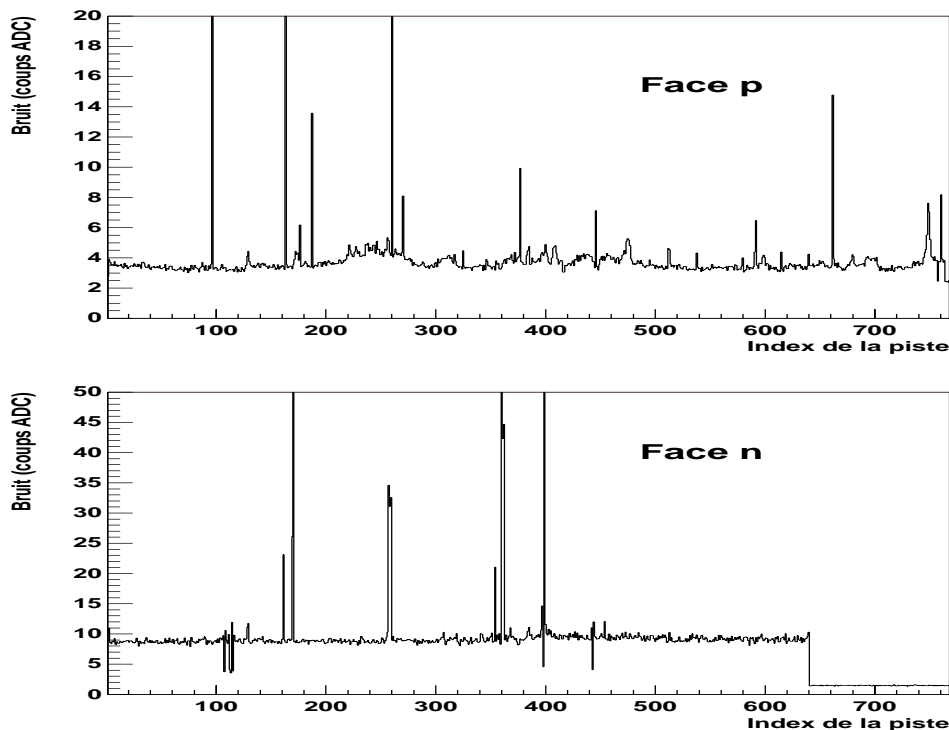


FIG. 3.30: *Bruit calculé sur pour les pistes des faces p et n.*

Nous pouvons également mentionner une autre méthode utilisant la reconstruction des traces. Après la phase d'alignement, nous connaissons le point de passage de la particule dans le détecteur. Cette information est ensuite utilisée afin d'exclure du calcul du bruit les pistes dans la proximité du point de passage de la particule. Cette méthode est performante mais présente un inconvénient substantiel : elle nécessite de posséder par avance l'information sur la reconstruction de la trace. Elle n'est donc utilisable que dans le cadre de tests sous faisceau utilisant le télescope.

Une dernière méthode envisageable, sans doute la meilleure, consisterait en l'utilisation de données prises sans particules entre les arrivées du faisceau sur le détecteur. Le calcul du piédestal et de sa variance (le bruit) pourrait être effectué sans la crainte d'inclure le signal dû à une particule. Cela nécessite néanmoins une modification du système d'acquisition, ainsi que le marquage des événements sans particules afin qu'ils puissent être identifiés lors de l'analyse comme étant ceux dédiés au calcul du piédestal et du bruit. Cette méthode présenterait également l'avantage de calculer le bruit tout au long de la prise de données, assurant le suivi des fluctuations. Cette méthode est très largement comparable à celle qui sera utilisée lors de la prise de données du SSD installé dans STAR.

b) Reconstruction du signal

Les coupures utilisées pour la reconstruction du signal pour les modules de détection sont les suivantes :

$$\text{Piste centrale: } \frac{q_{k_s}}{B_{k_s}} > 10$$

$$\text{Pistes voisines: } \frac{q_{k_n}}{B_{k_n}} > 2$$

Taille maximale: $\pm 200 \mu m$ soit 5 pistes

Sur la figure 3.25, la charge totale des amas est reconstruite pour les faces p et n du détecteur. Les valeurs les plus probables pour la perte d'énergie d'une particule au minimum d'ionisation sont de 253 et 292 coups ADC respectivement pour les faces p et n. Nous pouvons normaliser ces valeurs par rapport à la charge attendue de 25000 électrons pour une particule au minimum d'ionisation (MIP) traversant $300 \mu m$ de silicium.

Les valeurs différentes obtenues s'expliquent par un gain inégal sur les chaînes d'électroniques assurant la lecture des faces p et n. Nous pourrions également incriminer une perte de signal sur la face p ou inversement le surestimer sur la face n. Un étalonnage de la chaîne d'acquisition réalisé suite aux tests sous faisceau a confirmé l'existence d'une différence de gain entre les chaînes d'électroniques. Les distributions expérimentales sont ajustées par la convolution d'une distribution de Landau avec une gaussienne [Han83].

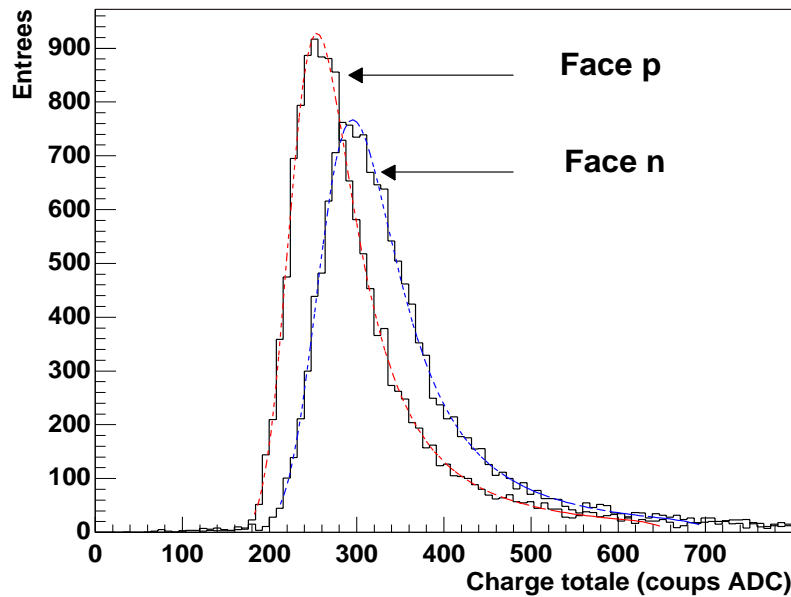


FIG. 3.31: *Signal reconstruit pour des pions d'impulsion de $120 \text{ GeV}/c$ sur les faces p et n d'un détecteur.*

Nous pouvons maintenant extraire une valeur du signal sur bruit (S/N). Formellement, pour obtenir le S/N, il faudrait diviser la charge totale reconstruite d'un amas par la somme quadratique du bruit des pistes constituant cet amas. Si l'on considère que le bruit est égal à une constante pour les n_p pistes de l'amas, ce calcul rend la valeur du S/N dépendante du nombre de pistes d'un facteur inversement proportionnel à $\sqrt{n_p}$.

Nous définirons le rapport S/N comme le signal total reconstruit divisé par le bruit de la piste centrale et uniquement celle-ci. En contrepartie, cette définition surestime la valeur de S/N.

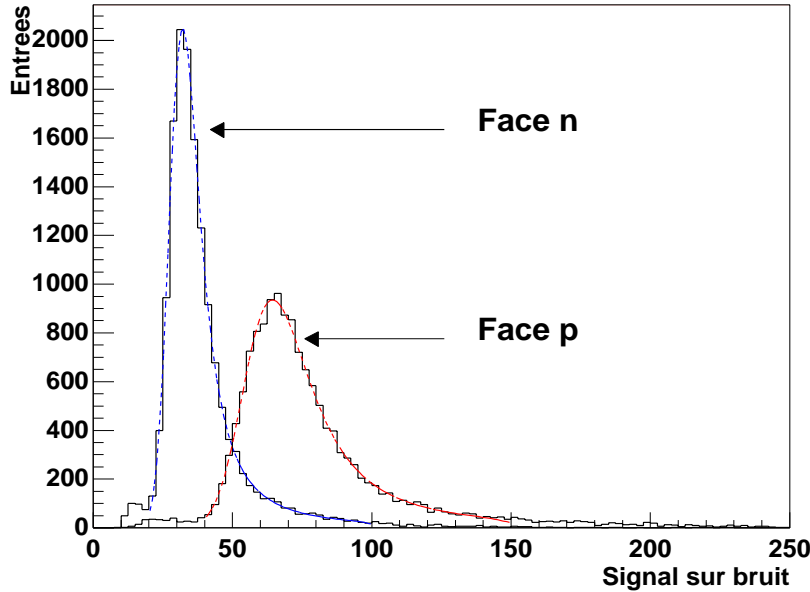


FIG. 3.32: *Distribution du signal sur bruit.*

Les distributions du rapport S/N sont représentées sur la figure 3.32. Le tableau 3.6 résume ces différentes valeurs obtenues pour cette analyse (mp signifie qu'on se situe maximum de probabilité). La conversion de l'unité ADC vers la charge en électrons est

	Signal (mp)	Bruit moyen	S/N (mp)	Pistes bruyantes
Face p	253 ADC 25000 e ⁻	3,8 ADC 375 e ⁻	63	6 (ENC > 750 e ⁻)
Face n	292 ADC 25000 e ⁻	9,0 ADC 770 e ⁻	31	10 (ENC > 1540 e ⁻)

TAB. 3.6: *Résumé des valeurs obtenues pour un module prototype.*

effectuée en supposant la valeur la plus probable du signal recueilli égale à 25000 e⁻.

c) Résolution en énergie

Un nombre égal de charges positives et négatives sont créés dans le silicium par l'ionisation due à une particule. Les charges totales des amas (Q_p et Q_n) reconstruits peuvent cependant être différentes. Nous définissons ici la résolution en énergie comme l'écart entre une corrélation de charge parfaite ($Q_p = Q_n$) et celle effectivement mesurée.

Afin d'obtenir une valeur exacte, i.e. non biaisée par de fausses associations entre des amas des faces p et n, nous vérifions dans un premier temps l'écart (en terme d'indice de pistes) entre la piste centrale relativement à l'amas reconstruit sur la face p et celle relative

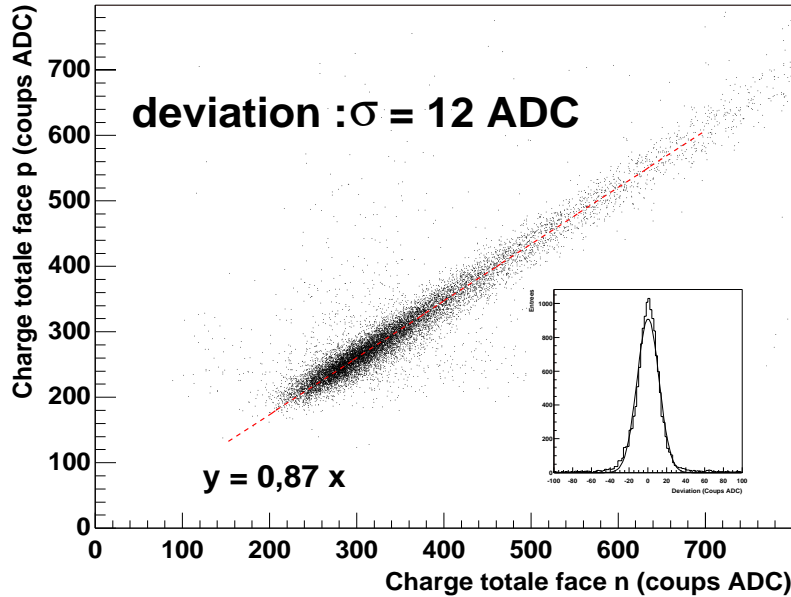


FIG. 3.33: *Corrélation entre les charges mesurées sur les faces p et n d'un détecteur.*

à l'amas reconstruit sur la face n. Nous avons vu précédemment que cette différence ne peut pas être supérieure à 15 et donc définit notre critère de sélection.

Nous avons déterminé la droite de corrélation parfaite par un ajustement linéaire, afin de calculer la déviation par rapport à celle-ci. Nous observons cependant une pente qui n'est pas unitaire, traduisant la différence de gain entre les chaînes d'électroniques des deux faces. La déviation obtenue est de 12 coups ADC : en se plaçant à une charge collectée proche du MIP pour les deux faces, par exemple 270 coups ADC, nous voyons alors que cette déviation ne représente que 4% de la charge totale reconstruite. Le bruit du détecteur est le facteur prépondérant qui dégrade la résolution en énergie car il influence la reconstruction du signal différemment sur les faces p et n.

d) **Alignement d'un module dans le télescope**

Après alignement des plans de référence secondaires du télescope, nous pouvons reconstruire les traces des particules en utilisant l'information regroupant 4 couples de coordonnées (X,Y). Nous diminuons ainsi de manière significative l'erreur faite sur la droite reconstruite, i.e. la position interpolée du passage de la particule dans le détecteur testé.

La procédure d'alignement choisie pour les détecteurs double-face s'applique à considérer les deux faces indépendantes. Nous pouvons voir sur la figure 3.34 les repères associés à chaque face qui sont utilisés lors de l'alignement : chaque plan (U,V) est orienté de manière à ce que la direction U soit orthogonale aux pistes de la face considérée. Nous parlerons donc de résolution (intrinsèque) dans la direction U pour les faces p et n d'un détecteur double-face, et de résolution en Z et $r\varphi$ pour le détecteur dans son ensemble après l'association des positions données par chacune des faces.

Les différents repères étant définis, nous pouvons maintenant exprimer la transformation permettant le passage des repères associés aux pistes (U,V) et celui associé au module ($r\varphi, Z$) dont les vecteurs unitaires sont notés (\vec{i}, \vec{j}) . Nous supposons également l'origine

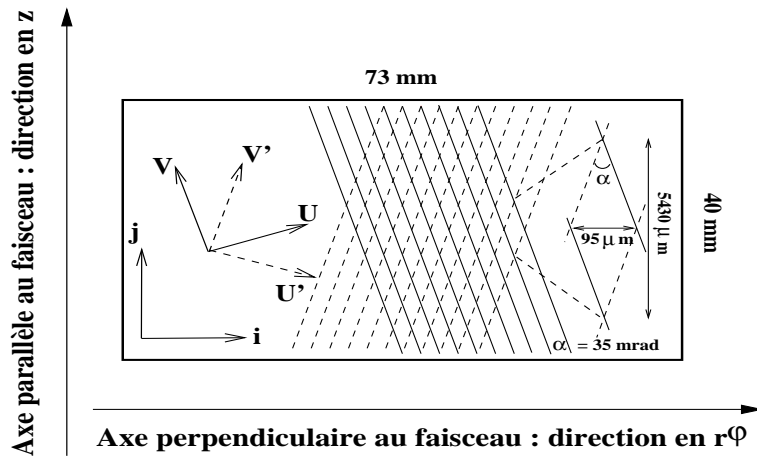


FIG. 3.34: Définition des repères utilisés lors de l'alignement d'un module de détection. Les directions z et $r\varphi$ se rapportent à l'orientation physique dans STAR.

de ces repères commune et fixée en un point O (centre du détecteur).

$$\begin{aligned}\vec{u} &= \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)\vec{i} - \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)\vec{j} \\ \vec{u}' &= \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)\vec{i} + \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)\vec{j}\end{aligned}\quad (3.29)$$

alors pour tout point P du détecteur :

$$U_p = \vec{u} \cdot \vec{OP} \quad \text{et} \quad U'_p = \vec{u}' \cdot \vec{OP} \quad (3.30)$$

et finalement nous obtenons :

$$r\varphi = \frac{U_p + U'_p}{2\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad \text{et} \quad Z = \frac{U'_p - U_p}{2\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad (3.31)$$

Un indice fort d'un bon alignement est alors donné par l'angle de rotation relatif entre les deux faces qui doit égaliser l'angle stéréoscopique. Lors de cet alignement, la valeur de 2,0 degré a été obtenue soit exactement l'angle stéréoscopique de 35 mrad.

e) Résolution en position

Le calcul de la résolution en position dans les module STAR s'effectue en plusieurs étapes. La première d'entre elles consiste en la détermination des résidus associés à chacune des faces. Ces derniers sont représentés sur la figure 3.35 pour les faces p et n. Considérant l'équation 3.28, rappelée ci-dessous, nous pouvons négliger l'erreur faite sur la droite reconstruite $(\Delta u_t)^2$.

$$(\Delta u_{res})^2 = (\Delta u_a)^2 + (\Delta u_t)^2 \quad (3.32)$$

La variance de la distribution expérimentale du résidu est donc égale à la résolution intrinsèque du détecteur. Les valeur obtenues sont de 20,3 μm sur la face p et de 21,3 μm sur la face n.

Nous pouvons remarquer la structure particulière de ces distributions, marquée plus nettement sur la face p, avec la présence de pics pour des valeurs de résidu autour

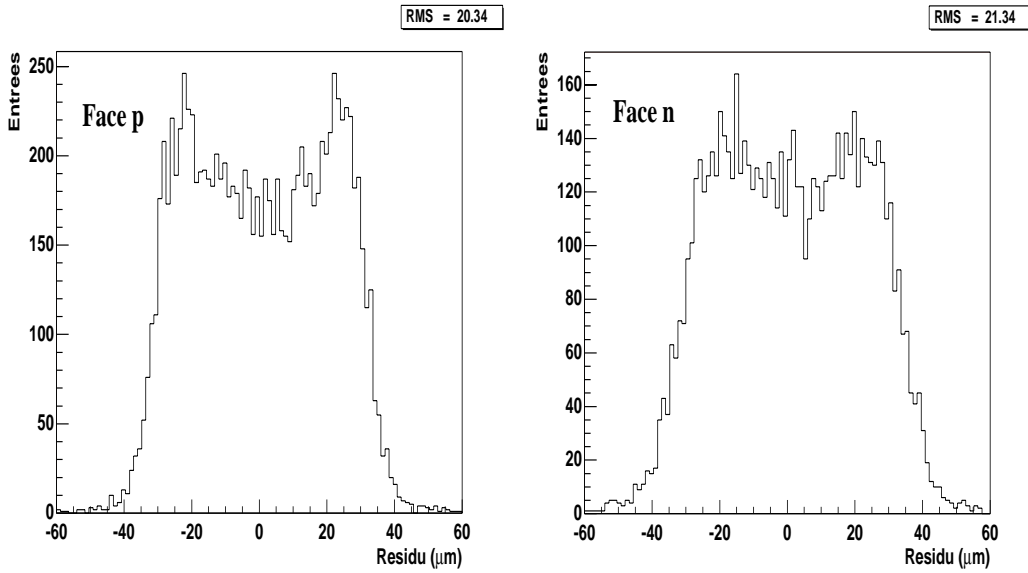


FIG. 3.35: *Résolution intrinsèque des faces p et n.*

de $\pm 30 \mu\text{m}$. Ce phénomène devient facilement explicable en utilisant une représentation différente. Nous avons reporté sur la figure 3.36 la distribution du résidu de la face en fonction de la distance à la piste la plus proche, cette piste étant désignée en utilisant uniquement l'information liée à la trace reconstruite par le télescope.

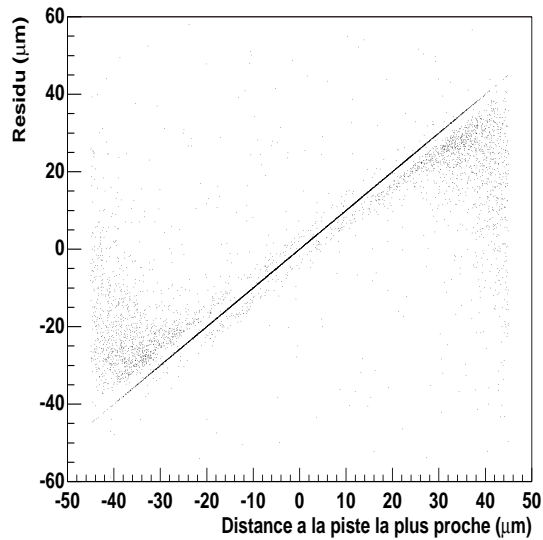


FIG. 3.36: *Distribution du résidu en fonction de la distance à la piste la plus proche pour la face p.*

Nous voyons apparaître clairement deux structures : la première est la ligne correspondant à la représentation du cas où l'amas est constitué par une seule piste, c'est le cas de la résolution digitale. La valeur du résidu est donc égale à la distance entre la position de l'amas reconstruit, i.e. la position de la piste, et la position réelle de l'amas : nous obtenons une droite d'équation $y = x$ dans notre représentation.

La deuxième structure est constituée par tous les autres points, pour lesquels plusieurs pistes composent l'amas reconstruit. Nous voyons que la valeur du résidu commence à diminuer pour des distances supérieures à $25 \mu\text{m}$, distances qui définissent la zone de partage effectif de charges pour nos détecteurs en silicium. Nous voyons cependant qu'au delà de cette zone, l'erreur sur la position reconstruite reste importante (résidu $\approx 30 \mu\text{m}$). Ceci constitue l'explication aux pics présents sur la figure 3.36.

La méthode du centre de gravité impose certaines limites à la reconstruction spatiale du point d'impact que nous allons préciser. Son principal défaut repose sur l'hypothèse implicite que si un point d'impact est localisé entre deux pistes alors le rapport des charges collectées sur ces pistes est proportionnel à la distance entre le point et l'une des pistes, donc un comportement linéaire du partage de charge. Le partage de charge dans ces détecteurs a été caractérisé dans la référence [Ret00], cette étude montre que l'utilisation d'un algorithme basé sur la distribution η permet d'améliorer significativement la résolution en incidence normale. Cependant si l'angle d'incidence de la particule dans le détecteur n'est pas nul, alors l'algorithme du centre de gravité est également performant.

Appliquant la transformation régie par l'équation 3.31, nous accédons aux distributions des résidus dans le plan $(r\varphi, Z)$ du référentiel du détecteur. A partir de cette même équation, nous pouvons déterminer les résolutions attendues dans le plan $(r\varphi, Z)$:

$$\sigma_{r\varphi} = \frac{\sigma_{U_p} \oplus \sigma_{U'_p}}{2\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad \text{et} \quad \sigma_Z = \frac{\sigma_{U'_p} \oplus \sigma_{U_p}}{2\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad (3.33)$$

où σ_{U_p} et $\sigma_{U'_p}$ sont les résolutions intrinsèques dans la direction perpendiculaire aux pistes, respectivement pour les faces p et n. Les distributions représentées sur la figure 3.35 donnent les valeurs de ces résolutions, si nous prenons $\sigma_{U_p} \approx \sigma_{U'_p} \approx 21 \mu\text{m}$, alors l'équation 3.33 devient :

$$\begin{aligned} \sigma_{r\varphi} &= \frac{\sigma_U}{\sqrt{2}\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} & \text{et} & & \sigma_Z &= \frac{\sigma_U}{\sqrt{2}\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} & (3.34) \\ \text{soit} & & \sigma_{r\varphi} &= 14,8 \mu\text{m} & \text{et} & & \sigma_Z &= 848 \mu\text{m} \end{aligned}$$

Ces valeurs sont à comparer avec les variances de la distribution des résidus dans les directions $(r\varphi, Z)$, figure 3.37, nous obtenons un très bon accord.

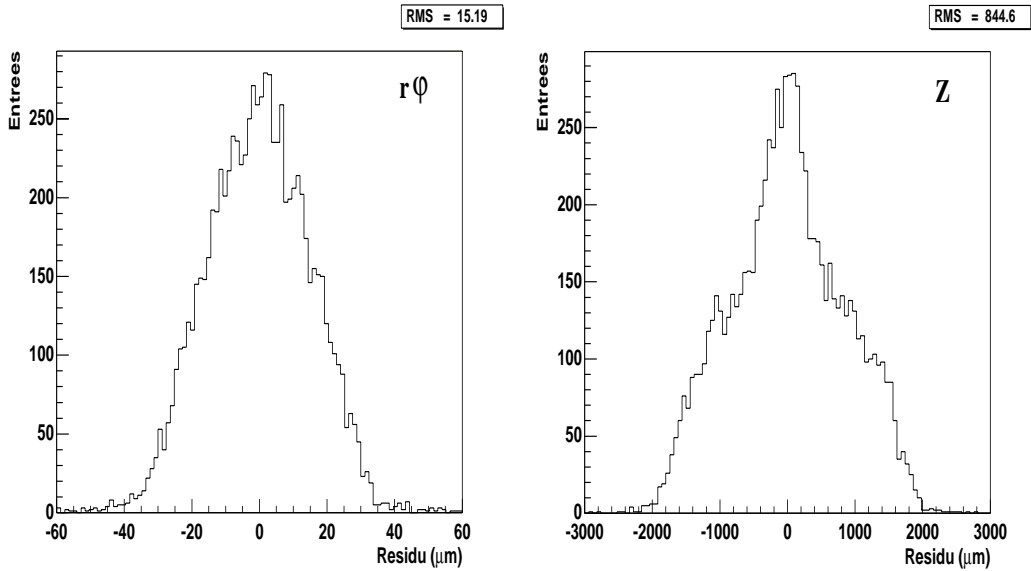


FIG. 3.37: *Résolution spatiale dans le plan $(r\varphi, Z)$.*

3.5.5 Résultats pour un module STAR

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont issus de l'analyse de données d'un module de détection comparable à ceux qui seront utilisés pour le SSD de STAR. Nous ne décrivons pas ses caractéristiques en détails ici, mais nous rappellerons juste que la connexion est assurée par le procédé TAB et les hybrides qui supportent l'électronique sont radicalement différents de ceux du module prototype. Ces circuits hybrides sont réduits au minimum de matière et de taille possible afin de satisfaire aux contraintes du module de détection telles qu'elles sont définies dans le chapitre 2 (voir aussi la photo 2.13).

De plus, le dispositif de contrôle, voir la figure 3.21, a été rendu le plus proche possible de celui qui sera utilisé dans STAR. Ainsi le châssis CAEN fournissant les tensions d'alimentations était placé à une distance de l'ordre de 30 mètres. La différence majeure se situe au niveau de l'acquisition. Dans STAR les données provenant de la face flottante (la face portée au potentiel de polarisation du détecteur) seront numérisées par des convertisseurs eux aussi flottant, ensuite seulement une translation de niveau, via un couplage opto-électronique, sera réalisée. Cette caractéristique devrait permettre de minimiser le bruit dû au passage par un opto-coupleur car les données numérisées sont bien évidemment moins sensibles au bruit que les données analogiques. De plus, le passage par les composants électroniques qui composent un opto-coupleur est une source de bruit. Lors des tests sous faisceau, le passage par l'opto-coupleur s'effectue avant la numérisation du signal, la charge équivalente de bruit ajoutée a été estimée à environ 150 électrons.

a) Résolution en énergie

Dans cette analyse, les coupures utilisées sont identiques à celles utilisées pour le module précédent. Nous remarquons ici le réglage des chaînes d'électronique ajusté afin d'obtenir un gain équivalent pour les faces p et n. La droite de corrélation parfaite est très proche de la première bissectrice du plan dans la représentation de la charge totale recueillie sur la face p en fonction de celle recueillie sur la face n.

Les maximums de probabilité des distributions de Landau de la charge totale des amas

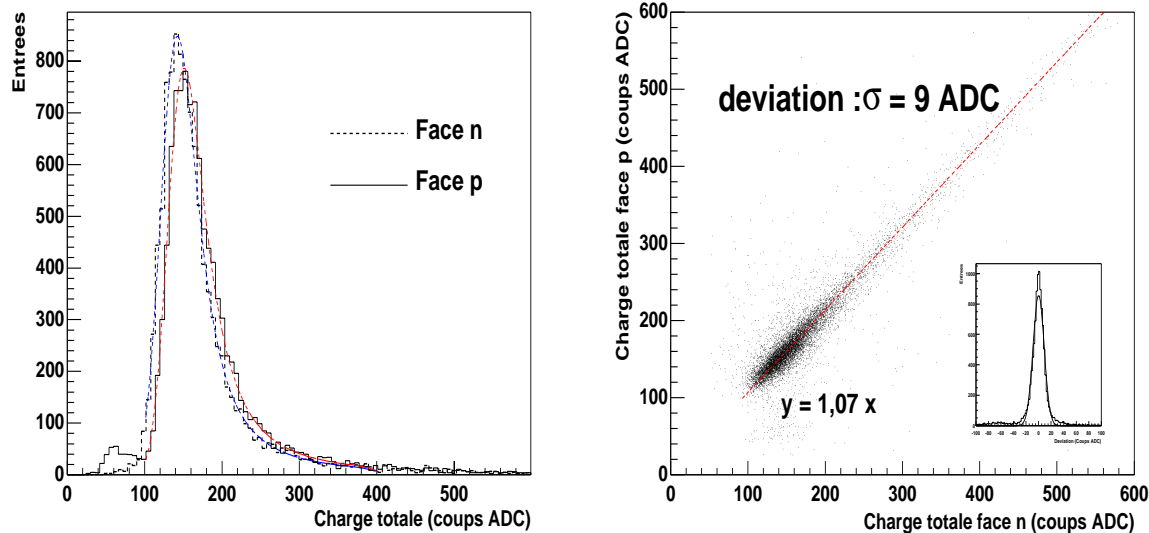


FIG. 3.38: *Extraction du signal et résolution en énergie.*

pour les faces p et n sont respectivement de 148 et 139 coups ADC.

Étalonnage de la chaîne d'acquisition

La chaîne d'électronique en sortie véhiculant le signal analogique de sortie du circuit ALICE128C a été étalonnée. Le principe est très simple: un signal d'amplitude et de fréquence choisies (signal triangulaire d'amplitude 600 mV crête à crête et de fréquence 5kHz) est injecté dans la chaîne en lieu et place de la sortie analogique du circuit. Après l'analyse de ces données, la relation entre la tension injectée et les valeurs ADC peut être établie. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.7.

	Étalonnage	Données
Face p	48 mV \equiv 144 ADC \hookrightarrow 1 ADC \equiv 167 e ⁻	25000 e ⁻ \equiv 148 ADC \hookrightarrow 1 ADC \equiv 162 e ⁻
Face n	48 mV \equiv 141 ADC 2 \hookrightarrow 1 ADC \equiv 170 e ⁻	25000 e ⁻ \equiv 139 ADC \hookrightarrow 1 ADC \equiv 173 e ⁻

TAB. 3.7: *Étalonnage du module de détection.*

Deux informations sont à extraire de ce tableau: le signal collecté correspond effectivement au signal attendu si l'on considère le gain du circuit ALICE128C, 48 mV pour une particule au MIP. Nous obtenons également la relation d'équivalence entre l'unité ADC et le nombre d'électrons, nécessaire pour exprimer des valeurs absolues de charge équivalente de bruit.

Nous avons reporté dans le tableau 3.8 les résultats en terme de signal et de bruit pour les faces p et n. L'augmentation du bruit, en comparaison du module prototype, est liée au passage simultané à la connexion par TAB et donc à l'utilisation des circuits hybrides finaux. Les contributions respectives n'ont pu être isolées séparément. Le nombre de pistes bruyantes reste faible. Il faut néanmoins noter la présence sur ce module d'une *zone bruyante* qui provoque, sur environ 15 pistes adjacentes de chaque face (qui ne sont

	Signal (mp)	Bruit moyen	S/N (mp)	Pistes bruyantes
Face p	148 ADC	2,8 ADC	50	18
	25000 e ⁻	472 e ⁻		> 950 e ⁻
Face n	139 ADC	5,1 ADC	26	10
	25000 e ⁻	861 e ⁻		> 1720 e ⁻

TAB. 3.8: *Résumé des valeurs obtenues pour un module prototype.*

pas comptabilisées dans le tableau 3.8), un bruit plus important. Cette zone bruyante provient d'un défaut intrinsèque au détecteur en silicium.

La figure 3.39 montre les distributions du signal sur bruit pour les faces p et n du module de détection.

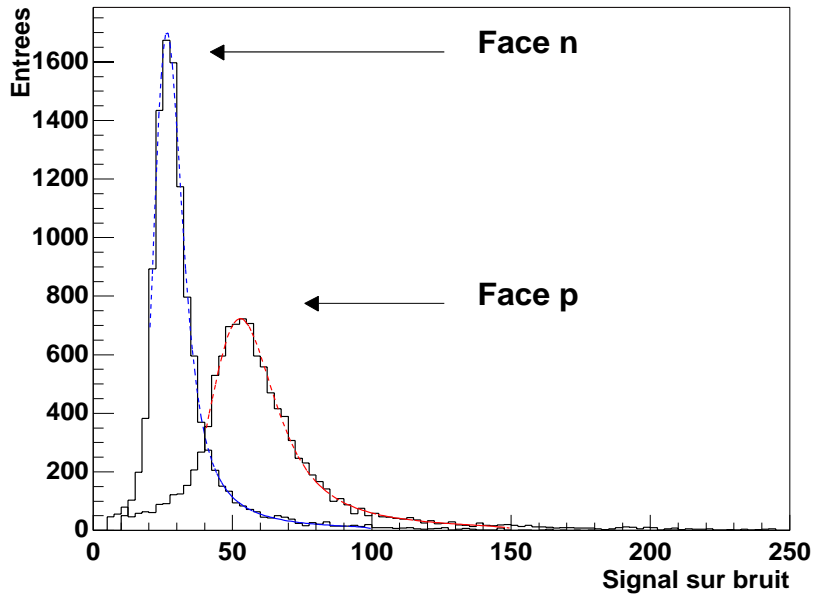


FIG. 3.39: *Distribution du signal sur bruit.*

b) Résolution en position

Les valeurs de résolution en position pour ce prototype STAR sont résumées dans le tableau 3.9 suivant :

	Résolution intrinsèque (μm)	Résolution (μm)
Face p	$\sigma_u = 22,1$	$\sigma_{r\varphi} = 16$ $\sigma_Z = 890$
Face n	$\sigma_u = 22,8$	

TAB. 3.9: *Résolutions en position obtenues.*

c) Efficacité de détection

L'efficacité de détection pour les détecteurs en silicium à micropistes est, en général, très élevée. Le principal facteur limitant s'apparente aux pistes défectueuses, plus précisément à toute anomalie interdisant la collecte ou la lecture des charges déposées dans le silicium. Nous incluons ainsi les défauts de l'électronique de lecture et de connexion.

La définition de l'efficacité employée dans cette analyse est la suivante: la trace est dans un premier temps reconstruite au moyen du télescope, puis extrapolée sur les faces p et n du module de détection (préalablement aligné). Deux positions, notées u_p^t et u_n^t , sont obtenues ainsi que les index des pistes les plus proches du point d'impact p_p^t et p_n^t . Nous définissons également 3 seuils :

- T_χ^2 , seuil sur la valeur du χ^2 de la droite reconstruite (cf. équation 3.23)
- $T_{S/N}$, seuil en signal sur bruit au-delà duquel nous considérons qu'une particule a effectivement été détectée
- T_g , seuil sur la distance de recherche autour la piste la plus proche du point d'impact.

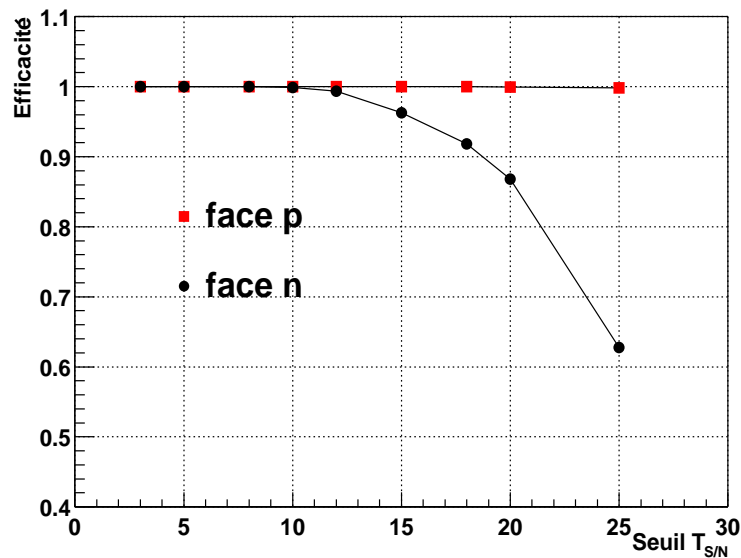


FIG. 3.40: *Efficacité de détection.*

La figure 3.40 montre l'évolution de l'efficacité en fonction du seuil en signal sur bruit, avec $T_\chi^2 < 30$ ($\equiv 4\sigma$) et $T_g = \pm 200 \mu\text{m}$ autour du point d'impact reconstruit. Il faut préciser qu'une zone fiduciaire a été définie afin de s'affranchir des pistes inactives, permettant d'atteindre une efficacité de 100%. Ces pistes inactives ont été déterminées au moyen du test des connexions par TAB décrit dans la section 3.4.

3.5.6 Conclusions

Ces tests sous faisceaux ont permis une étude détaillée des performances des détecteurs en silicium ainsi que leur évolution au cours de la définition et construction du module STAR tel qu'il existe dans sa version finale.

La résolution intrinsèque des détecteurs est de $\sigma_u \approx 22 \mu\text{m}$, pour des particules au minimum d'ionisation en incidence normale. Cette valeur peut être améliorée en fonction de l'algorithme de reconstruction du signal choisi. Les résolutions dans les directions $r\varphi$ (plan transverse) et Z (axe du faisceau) après la reconstruction du signal sur chaque face sont $\sigma_{r\varphi} = 16 \mu\text{m}$ et $\sigma_Z = 890 \mu\text{m}$. La charge équivalente de bruit pour une piste de la face p (n) est de 500 e- (850e-). Cependant, d'autres mesures réalisées en source pour un module de détection de pré-production ont montré des valeurs plus élevées : 700 et 1100 électrons sur les faces p et n respectivement. Ces valeurs sont prises actuellement comme références pour le simulateur du SSD dans la chaîne de simulation et reconstruction des données de STAR et les performances (simulées) en terme d'efficacité et pureté sont très satisfaisantes [Hip00].

Si les résultats obtenus pour le module de détection révèlent un fonctionnement très satisfaisant des différents éléments, ils valident également les options technologiques, en particulier la connexion par TAB, choisies.

3.6 Irradiation du module de détection

Nous allons, dans cette partie, présenter les résultats provenant de différentes campagnes de tests qui avaient pour objectif de déterminer les effets, en particulier les dégradations, dus à l'irradiation pour les détecteurs en silicium à micropistes et leur électronique de lecture. Nous avons donc soumis à un flux de particules ionisantes un détecteur connecté aux circuits de lecture ALICE128C.

Les modules de détection du SSD font partie d'un programme de R&D commun aux expériences STAR et ALICE. Des doses élevées ont été atteintes (plusieurs dizaines de krad) afin de simuler l'environnement radiatif du LHC. Dans l'expérience STAR, une dose totale de 10 krad pour la couche la plus interne du SVT est considérée réaliste pour les 10 ans de fonctionnement du détecteur [Pan95]. Les modules du SSD, plus éloignés, recevront une dose inférieure: la valeur de 10 krad sera conservée offrant ainsi une marge de sécurité suffisante.

3.6.1 Dispositif expérimental

a) Description

Nous avons utilisé pour ces tests des protons de 30 MeV délivrés par l'accélérateur VIVITRON de l'IReS à Strasbourg. Un système de diffusion et de collimation, représenté sur la figure 3.41, permettait d'obtenir un faisceau uniforme de protons de 20 MeV, avec une ouverture angulaire de $\pm 1,7^\circ$. Le détecteur en silicium irradié est une structure

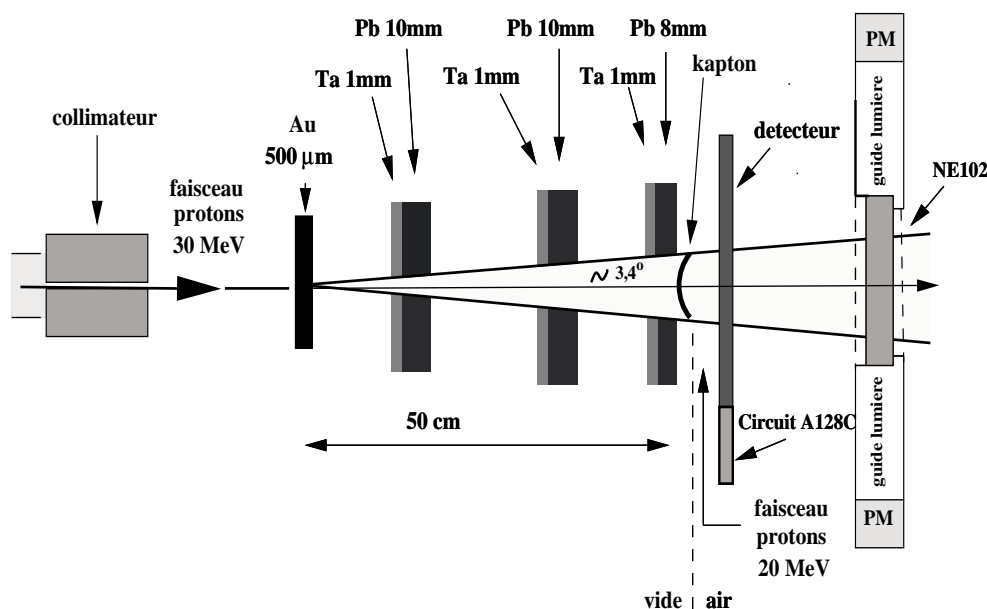


FIG. 3.41: Schéma du dispositif expérimental.

de test, i.e. une réplique exacte des détecteurs en silicium utilisés dans les modules de détection à l'exception du fait qu'elle ne compte que 128 pistes. Lors de l'irradiation du détecteur, celui-ci était placé dans l'air ambiant 2 cm derrière la feuille de kapton. Un scintillateur (NE102) de 1 mm d'épaisseur couplé à deux photo-multiplicateurs assurait le comptage des protons traversant le détecteur (de l'ordre de $3,5 \times 10^5/s$). La géométrie du faisceau et la surface de la zone irradiée ont été déterminées grâce un film GAFchromic

sensible aux particules chargées; une tâche uniforme et circulaire de diamètre 8 mm est apparue après développement du film. Le calcul de la dose absorbée s’obtient au moyen de la formule suivante :

$$D = E_p \times N_p / m \quad (3.35)$$

où E_p est l’énergie perdue par un proton dans le matériau traversé, N_p le nombre de protons (comptés par le scintillateur) et m la masse du matériau irradié.

L’irradiation du circuit de lecture était plus problématique. En effet, le circuit est implanté sur un substrat de silicium de 500 μm d’épaisseur et reposait sur un support épais (carte électronique) pour sa fixation et sa connexion. Afin de s’affranchir des phénomènes de diffusion et de perte d’énergie des protons dans cette matière qui auraient perturbé leur comptage, nous avons préféré placer le scintillateur en amont du circuit. Les doses absorbées étaient évaluées à partir de la relation 3.35 en dose équivalente à celle reçue par le détecteur dans la configuration de la figure 3.41. Ceci permettant une comparaison directe des résultats.

b) Acquisition de données

Deux types de mesures ont été enregistrées lors de l’irradiation du détecteur ou de l’électronique. D’une part, les différentes caractéristiques électriques :

- courants de fuite du détecteur sur l’anneau de polarisation (i_{BS}) et sur l’anneau de garde (i_G)
- courants consommés par l’électronique de lecture

Toutes les 5 minutes, le faisceau était coupé pendant 3 secondes pendant lesquelles les mesures étaient effectuées. D’autre part, un système d’acquisition (comparable à celui des tests en faisceau) permettait de lire les pistes du détecteur. Un signal provenant du scintillateur, échantillonné à 2^9 en raison du flux important de protons, déclenchait l’acquisition.

3.6.2 Irradiation du circuit ALICE128C

a) Piédestaux et bruit

Chaque voie de lecture est caractérisée par un piédestal et un bruit spécifique. L’évolution des piédestaux en fonction de la dose absorbée est représentée sur la figure 3.42. Le circuit irradié lit les données de la face p du détecteur, les données relatives à quatre canaux (choisis arbitrairement) de cette face sont présentées (symboles ouverts). A titre de comparaison, deux canaux de la face n (circuit non-irradié) sont aussi représentés (symboles pleins).

Pendant l’irradiation du circuit, une diminution importante des valeurs des piédestaux a été observée, 250 mV initialement à -80 mV en fin d’irradiation (48 kRad⁸). Après 10 krad, la diminution est en moyenne de 35 mV, soit 14%. Le piédestal d’une voie correspond à un niveau continu des étages de préamplification et de mise en forme (cf. section 3.3). Cette variation n’est donc, en soi, pas critique pour le bon fonctionnement du circuit. De plus, il est possible en ajustant les valeurs des paramètres de polarisation du circuit de

8. en dose équivalente pour le détecteur

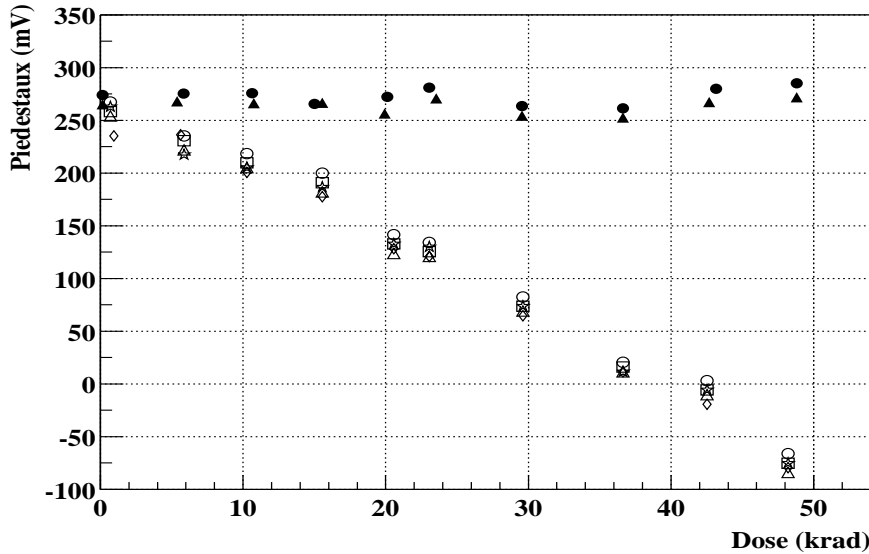


FIG. 3.42: Evolution des piédestaux d'un échantillon de canaux irradiés (symboles ouverts) et non-irradiés (symboles fermés).

compenser cette perte et de restaurer aux piédestaux leur valeur initiale [TDR99]. D'autre part, le bruit moyen des pistes de la face p reste constant de 0 à 30 krad.

b) Modification du gain

La possibilité d'un changement de gain a été examinée lors de l'irradiation. Nous avons détaillé précédemment, parmi les fonctionnalités du circuit ALICE128C, la possibilité de générer sur des voies spécifiques une impulsion de courant : six canaux ont ainsi été stimulés à différentes doses. Les variations de l'amplitude des impulsions, déterminées par l'analyse hors ligne, sont présentées sur la figure 3.43. La diminution d'amplitude est clairement visible pour le circuit irradié (face p), mais ne devient conséquente qu'à partir d'une dose de 30 krad ($\approx 6\%$). Pour une dose de 10 krad, la perte de signal est de l'ordre de grandeur des fluctuations statistiques.

Il reste cependant une interrogation sur ces résultats. La diminution d'amplitude des signaux peut également provenir, non pas d'une baisse du gain des chaînes d'amplification, mais du générateur interne lui-même sans que nous puissions trancher. En émettant l'hypothèse d'une perte de gain, nous nous plaçons volontairement dans le cas le plus défavorable. Là encore, il est possible de retrouver le gain initial en modifiant les paramètres de polarisation du circuit.

c) Phénomène de *latchup*

Nous allons dans ce paragraphe faire un aparté aux tests d'irradiation, cependant nous ne changeons pas tout à fait de sujet. Un phénomène, dit de *latchup*, est induit par une particule très ionisante qui perd toute son énergie dans un circuit intégré, le circuit ALICE128C dans notre cas. Le fort dépôt de charge conséquent est susceptible d'initier un court-circuit virtuel entre les lignes d'alimentation du circuit conduisant à sa destruction par la chaleur créée par effet Joule.

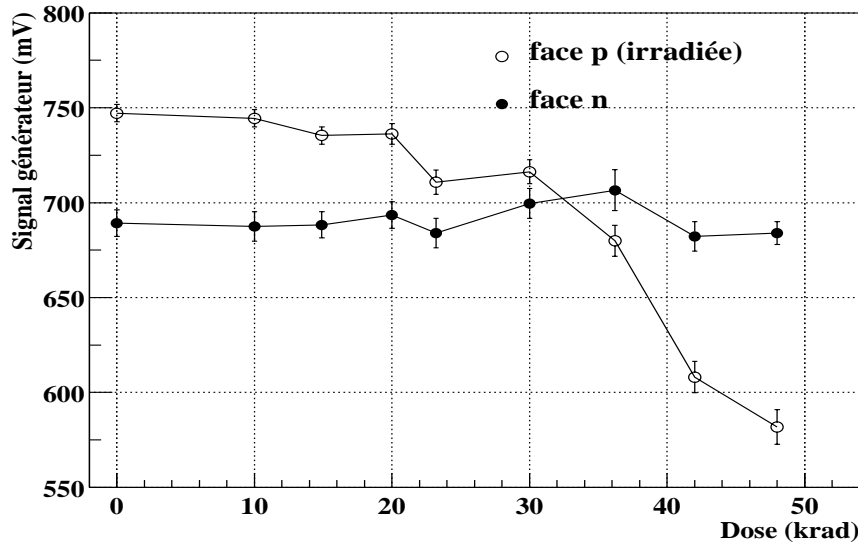


FIG. 3.43: Evolution de l'amplitude des signaux du générateur interne.

Nous n'attendions pas de tels événements lors des tests d'irradiation décrits dans cette section, et ce ne fut effectivement pas le cas. L'occurrence de ce phénomène reste entaché de larges incertitudes. Cependant, dans le cadre du SSD de STAR, un système dédié, localisé sur les cartes de connexion (voir figure 2.8) permet, en cas de surconsommation de courant des circuits de lecture, d'éteindre les alimentations qui polarisent le circuit (en réalité, tous les circuits présents sur l'hybride sont éteints). La remise sous tension des circuits suivie du protocole d'initialisation suffit à en rétablir le bon fonctionnement.

3.6.3 Irradiation d'un détecteur en silicium

Par deux fois, nous avons irradié un détecteur en silicium (structure de test). Au cours du premier test, nous avons atteint une dose totale de 15 krad [Ger99]. Lors de la campagne suivante, orientée vers une simulation de l'environnement du LHC, le détecteur a reçu une dose totale de 530 krad. Nous allons nous efforcer, à partir des données de la deuxième campagne, de quantifier les effets de l'irradiation sur les performances du détecteur en terme d'augmentation du bruit.

a) Courants de fuite

Les courants de fuite sur les anneaux de polarisation (I_{BS}) et de garde (I_G) du détecteur ont été mesurés lors de l'irradiation. La figure 3.44 montre leur évolution en fonction de la dose absorbée. Le courant initial sur l'anneau de polarisation était de 150 nA au début de l'irradiation, il augmente linéairement en fonction de la dose absorbée. Nous ne chercherons pas ici à comparer cette évolution à celles qui ont déjà été observées pour ce type de détecteur, cette étude a été réalisée dans [Ger01]. Nous concluons simplement que le coefficient qui détermine l'accroissement du courant I_{BS} en fonction de la dose absorbée est tout à fait compatible avec les résultats déjà publiés, indiquant un comportement normal du détecteur.

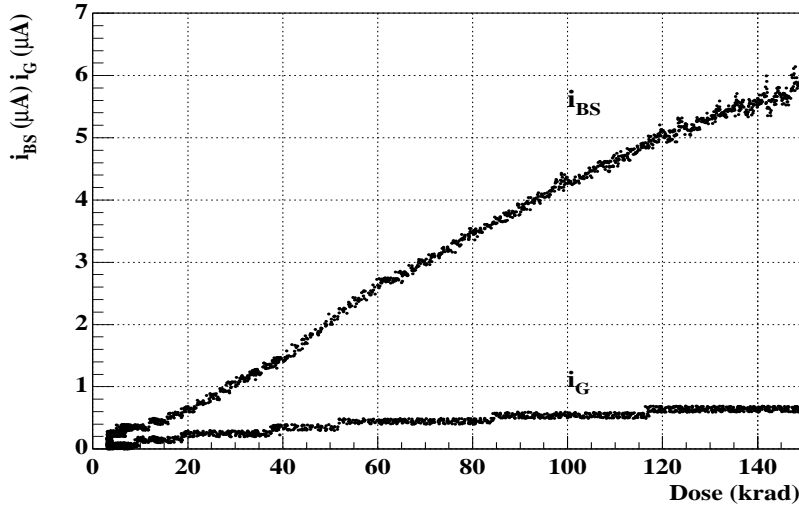


FIG. 3.44: Courants sur les anneaux de polarisation et de garde mesurés pendant l'irradiation.

b) Bruit du détecteur silicium

Des acquisition de données ont été effectuées, toutes les pistes des faces p et n étaient lues. Un total de 2000 événements était enregistré en l'absence de faisceau. Le calcul du bruit est accompli selon les méthodes développées pour l'analyse des données des tests des modules de détection sous faisceau.

En premier lieu, nous pouvons remarquer que le bruit sur la face p est plus important que celui de la face n en raison de l'irradiation antérieure du circuit de lecture de la face p. La charge équivalente de bruit, exprimée en électrons, augmente clairement sur les deux faces du détecteur, passant de 890 (670) à 2450 (1790) électrons pour la face p (face n) après 130 krad. Le bruit calculé pour les pistes situées hors du profil de faisceau et par conséquent non-irradiées, reste égal à sa valeur de départ. Le bruit pour les pistes irradiées est présenté sur la figure 3.45 pour chaque face. L'augmentation du bruit d'une piste (Δb_p) est fortement corrélée à son courant de fuite (i_p), et par extension au courant de fuite total sur l'anneau de polarisation. Ces valeurs sont liées par une relation du type $\Delta b_p \propto \sqrt{i_p}$. Cependant il n'est pas possible de reproduire les valeurs du bruit mesuré avec la seule contribution du courant de fuite, la valeur de Δb_p calculée est inférieure d'un facteur 2. Ce désaccord a déjà été mis en évidence pour des détecteurs en silicium à micropistes par la collaboration CDF [Azz96].

Il nous est difficile de conclure quant à l'augmentation du bruit pour des doses inférieures à 20 krad. Entre 7 et 17 krad, Δb_p est de l'ordre de 200 électrons pour la face n et 300 pour la face p. Ces valeurs doivent être multipliées par un facteur tenant compte que seule une fraction de la longueur totale des pistes a été irradiée.

c) Tests en source

Afin de vérifier que l'irradiation n'introduisait pas de perte dans la création et/ou la collection du signal, un test avec une source radioactive a été réalisé. Les particules (β^-) issues d'une source de Strontium (Sr^{90}) possèdent une énergie maximale de l'ordre de

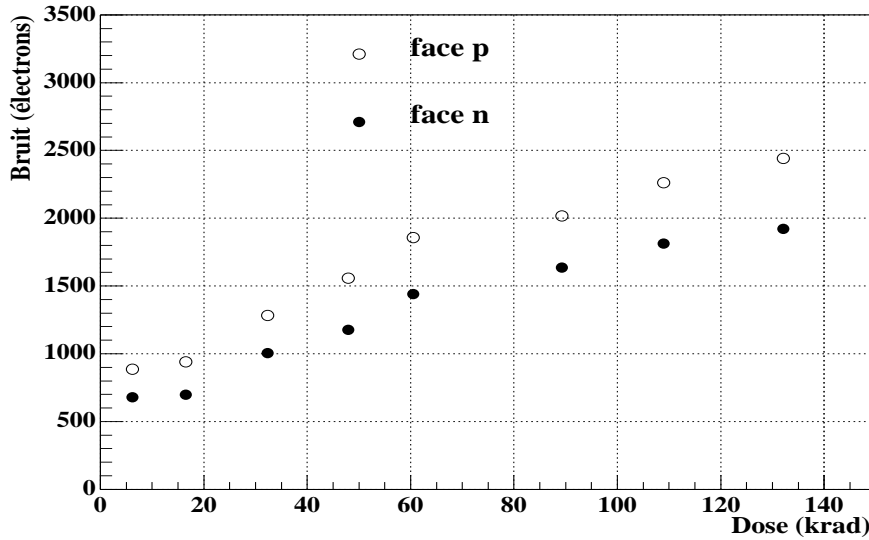


FIG. 3.45: *Bruit des pistes irradiés sur les faces p et n.*

2 MeV, nous pouvons considérer la charge déposée égale au MIP. Les distributions de Landau du signal collecté sur les pistes possèdent des caractéristiques identiques, que ces pistes soient situées dans la zone irradiée ou non. L'irradiation ne semble pas affecter la création du signal dans le détecteur.

3.6.4 Conclusions

Ces tests nous permettent d'affirmer que les modules de détection pour STAR ne subiront pas de pertes significatives de leurs performances initiales à cause de la dose équivalente reçue pendant leur durée de fonctionnement dans l'expérience.

Les circuits de lecture montrent une sensibilité aux particules ionisantes qui se traduit sur les valeurs des piédestaux et des gains. Cependant les effets induits par une dose de 10 krad (équivalente pour le détecteur en silicium) sont aisément compensables. De plus, aucune augmentation de bruit n'a été observée avant 30 krad.

Le détecteur en silicium a également montré un comportement très satisfaisant. La collection des charges n'est pas perturbée même pour de très fortes doses. L'augmentation du bruit est toutefois relativement difficile à quantifier. Si l'on considère des bruits initiaux pour les modules de détection de l'ordre de 700 électrons sur la face p et 1100 électrons sur la face n, alors une dose absorbée de 10 krad conduirait aux valeurs de bruit suivantes : 900 électrons sur la face p et 1120 sur la face n. Soit des rapports signal sur bruit pour une particule au MIP de 28 et 23 sur les faces p et n respectivement. Les deux remarques suivantes permettent cependant d'être optimiste quant à la dégradation du rapport signal sur bruit des modules de détection du SSD :

- lors de la première campagne d'irradiation, le détecteur en silicium a reçu une dose de 15 krad. Au début de la deuxième campagne de test qui a eu lieu 1 an plus tard, le détecteur avait complètement récupéré en terme de courant de fuite : I_{BS} était revenu à sa valeur initiale avant toute irradiation.
- la dose de 10 krad est une valeur très conservative puisqu'elle a été estimée pour

la couche la plus interne du SVT. Le flux de particules rapporté aux modules de détection du SSD conduit à une dose proche de 1 krad.

3.7 Bilan relatif aux modules de détection

La réalisation des tests présentés dans ce chapitre nous a permis d'acquérir une connaissance approfondie du fonctionnement des détecteurs en silicium à micropistes et de leur électronique de lecture, le circuit ALICE128C. Ces connaissances ont été mises à profit dans la caractérisation de la méthode de connexion par TAB, qui jusqu'alors n'avait jamais été utilisée dans le domaine des détecteurs en silicium à micropistes. Cette étude a permis de déterminer l'efficacité de connexion. De plus, en révélant certains défauts systématiques, qui ont pu être corrigés, le rendement de la connexion par TAB est supérieur à 99% pour les derniers modules de détection assemblés.

Le module de détection dans sa version finale a été testé sous faisceau au SPS. Les résultats obtenus en terme de résolution en position et de corrélation de charge sont en accord avec les spécifications requises. Ces performances ne seront pas altérées par des dommages dus à l'irradiation pendant la durée de fonctionnement de STAR. Les détecteurs en silicium et le circuit ALICE128C sont parfaitement aptes à supporter une dose de 10 krad qui est nettement supérieure à la dose réelle attendue.

Nous pouvons donc aborder la production du SSD dans son ensemble avec confiance au vu des résultats obtenus pour les modules de détection prototypes. La problématique de la production du SSD sera complètement différente dans la mesure où les tests mis en œuvre pour les premiers modules de détection ne pourront pas être réalisés dans leur ensemble pour chacun des 320 modules de détection qui formeront le SSD. Nous allons dans le chapitre suivant détailler les tests de production, des détecteurs en silicium et de l'électronique de lecture, préparatoires à la construction du cylindre SSD.

Chapitre 4.

La production du SSD

4.1 Les détecteurs à micropistes

La quatrième couche du trajectographe interne de STAR (SSD) est constituée de 20 échelles supportant chacune 16 modules de détection, soit un total de 320 modules. Il faut aussi prendre en compte le besoin d'échelles et de modules supplémentaires de remplacement. De plus, durant toutes les phases d'assemblage du SSD (connexion à l'électronique de lecture des détecteurs, tests des modules, assemblage sur les échelles) les risques de destruction ou d'endommagement ne sont pas exclus. Pour le μ Vertex de Delphi par exemple, les pertes pendant l'assemblage furent de 10 %. L'argument décisif reste financier, les détecteurs en silicium à micropistes sont des objets qui ont un coût très élevé. En conséquence il n'est pas possible d'en acquérir un nombre important au-delà du minimum strictement nécessaire. Finalement, un total de 400 détecteurs a été choisi afin de construire la totalité du SSD et de disposer d'une réserve d'échelles et de modules de remplacement.

Dans le cadre d'un marché (Fabrication de deux lots de détecteurs à micropistes au silicium), 2×200 détecteurs ont été commandés à la société Eurisys Mesures. Un document de référence *Le Cahier des Clauses Techniques Particulières* [CCT99], regroupe les conditions du marché, la description technique des détecteurs ainsi que les caractéristiques requises.

Les tests de production ont pour but de vérifier le maximum de spécifications précisées dans le cahier des charges. D'autre part, ces tests doivent permettre de définir les conditions d'utilisation de chacun des détecteurs testés. Le détecteur en silicium est l'objet de base dans la réalisation d'un module de détection. Ainsi ses caractéristiques conditionnent les performances du module, telles que l'efficacité de détection et le rapport signal sur bruit. Dans ce contexte, nous voyons que les limites imposées par le cahier des charges doivent être vérifiées afin de s'assurer que le détecteur en silicium, après connexion à l'électronique de lecture, aura les meilleures performances possibles.

Les détecteurs délivrés par la société Eurisys Mesures ont déjà subi des tests partiels. Il est donc nécessaire de procéder à des tests complémentaires et plus élaborés permettant de caractériser complètement leur bon fonctionnement. Les résultats des tests effectués par nos soins présentent aussi l'intérêt d'être inclus dans une base de données utilisable

ultérieurement dans le cadre de l'analyse des données produites par le SSD après son installation dans STAR.

Dans ce chapitre, nous allons décrire les caractéristiques requises pour les détecteurs en silicium ainsi que les tests, définis et mis en œuvre, pour les vérifier. Dans un premier temps, nous présenterons les résultats de ces tests au niveau individuel, pour un détecteur issu de la production choisi arbitrairement. Nous effectuerons le bilan des tests en considérant l'ensemble de la production. Nous détaillerons ensuite les tests de production pour l'électronique de lecture et nous présenterons un bilan des résultats obtenus. L'impact de la qualité de la production sur la construction et la prise de données du SSD sera également discutée.

4.1.1 Critères d'acceptation et définition d'un label de qualité

Les caractéristiques principales, géométriques et électriques, des détecteurs sont résumées dans le tableau 4.1, pour une description détaillée se reporter à la référence [CCT99].

Caractéristiques géométriques du détecteur	Surface totale	$75 \times 42 \text{ mm}^2$
	Epaisseur	$300 \mu\text{m}$
	Nombre de pistes	768 par face
	Dimensions des pistes	$40006 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$
	Pas interpistes	$95 \mu\text{m}$
	Angle stéréoscopique	35 mrad
Spécifications électriques	Tension de fonctionnement (V_f)	≤ 55 volts et supérieure à la tension de déplétion ($\sim 10 \text{ V}$)
	Tension de claquage	> 55 volts
	Courant de fuite à travers l'anneau de garde	$< 5 \mu\text{A}$
	Courant de polarisation	$< 2 \mu\text{A}$
	Tension de claquage des capacités de couplage	$> 100\text{V}$ ou $> 2 \times V_f$
	Résistance de polarisation	$> 10 \text{ M}\Omega$

TAB. 4.1: Définition des caractéristiques des détecteurs, extrait de la référence [CCT99].

Les caractéristiques géométriques du détecteur sont dictées par les impératifs physiques expliqués dans le chapitre 2. Principalement les résolutions en positions souhaitées ainsi que la minimisation du nombre de points d'impact ambigus quand plusieurs particules traversent le détecteur. En revanche les caractéristiques électriques sont conditionnées par les performances du détecteur. Les valeurs limites des résistances de polarisation ainsi que celle du courant de fuite maximal circulant dans l'anneau de polarisation sont choisies de manière à minimiser le bruit. La valeur maximale de 55 volts pour la tension de fonctionnement permet de s'affranchir de certaines contraintes liées aux règles de sécurité de STAR.

Il faut rajouter aux différentes spécifications énumérées ci-dessus, les critères d'acceptation en terme de pistes fonctionnelles. Nous considérerons qu'une piste est défectueuse si elle rentre dans l'une des catégories suivantes:

1. la capacité de couplage est court-circuitée (*pinhole*), i.e. la piste implantée et la piste

de lecture en aluminium sont en couplage direct.

2. la piste en aluminium est coupée, conduisant à une valeur plus faible de la capacité de couplage.
3. des pistes de lectures adjacentes sont en court-circuit, dans ce cas, la valeur de la capacité de couplage est multipliée par le nombre de pistes en court-circuit.

Le nombre maximum de pistes défectueuses par face est fixé à dix. L'impact de ces défauts sur la détection des particules, et plus précisément la reconstruction du signal est décrit dans la section 3.2.2. Le nombre de pistes bruyantes constitue aussi un critère d'acceptation (≤ 10 par face). Une piste est bruyante quand elle dépasse d'un facteur 3 le bruit moyen des pistes sur la face considérée. Cette mesure peut être effectuée de deux manières différentes : soit en connectant aux pistes un amplificateur adapté, soit en mesurant le courant de fuite de la jonction. La première méthode n'a pas été utilisée lors des tests de production ; les pistes bruyantes d'un détecteur seront déterminées après l'assemblage final avec l'électronique de lecture sur un banc de test dédié. La deuxième méthode, quant à elle, n'est pas applicable sur les détecteurs car ceux-ci ne possèdent pas de contacts ohmiques à la piste implantée.

A partir de ces informations, nous avons défini 7 critères de qualité, voir le tableau 4.2, qui dépendent des caractéristiques intrinsèques des détecteurs testés. Dans la définition de ces qualités, nous avons pris en compte uniquement des quantités mesurées dans nos tests tels qu'ils sont définis dans le paragraphe 4.1.2. Par exemple, le cahier des charges précise une valeur minimale des résistance de polarisation (R_b), or celles-ci ne sont pas mesurées dans nos test; la valeur R_b n'est donc pas incluse dans la définition des critères de qualité. Nous pouvons constater en comparant les tableaux 4.1 et 4.2 que les qualités 1 et 2 seront associées à des détecteurs répondant en tout point testé aux spécifications requises par le cahier des charges. En revanche, tous les détecteurs associés aux indices de qualité supérieurs à 2 présentent au moins une caractéristique incompatible avec le cahier des charges. La qualité 7 est temporaire, elle n'est utile qu'au cours du processus de test.

4.1.2 Définition des tests

Afin de vérifier les différents critères de qualité spécifiés dans le cahier des charges et résumés par le tableau 4.1, un protocole de test, tenant compte de plusieurs contraintes a été défini. Les tests se déroulent en deux parties distinctes :

- tests visuels sous binoculaire
- tests électriques au moyen d'une station sous pointes.

a) Tests visuels

L'analyse visuelle, effectuée à l'aide d'un microscope¹, permet de contrôler la qualité des structures gravées sur le détecteur.

- état du bord de découpe du détecteur
- présence des marques de positionnement (voir [CCT99]) utilisées lors de l'assemblage;

1. Binoculaire (16x) Leica MZ12 avec un objectif 10x

Qualité	Spécifications requises
1	<p>Nombre total de pistes défectueuses ≤ 4.</p> <p>$I_{bias} \leq 2\mu A$ <u>et</u> à la tension de fonctionnement. $I_{guard} \leq 5\mu A$</p>
2	<p>$4 < \text{Nombre total de pistes défectueuses} \leq 10$.</p> <p>$I_{bias} \leq 2\mu A$ <u>et</u> à la tension de fonctionnement. $I_{guard} \leq 5\mu A$</p>
3	<p>Le nombre de pistes défectueuses sur une face > 10.</p> <p>$I_{bias} \leq 2\mu A$ <u>et</u> à la tension de fonctionnement. $I_{guard} \leq 5\mu A$</p>
4	<p>$I_{bias} > 2\mu A$ <u>ou</u> à la tension de fonctionnement. $I_{guard} > 5\mu A$</p>
5	<p>Le détecteur est inutilisable</p> <p>Problème électrique, mécanique ...</p>
6	<p>La tension de déplétion V_d est supérieure à 55 V.</p>
7	<p>Le détecteur n'est pas complètement testé ou à revoir.</p>

TAB. 4.2: Définition des critères de qualité en fonction des caractéristiques du détecteur.

- présence d'un poinçon identifiant le détecteur
- traces, rayures et autres défauts ponctuels susceptibles d'affecter le fonctionnement du détecteur.

Seuls les défauts lithographiques de taille relativement importante peuvent être observés. Nous ne chercherons pas lors de ce test à identifier des défauts tels que des pistes coupées ou des pistes en court-circuit, qui seront automatiquement détectés par les tests électriques. Dans le cas où l'on découvre lors de ce test un défaut d'importance, il est possible de prendre une photographie grâce à la caméra vidéo de la station sous pointes, voir la figure 4.3.

b) Mesures électriques (statiques)

Les différentes mesures sont résumées dans le tableau 4.3, une description plus détaillée est donnée dans la section 4.1.3.

Tests	Mesures	Caractéristiques	Occurrence	Temps requis
Mesure des courants de fuite	I_{total} , I_{guard} , I_{bias} en fonction de V	$V_{\text{déplétion}}$, V_{maximum}	systématique	$\sim 3\text{min}$
Mesure de la capacité du substrat	C_{bulk} en fonction de V	$V_{\text{déplétion}}$	facultatif	$\sim 3\text{min}$
Mesure de la capacité interpiste	$C_{\text{interpiste}}$ en fonction de V	$V_{\text{déplétion}}$	facultatif	$\sim 5\text{min}$
Mesure de la capacité de couplage	C_{couplage} , I_{fuite}	pistes coupées, en court-circuit, en couplage direct	systématique (faces P et N)	$\sim 45\text{min}$ par face
Stabilisation	I_{total} , I_{guard} , I_{bias} en fonction du temps	stabilité des courants de fuite à la tension de fonctionnement	systématique	variable

TAB. 4.3: Définition des tests électriques.

Comme nous pouvons le voir dans le tableau 4.3, les caractéristiques fondamentales sont déterminées par les différents tests et vérifiées de manière croisée au moyen des tests facultatifs. Les problèmes dus à des défauts d'implantation ne sont pas détectés par nos tests, cela nécessiterait de mesurer les capacités interpistes pour toutes les pistes adjacentes. De plus, les détecteurs utilisés dans STAR ne possèdent pas de contact direct à l'implantation, interdisant la mesure du courant de fuite des jonctions ou de la chute de tension dans la résistance de polarisation. Nous pouvons néanmoins faire deux remarques à ce propos:

- la contrainte sur le courant de polarisation ($I_{\text{bias}} < 2\mu\text{A}$) permet de supposer un faible courant de fuite moyen par piste, cela n'exclut cependant pas la présence possible de pistes plus bruyantes
- les défauts d'implantation (interruption, court-circuit) sont indétectables par nos tests, néanmoins il est raisonnable de penser que ceux-ci seront très peu nombreux. En effet, la phase d'implantation est relativement moins sensible (en terme

de défauts) que les étapes de lithographie. De plus la technique du *p-spray* rend peu probable le défaut de rupture d'isolation entre les pistes de la face n.

La dernière remarque concerne le temps nécessaire pour effectuer le test complet d'un détecteur. Tenant compte des différentes manipulations (alignements, changement de face pour le test des pistes, mise en place de contacts par micro-pointes), le test complet d'un détecteur (sans les tests facultatifs) nécessite [100 + temps de stabilisation] minutes. Le temps de stabilisation est généralement de 30 min pour chaque détecteur testé dans la journée (s'il ne présente pas de dérive) et d'environ 10 heures pour le dernier détecteur testé (durant la nuit).

c) Support de tests pour les détecteurs

Un problème technique majeur dans le test de détecteurs en silicium à micropistes double-face réside dans l'accès aux structures de polarisation sur la face arrière du détecteur, i.e. la face reposant sur le plateau mobile de la station sous pointes. Il y a deux manières d'appliquer la tension de polarisation au détecteur : la première (voir figure 4.1) utilise les contacts (P1,P2 et P0), la deuxième les contacts (P1,P2) et (N1,N2).

La première méthode ne nécessite aucun appareillage particulier et a été employée au début des tests de production. Le détecteur est déposé sur le plateau mobile, puis la tension de polarisation est appliquée au point P0 et les courants sont mesurés aux points P1 et P2. Tous ces contacts sont effectués à l'aide de micro-pointes.

La deuxième méthode a nécessité le développement d'un support. Ce support se compose de 2 cadres en verre epoxy (FR4) qui entourent le détecteur, et le maintiennent par serrage. Les anneaux de polarisation sont reliés électriquement à des connecteurs au moyen d'un câblage par fil d'aluminium. D'autres méthodes, pour résoudre le problème de la prise de contact sur la face arrière d'un détecteur, consistent en l'utilisation d'un caoutchouc conducteur (placé entre le détecteur et le plateau mobile) ou d'appareils complexes utilisant des micro-pointes solidaires au détecteur [Fra95, Kui99]. Elles n'ont pas été mise en oeuvre dans notre travail.

De plus, le test des détecteurs à micropistes suppose un soin extrême dans la manipulation ainsi que dans la mise en contact électrique des micro-pointes. Le support que nous avons développé pour les tests de détecteurs en silicium répond à ces deux exigences :

- faciliter la manipulation des détecteurs
- assurer des contacts électriques fiables au moyen de câblage par fil des anneaux de polarisation sur chacune des faces. Ce procédé permet également de réduire le nombre de micro-pointes nécessaires lors du test.

Après le test visuel, le détecteur est déposé dans son support de test, puis les anneaux de polarisation de chaque face sont connectés. Nous pouvons voir sur la figure 4.2 le détecteur dans son support fixé sur le plateau mobile de la station sous pointes. Partant du support, les deux câbles, effectuant la connexion aux anneaux de polarisation et qui sont reliés aux alimentations haute-tension et au picoampèremètre. L'utilisation de ce support imaginé et développé par nos soins a clairement facilité et sécurisé les tests avec la station sous pointes. De plus, nous avons montré que son utilisation n'engendrait aucune modification sur les résultats de mesure et ne posait aucune difficulté particulière. Sur les 440 détecteurs testés, seuls les 90 premiers l'ont été sans cadre. Un nombre de 100 supports a été suffisant pour réaliser la totalité des tests sur les 350 détecteurs restant.

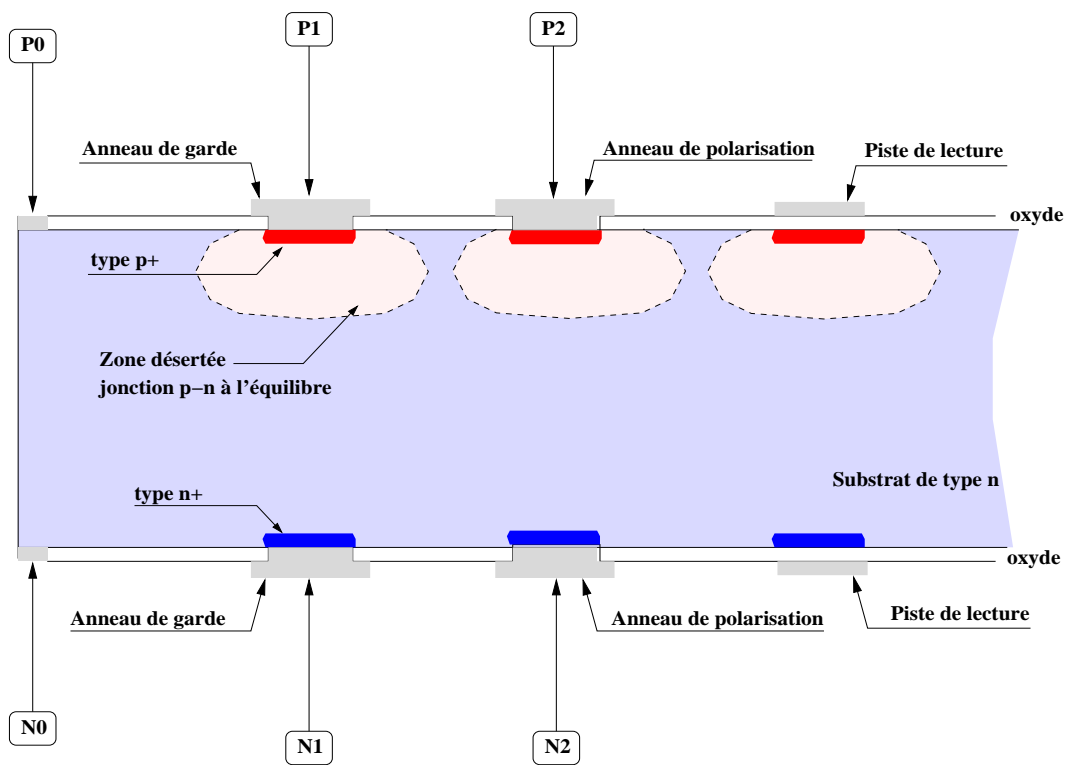


FIG. 4.1: Schéma des structures de polarisation sur les faces p et n des détecteurs en silicium double-face.

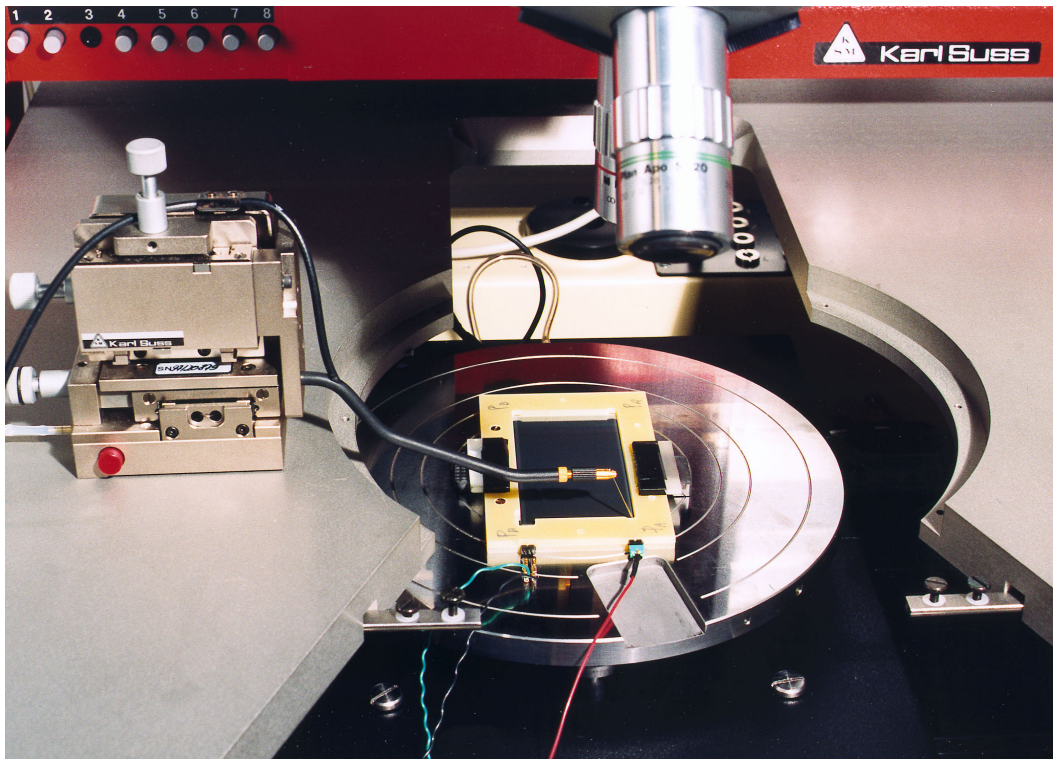


FIG. 4.2: Détecteur en silicium à micropistes (rectangle noir) dans son support de test (cadre blanc) lors des tests avec la station sous pointes.

4.1.3 Description des tests

Les tests ont été effectués dans une salle grise. L'appareillage utilisé pour les tests est décrit sur la figure 4.3. L'outil de mesure principal est une station sous pointes Karl Suss PA200 disposée dans une enceinte opaque. La communication entre les différents instruments utilise un protocole GPIB. Le programme de test (LabView) gère les déplacements de la station sous pointes, les mesures et l'écriture des résultats dans des fichiers qui seront ultérieurement intégrés dans la base de données. La mise en place du détecteur et l'alignement se font manuellement, ainsi que les différents branchements nécessaires pour chacun des tests. La tension de polarisation est fournie par l'alimentation Keithley 237, qui est aussi utilisée pour la mesure de courant. Les Keithley 2400 et 2001 mesurent le courant et la température (via une sonde PT100) à l'intérieur de l'enceinte. Les mesures de capacité sont données par un LCRmètre HP4284A. Dans les paragraphes suivants,

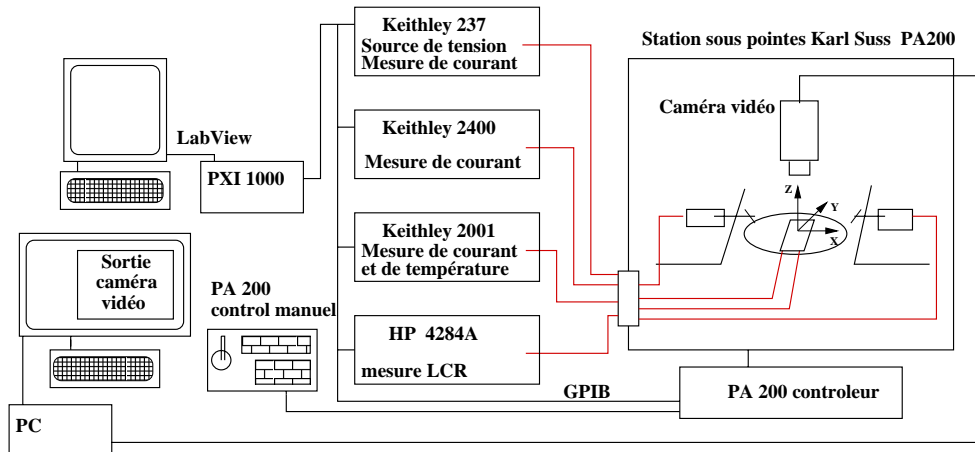


FIG. 4.3: Schéma descriptif de l'appareillage utilisé lors des tests de production des détecteurs en silicium avec la station sous pointes.

les différentes mesures effectuées sont décrites, avec pour chacune d'elle, un exemple de résultat obtenu.

a) Mesure des courants de fuite

La mesure des courants de fuite circulant dans les anneaux de polarisation et de garde s'effectue préférentiellement sur la face p. En effet, sur la face n, la séparation ohmique des anneaux n'a lieu qu'à partir d'une tension proche de la tension de déplétion. La tension de polarisation est augmentée par pas de 1 volt avec une temporisation de 3 secondes à chaque incrémentation. Nous pouvons voir sur la figure 4.4, illustrant l'évolution des courants de fuite en fonction de la tension appliquée, les trois zones bien distinctes. Dans la première partie (basse tension), le courant augmente quasi linéairement, traduisant l'accroissement de la zone déplétée. Ensuite, la zone déplétée atteignant la phase arrière du détecteur (déplétion totale), les courants se stabilisent. En augmentant encore la tension, nous atteignons la tension de claquage du détecteur. Nous définissons ainsi les valeurs V_d et V_{max} qui sont respectivement les tensions de déplétion et de claquage. Dans certains cas, la forme de la courbe représentant le courant de fuite en fonction de la tension appliquée ne permet pas de déterminer précisément V_d (absence du plateau après la déplétion). Une méthode alternative permettant de déterminer la tension de déplétion est présentée dans le paragraphe suivant.

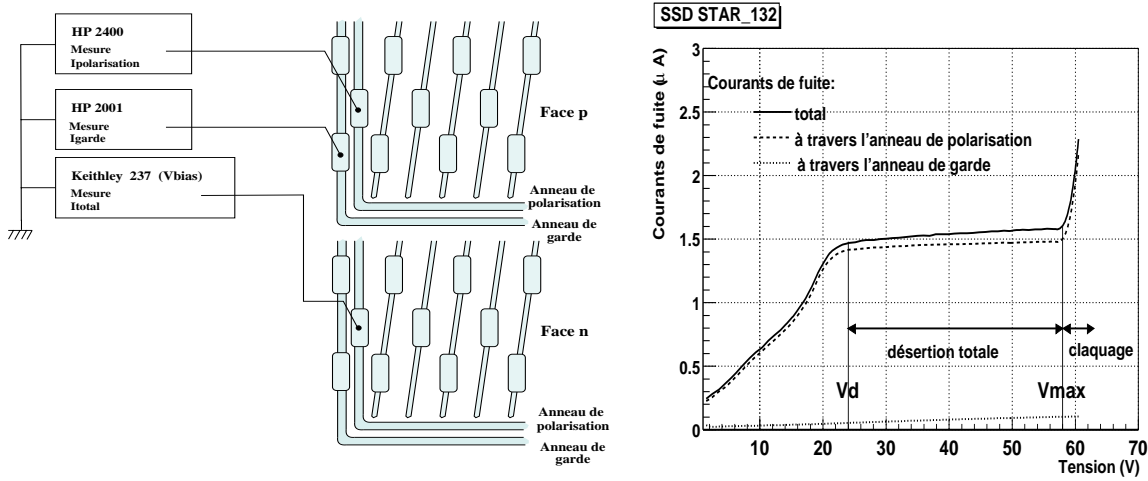


FIG. 4.4: Schéma de principe de la mesure des courants de fuite et exemple de résultats de mesure pour le détecteur STAR_132.

b) Mesure de la capacité du substrat (*bulk*)

La mesure de la capacité du bulk permet aussi de déterminer la tension de déplétion. Dans le cas d'une capacité à plans parallèles, la relation reliant la valeur de la capacité à l'épaisseur du diélectrique est $C = \epsilon_0 \epsilon_{die} S/d$ où d est la distance entre les armatures conductrices. En considérant le détecteur en silicium comme une simple jonction p-n, nous pouvons relier la capacité du bulk à la profondeur de la zone déplétée ou la tension de polarisation.

$$C = \begin{cases} S \sqrt{\frac{q \epsilon_{Si} |N_{effective}|}{2V_{bias}}} & V_{bias} \leq V_d \\ \epsilon_{Si} S / d_{depl} & V_{bias} > V_d \end{cases} \quad (4.1)$$

où d_{depl} est l'épaisseur de la zone déplétée et S la surface. Cette approximation doit être corrigée par un facteur qui prend en compte la présence des pistes. Cependant nous pouvons remarquer que la valeur de la capacité devient constante à partir d'une tension de polarisation supérieure à la tension de déplétion. Sur la figure 4.5 est illustrée la me-

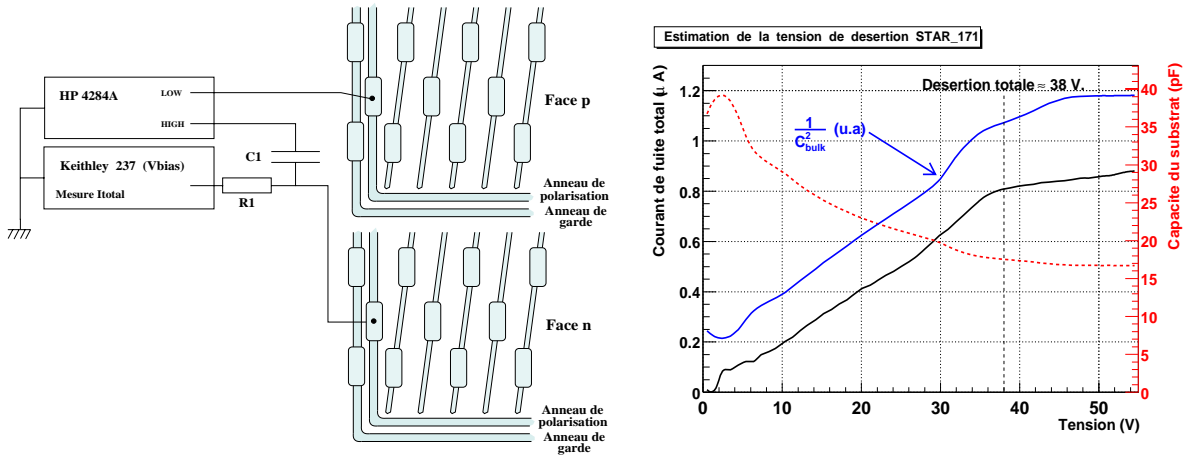


FIG. 4.5: Schéma de principe de la mesure de la capacité du bulk, à droite un exemple de résultat pour le détecteur STAR_171.

sure de la capacité également représentée sous la forme $1/C_{bulk}^2$ qui permet de révéler

plus clairement le point d'inflexion quand la capacité du substrat devient constante. La courbe $I(V)$ a été ajoutée afin de voir comment se manifeste la déplétion totale sur ce détecteur. Un point d'inflexion est présent pour une valeur de la tension de polarisation (V_B) égale à 38 V, et la valeur de la capacité ne varie ensuite que très faiblement et devient constante pour $V_B = 47$ volts. Nous choisissons comme tension de désertion $V_D = 38$ volts. Ultérieurement ce détecteur a été connecté à une électronique de lecture, et la valeur de la tension de déplétion a été vérifiée par la mesure du bruit sur la face n pour une piste quelconque. La valeur de bruit minimale est obtenue à partir d'une tension de polarisation égale à 38 V.

Sur la figure décrivant le montage, un circuit RC est utilisé pour isoler le LCR mètre de la tension de polarisation, voir à ce propos la référence [Bru95].

c) Mesure des capacité de couplage

La mesure de la capacité de couplage est effectuée pour chacune des pistes d'un détecteur, soit 2×768 . La figure 4.6 illustre schématiquement le montage utilisé pour la mesure sur la face p. Pour obtenir le contact électrique sur la capacité à mesurer, nous utilisons une micro-pointe. Une tension $V_{\text{test}} = -40$ volts est appliquée sur la face arrière (polarisation de la jonction en direct) puis la capacité de couplage et le courant circulant à travers l'oxyde sont mesurés, enfin la tension est remise à zéro. Concernant la mesure de capacité, un signal de fréquence 500 Hz et d'amplitude 1 V est généré par le capacimètre.

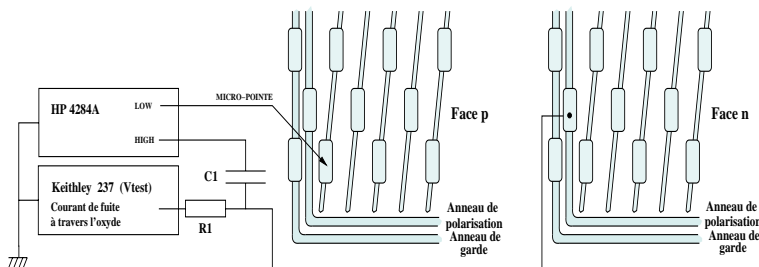


FIG. 4.6: Schéma du dispositif utilisé pour la mesure des capacités de couplage sur la face p d'un détecteur.

Nous pouvons voir le résultat de cette mesure illustré sur la figure 4.7 pour les faces p et n, où deux défauts sont clairement identifiables. Tout d'abord les pinholes qui conduisent à une capacité mesurée très élevée en corrélation avec une valeur de courant égale à la limite imposée sur l'instrument ($10 \mu\text{A}$). Ensuite, sur la face p, les pistes 542 à 546 sont en court-circuit : dans ce cas la valeur de la capacité est proportionnelle au nombre de pistes court-circuitées et le courant mesuré est nul. Le dernier défaut identifiable grâce à nos test est l'interruption de la piste en aluminium, cela se traduit par une valeur de capacité plus faible proportionnellement à la taille de la piste. Le détecteur STAR_132 ne comporte pas de tels défauts. Il comporte cependant 7 pistes de taille réduite (piste 762 à 768) dues à l'angle stéréoscopique pour lesquelles la valeur de la capacité décroît de manière très visible (voir la figure 4.7).

En outre, nous pouvons remarquer une différence entre les valeurs des capacités de couplage mesurées sur la face p (~ 110 pF) et sur la face n (~ 150 pF). Une mesure complémentaire est présentée sur la figure 4.8 pour le détecteur STAR_132. Pour une piste de chaque face, nous avons mesuré la capacité de couplage en fonction de la fréquence du signal généré par le capacimètre. Nous retrouvons les résultats présentés sur la figure 4.7 :

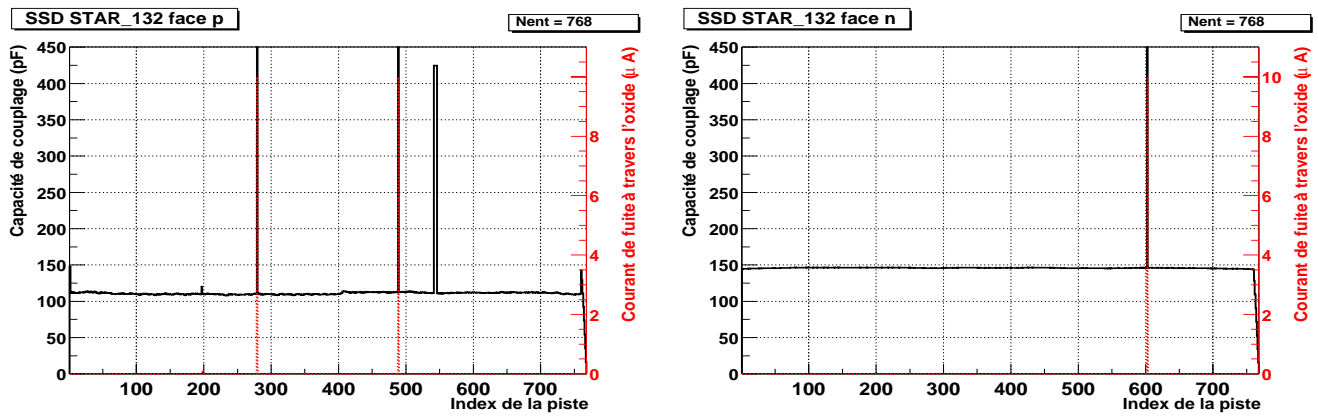


FIG. 4.7: Capacité de couplage sur chacune des faces du détecteur STAR_132. Le cas des pinholes est clairement visible par l'augmentation de la valeur de capacité et le passage d'un courant. Sur la face p, nous pouvons remarquer 5 pistes en court-circuit où seule la valeur de la capacité est affectée, voir texte.

sur la face ohmique, la valeur mesurée est indépendante de la fréquence. En revanche, sur la face p, cette valeur décroît quand la fréquence augmente. Elle est égale à 110 pF pour une fréquence de 500 Hz, ce qui correspond à la valeur obtenue lors du test des pistes.

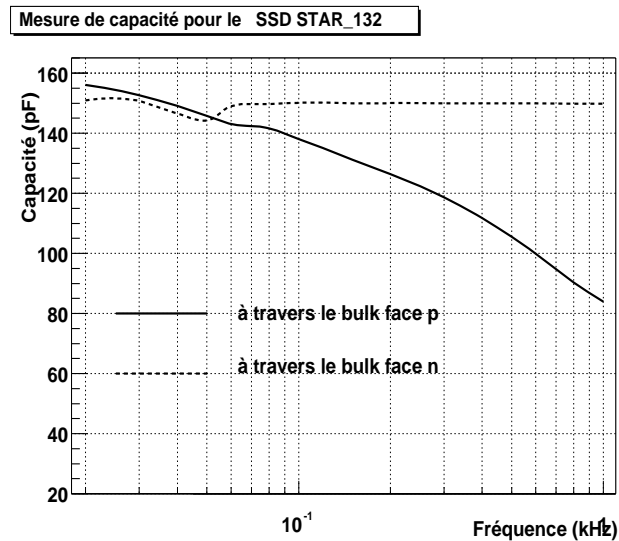


FIG. 4.8: Mesure des capacités de couplage du détecteur STAR_132 en fonction de la fréquence pour une piste de chaque face choisie arbitrairement.

Afin de comprendre l'origine de ce comportement, des mesures ont été effectuées sur une structure de test offrant un contact à la piste implantée. Dans ce cas, nous pouvons mesurer exactement la capacité de couplage en prenant un contact sur la piste de lecture et l'autre sur la piste implantée. Le résultat de ce test est représenté en trait plein sur la partie droite de la figure 4.9, en fonction de la fréquence. La courbe en pointillés représente la mesure de cette même capacité en prenant cette fois un contact au bulk et un contact sur la piste implantée. La figure 4.9 démontre que selon les contacts utilisés, nous n'effectuons

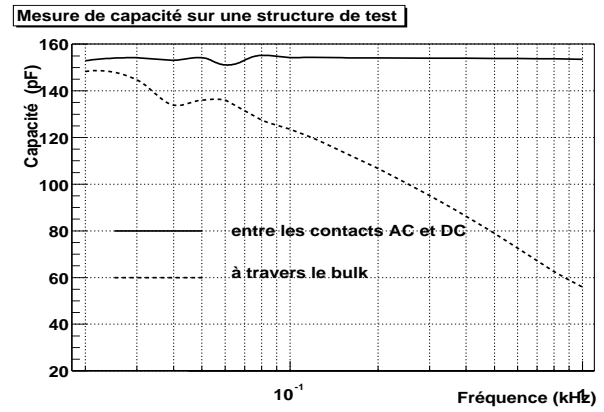
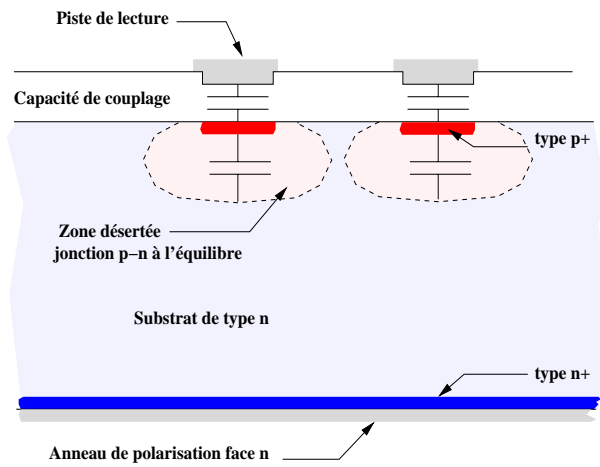


FIG. 4.9: Mesure de la capacité de couplage sur la face p d'une structure de test.

pas la même mesure. Dans le cas de la mesure via le bulk, une capacité parasite (due à la zone de charge d'espace autour de la jonction) est en série avec la capacité mesurée. Sur la face n, en revanche, ce phénomène n'existe pas, car il n'y a pas de jonction (piste implantée de type n⁺ dans un substrat de type n), expliquant ainsi que la mesure donne un résultat correct. En effet, nous pouvons calculer de manière précise la valeur de cette capacité avec la formule suivante :

$$C = \epsilon_0 \epsilon_{ox} S / d \quad \text{avec}$$

$$\begin{aligned} \text{permittivité relative de l'oxyde: } \epsilon_{ox} &= 3.8 \\ \text{épaisseur de l'oxyde: } d &= 250 \pm 50 \text{ nm} \\ \text{surface de la piste: } S &= 40000 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (4.2)$$

soit $C = 160 \pm 30$ pF.

d) Stabilité sous tension

Les détecteurs doivent fonctionner durant de longues périodes sans que leurs caractéristiques évoluent. Dans notre protocole de test, une tension de fonctionnement et un temps de stabilisation sont définis, et la mesure des différents courants de fuite est effectuée toutes les 300 secondes.

Tous les détecteurs subissent ce test pendant une période variable. Approximativement 1/4 d'entre eux pendant un temps supérieur à 100 minutes. Le détecteur STAR_132 a été mesuré sur une période de 800 minutes, aucun comportement anormal n'a été observé (voir Fig. 4.10). Les variations de température sont inférieures à 1°C. Quelques détecteurs n'ont pas passé ce test : le courant sur l'anneau de polarisation augmentait linéairement en fonction de temps. Ces détecteurs ont donc été classés comme inutilisables.

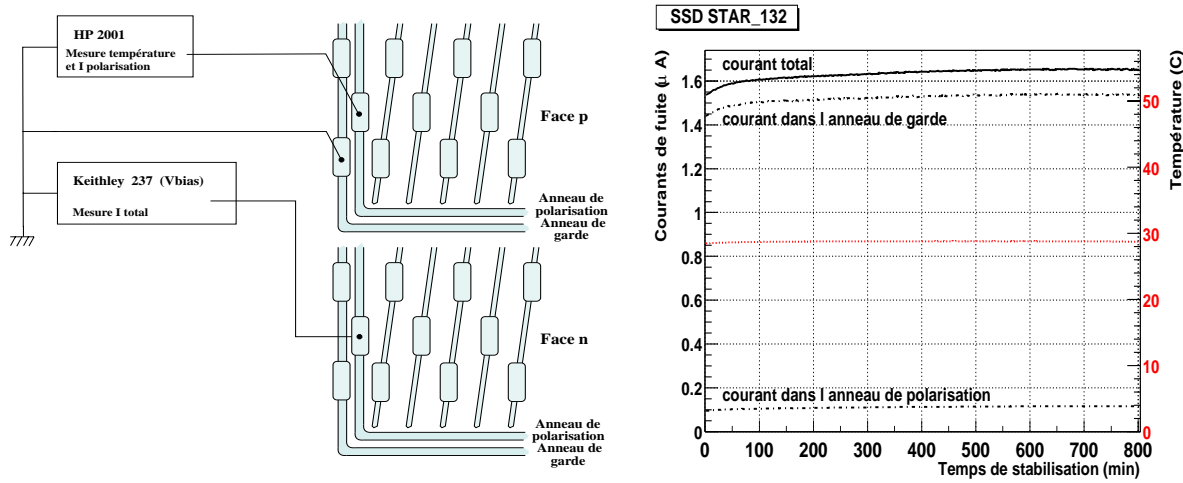


FIG. 4.10: Mesures de la stabilité des courants de fuite pour le détecteur STAR_132. La température à l'intérieur de l'enceinte est également représentée.

4.1.4 Résultats statistiques sur les tests de production

Les résultats des tests sont résumés quantitativement dans les figures et tableaux ci-après. Pour satisfaire à la commande de 400 détecteurs en silicium à micropistes répondant aux spécifications requises, 440 ont été délivrés. Ces 440 détecteurs ont ensuite subi les différents tests énumérés précédemment, puis ont été classés en terme de qualité.

a) Tensions de fonctionnement

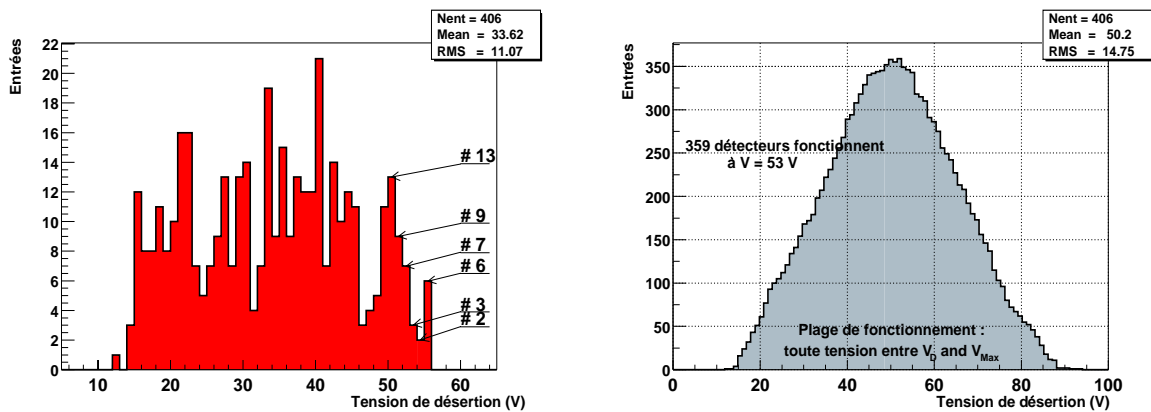


FIG. 4.11: Distribution des tensions de déplétion (à gauche), et plage des tensions de fonctionnement des détecteurs testés (à droite).

La tension de déplétion d'un détecteur en silicium à micropistes est directement reliée à la pureté du matériau utilisé. La contrainte $V_{\text{déplétion}} \leq 55$ implique une résistivité du substrat supérieure à $10 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$. Cette distribution permet de classer les détecteurs afin d'uniformiser cette caractéristique lors de l'assemblage sur une échelle donnée. Sur la partie droite de la figure 4.11, est représentée la somme des plages de fonctionnement de chaque détecteur. Ces dernières sont définies comme l'ensemble des valeurs de tension comprises entre la tension de déplétion et la tension de claquage. De ce graphique, nous

pouvons déduire le nombre de détecteurs pouvant fonctionner à une tension donnée : par exemple 268 détecteurs peuvent opérer à une tension de polarisation égale à 40 volts. Sur les 366 détecteurs sélectionnés (qualité 1 ou 2), un maximum de 326 peut fonctionner en utilisant une tension unique de 53 volts.

Ceci serait sans importance si chaque détecteur possédait sa propre source de tension, mais comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le SSD se décompose en 20 échelles identiques qui sont chacune alimentées par une seule source de tension : soit une alimentation pour un ensemble de 16 détecteurs. En conséquence, lors de l'assemblage sur les échelles, deux caractéristiques seront à considérer :

1. uniformiser la tension de déplétion des 16 détecteurs rassemblés sur une échelle
2. maximiser le recouvrement des différentes plages de fonctionnement (offrant la possibilité de faire varier la tension de polarisation)

b) Pistes fonctionnelles

Nous avons défini les pistes fonctionnelles comme celles ne possédant pas les défauts suivants :

- la piste de lecture est en couplage direct avec la piste implantée
- la piste de lecture est interrompue
- la piste de lecture est en court-circuit avec une ou plusieurs pistes.

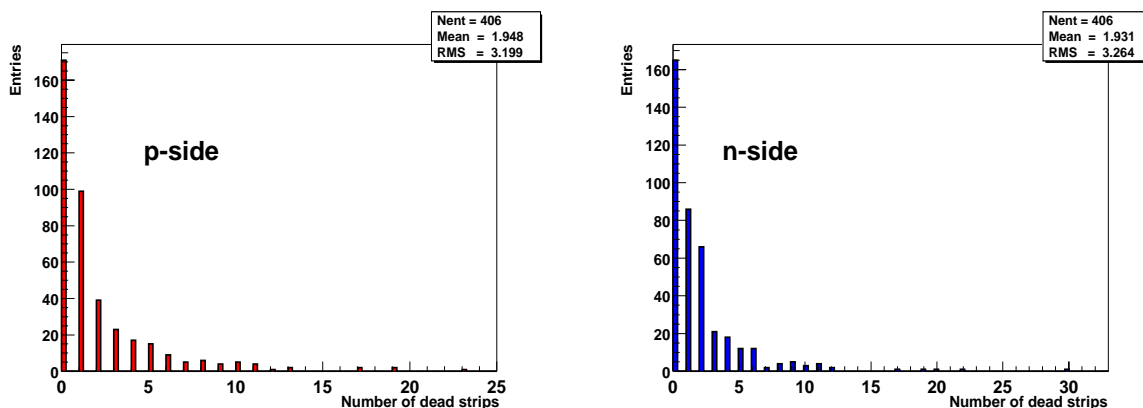


FIG. 4.12: *Distribution des pistes défectueuses sur les face p et n, i.e. les pistes en couplage direct, en court-circuit ou coupées (au niveau du dépôt d'aluminium).*

La figure 4.12 montre la distribution des pistes non fonctionnelles sur les faces p et n, deux points sont à retenir :

- les valeurs moyennes de ces distribution sont 1,95 et 1,94 pour les faces p et n respectivement;
- il n'existe pas de corrélation entre les faces pour les pistes défectueuses (en revanche cela peut être le cas pour des pistes bruyantes)

Les pistes non fonctionnelles (en tout cas celles repérées par nos tests) sont en majorité causées par des défauts lithographiques, ce qui explique qu'il n'existe pas de corrélation entre les faces. Les valeurs moyennes sont très faibles, largement inférieures à la valeur

imposée par le cahier des charges (nombre de pistes non fonctionnelles ≤ 10 /face). Ces valeurs conditionnent l'inefficacité de détection d'un module, qui est proportionnelle au pourcentage de pistes défectueuses présentes sur le détecteur. Ce point sera discuté dans la conclusion.

c) Courants de fuite

Les courants de fuite circulant dans l'anneau de polarisation (I_B) et dans le ou les anneaux de garde (I_G) sont illustrés sur la figure 4.13 dans le contexte de deux mesures différentes. A gauche, les courants (I_B) et (I_G) pour une tension égale à la tension de claquage telle qu'elle est définie sur la figure 4.4. Sur la partie droite, la distribution du courant total ($I_B + I_G$) mesuré à la tension de fonctionnement (définie dans le tableau 4.1) en fin de stabilisation. Un courant élevé sur l'anneau de garde est compatible avec un fonctionnement correct du détecteur. En effet, la principale composante du courant (I_G) provient de courants extérieurs à la surface active, générés par exemple sur les bords de découpe du détecteur.

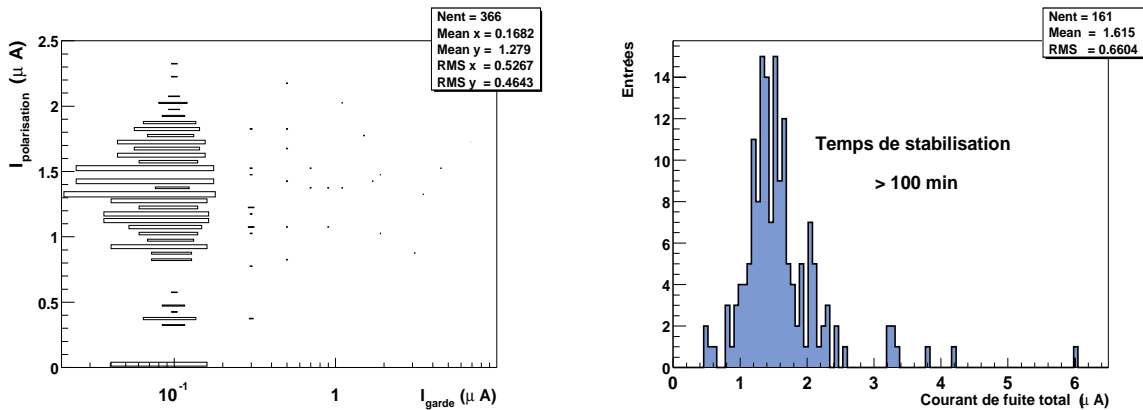


FIG. 4.13: A gauche, les courants sur les anneaux de polarisation et de garde. A droite, la distribution du courant de fuite total ($I_{polarisation} + I_{garde}$) en fin de stabilisation. Quelques détecteurs présentent des courants élevés dus à une composante élevée sur l'anneau de garde.

d) Bilan

La situation après le test des 440 détecteurs est résumée dans le tableau 4.4 que nous allons détailler. Les détecteurs de qualités 1 et 2 répondent exactement aux limites imposées par le cahier des charges, ils ont, en conséquence, été acceptés. Les détecteurs de qualité 3 présentent un excès de pistes défectueuses (> 10 sur une face), cependant un certain nombre d'entre eux ont été acceptés, typiquement ceux dont le nombre total de pistes défectueuses (faces p et n) est inférieur à 20. La catégorie 4 regroupe des détecteurs dont les courants de fuite sont trop importants, seuls ont été acceptés ceux dont le courant dans l'anneau de polarisation ne dépassaient pas $2,5 \mu A$ (la limite définie par le cahier des charges étant $I_B < 2 \mu A$). Les détecteurs entrant dans la catégorie 5 sont les détecteurs non-fonctionnels (problèmes mécaniques, électriques ...). En déterminant la tension de déplétion pour les détecteurs de la catégorie 6, nous obtenons des tensions de déplétion supérieures à 55 V, tous ont été rejetés.

Qualité	Nombre de détecteurs	Acceptés	Rejetés
1	284	284	0
2	82	82	0
3	22	11	11
4	18	6	12
5	28	14	14
6	6	0	6
1,2,3,4,5,6	440	397	43

TAB. 4.4: *Bilan des détecteurs acceptés ou rejetés en terme de qualité.*

Nous obtenons un total de 397 détecteurs STAR acceptés, 3 autres ont été livrés mais ne sont pas encore testés à ce jour.

4.1.5 Conclusion

Nous avons donc défini et achevé les tests de production de 440 détecteurs en silicium à micropistes double-face, dont 320 seront utilisés pour la construction de la quatrième couche du trajectographe interne du détecteur STAR. Nous avons aussi développé un support de test pour les détecteurs en silicium à micropistes et validé son utilisation. Ce support permet l'accès à la face arrière des détecteurs lors du test, de plus il facilite et sécurise les différentes manipulations.

Dans un premier temps, nous avons défini les tests nécessaires pour caractériser les détecteurs afin de vérifier leur conformité aux spécificités requises par le cahier des charges. Les résultats obtenus sont indispensables pour définir les conditions d'utilisation lors de l'assemblage. Le classement en terme de critère de qualité en est une première approche. Cependant, ce classement devra être affiné, afin de regrouper sur les échelles les détecteurs ayant des caractéristiques proches, notamment en ce qui concerne les tensions de fonctionnement et de claquage.

Les résultats des tests sont intégrés dans une base de données qui contient les caractéristiques de chaque détecteur testé. Ces informations sont capitales pour suivre la qualité des détecteurs au cours de leur assemblage jusqu'à leur installation finale dans STAR. L'étape suivante consiste à connecter les détecteurs à leur électronique de lecture. Ils subiront alors de nouveaux tests afin de vérifier le maintien de leurs performances, principalement en terme de rapport signal sur bruit et d'efficacité de détection.

4.2 Les circuits de lecture

L'électronique de lecture des détecteurs à micropistes est le circuit ALICE128C dont les principales caractéristiques ont été décrites dans la section 3.3. Les tests de production des circuits ALICE128C, que nous allons détailler dans cette section, sont largement facilités par l'utilisation du ruban TAB. En effet, après réception des circuits nus, pré-testés par le fondeur selon un protocole défini par nos soins. Les circuits sont envoyés à l'entreprise DETEXIS pour être connectés au ruban TAB. L'objet final à tester (représenté sur la figure 4.14) offre des possibilités très commodes quant à l'automatisation du test. Notamment grâce au fait que l'accès à la fois aux entrées analogiques ainsi qu'aux entrées des signaux de contrôle du circuit est accompli par l'intermédiaire du ruban TAB.

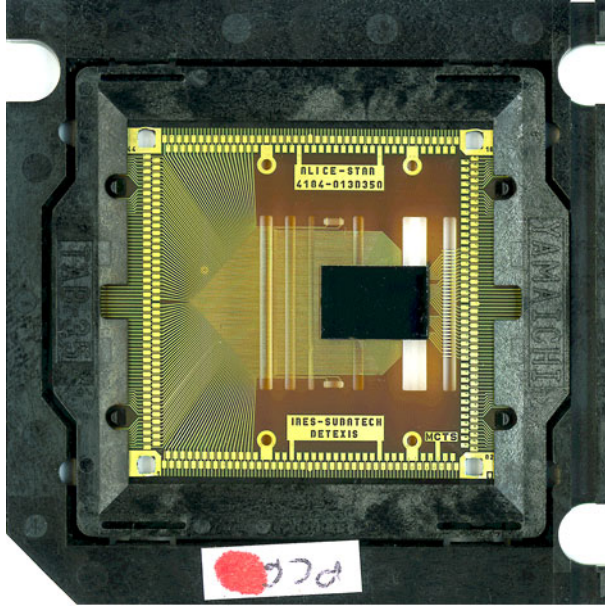


FIG. 4.14: *Le circuit ALICE128C (petit rectangle noir) connecté au ruban TAB dans son support de test (vue de dessous). Sur les bords du ruban, nous pouvons distinguer les plots de connexion, utilisés lors des tests, qui sont reliés soit aux entrées analogiques (partie gauche) soit aux entrées des signaux de contrôle (partie droite).*

4.2.1 Tests des circuits sous pointes

Le test des circuits ALICE128C a commencé avant le développement et l'utilisation de la méthode de connexion par TAB. Cela a nécessité l'utilisation d'un dispositif complexe mettant en jeu la station sous pointes. Afin de vérifier le fonctionnement des circuits, une carte sur laquelle sont fixées 43 micro-pointes alignées permettait de prendre des contacts électriques sur le circuit. Les points testés sont décrits dans le paragraphe suivant. Nous avons conservé la possibilité d'effectuer des tests sous pointes avant la connexion au ruban TAB. De plus, de nouvelles méthodes sont venues améliorer le protocole de test sous pointes. Notamment un programme de reconnaissance de forme facilitant la mise en place de la carte à pointes sur le circuit ALICE128C (alignement par rapport aux plots de connexion).

4.2.2 Tests de validation du TAB

Avant de définir le test des circuits ALICE128C connectés au ruban TAB, nous avons dans un premier temps dû vérifier que cette étape n'introduisait pas de défauts sur le circuit. Le tableau 4.5 résume les résultats de tests sur les circuits entre chaque étape de

l'assemblage. Nous ne détaillerons pas les tests effectués mais les parties analogiques et digitales du circuit sont vérifiées ainsi que le fonctionnement de chaque voie d'électronique pour différents niveaux d'impulsion test.

Circuit A128C identificateur	Test sous pointes AMS	Test sous pointes IReS	Test sur ruban	Test module assemblé
B4(5)	OK	OK	OK	circuit inopérant
B4(2)	OK	OK	OK	1 (54)
B3(3)	OK	OK	OK	2 (15,18)
B4(3)	OK	OK	OK	3 (2,45,88)
B5(9)	OK	OK	OK	OK
B3(5)	OK	OK	OK	3 (53,63,84)
B5(3)	OK	OK	1 (63)	2 (63,67)
B5(6)	OK	OK	OK	2 (2,63)
B5(4)	OK	OK	OK	3 (20,58,63)
B5(7)	OK	OK	1 (20)	6 (1,15,16,20,22,48)
B2(5)	OK	OK	1 (2)	3 (2,65,67)
B4(6)	OK	OK	OK	2 (65,104)

TAB. 4.5: *Résumé des mesures sur un lot de circuits ALICE128C au cours de l'assemblage d'un module de détection. Le nombre de canaux défectueux ainsi que leur identité sont indiqués.*

Dans un premier temps, les circuits ont été testés au moyen d'une carte à pointes par le fondeur et dans notre laboratoire. Ce point valide la concordance des tests effectués avant toute opération en rapport avec le TAB. Ensuite ces circuits ont été connectés sur le ruban TAB (voir figure 4.14), les résultats du test à ce niveau montrent seulement 3 canaux défectueux sur un total de 1536, soit 0,2%. Ce résultat valide l'opération de connexion du circuit sur le ruban TAB en terme d'efficacité de connexion. Le nombre élevé de canaux défectueux apparus au niveau de l'assemblage avec le détecteur provient du problème de décharge électrostatique étudié dans la section 3.4.

4.2.3 Le protocole de test des circuits connectés au ruban

L'utilisation de la connexion par TAB facilite très largement les tests de production. Le dispositif est représenté sur la figure 4.15. Les contacts électriques aux plots de connexion du circuit sont assurés au moyen d'un simple support adapté à l'objet de la figure 4.14.

Le programme de test est installé sur un ordinateur équipé d'une carte d'acquisition afin de générer les signaux nécessaires à la lecture du circuit, une interface JTAG permet de commander le circuit. Deux alimentations polarisent la carte de distribution ainsi que le circuit lui-même. Le protocole de test est piloté par un programme LabView qui s'exécute de manière séquentielle : chaque test validé permet le passage au test suivant. Nous avons donc défini une hiérarchie quant à l'importance des caractéristiques du circuit ainsi que des valeurs limites pour celles-ci. Le protocole de test doit permettre de valider l'utilisation du circuit connecté au ruban TAB, avant son assemblage futur à un détecteur en silicium.

Test de la polarisation des blocs analogiques : après la mise sous tension du cir-

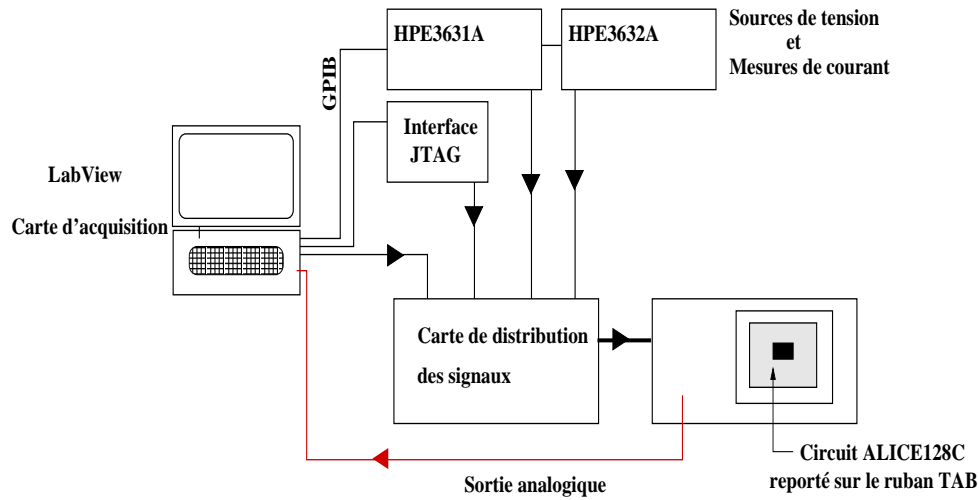


FIG. 4.15: *Schéma de principe du dispositif de test des circuits ALICE128C reportés sur le ruban TAB.*

cuit, la commande JTAG de polarisation des blocs analogiques est envoyée. Cette commande provoque une consommation de courant sur les alimentations du circuit qui est comparée à la valeur attendue. L'envoi de la commande de polarisation des blocs de préamplification et de mise en forme permet évidemment la vérification de la communication par JTAG. Cette vérification n'est que partielle : afin de la compléter toutes les instructions JTAG sont exécutées et leur fonctionnement vérifiés.

Test des voies de lecture : la première partie de ce test consiste à vérifier le fonctionnement d'un canal en mode de lecture transparent. Le temps de mise en forme du signal ainsi que son amplitude maximale sont comparés aux valeurs attendues pour les paramètres de polarisation nominaux. Dans un deuxième temps, chaque voie est individuellement testée en mode de lecture séquentiel. Une première lecture permet de déterminer le niveau du piédestal pour chacune des voies, puis au moyen du générateur interne chaque voie est stimulée par une impulsion test de niveau ± 125 et ± 250 (soit environ ± 7 et ± 15 MIPs). Une tolérance de 10% par rapport à la valeur nominale du gain est accordée.

Test des connexions : cette partie du test est spécifiquement dédiée à la vérification des connexions par TAB. Les entrées analogiques ainsi que les entrées pour les signaux de contrôle sont toutes vérifiées. Si les connexions du circuit avec le détecteur et l'hybride sont par la suite correctement effectuées : ce test garantit à la fois que le circuit fonctionnera et que toutes les pistes seront connectées à une voie d'électronique.

4.2.4 Résultats des tests

Un total de 400 détecteurs doit être équipé par cette électronique de lecture, soit un besoin de 4800 circuits opérationnels. Nous disposons, avant connexion sur le ruban TAB, de 5656 circuits pretestés par le producteur. Le tableau 4.2.4 présente les résultats des tests des circuits ALICE128C issus de la phase de production après connexion au ruban TAB pour un échantillon de 223 circuits (l'abréviation NC figure pour non-connectée).

Lot	Quantité	Aucun défaut	Défauts de connexions	Inutilisable
1	16	15	2 voies en court-circuit ($\times 1$)	Aucun
2	70	65	1 canal NC ($\times 1$) 1 canal bloqué ($\times 1$) 2 canaux bloqués ($\times 1$)	2 circuits
3	27	17	1 canal bloqué ($\times 8$) 2 canaux bloqués ($\times 1$)	1 circuit
4	77	53	1 canal bloqué ($\times 4$) 2 canaux bloqués ($\times 3$)	17 circuits
5	33	25	1 canal NC ($\times 1$) 1 canal bloqué ($\times 5$) 2 canaux bloqués ($\times 2$)	Aucun
Total	223	175 (78,5%)	1 défaut ($\times 21$) (9,4%) 2 défauts ($\times 7$) (3,1%)	20 (9%)
Extrapolation	5636	4424	1 défaut : 530 2 défauts : 175	507

TAB. 4.6: Résultats de test pour les circuits ALICE128C connectés au ruban TAB.

L'extrapolation à la totalité de la production reste discutable car nous voyons que le pourcentage de circuits inutilisables est dominé par les problèmes existant pour le lot numéro 4. Une estimation plus réaliste pourra être réalisée dès que le nombre de circuits testés sera plus important.

Cependant nous pouvons d'ores et déjà prendre en compte que le rendement (en phase de production) de la connexion des circuits ALICE128C au ruban TAB se situe à environ 78,5%. Tous les circuits envoyés pour être connectés ne présentaient, à l'origine, aucun défaut. Nous pouvons également extraire un second résultat qui est le taux de canaux fonctionnels après l'opération TAB. 320 détecteur seront sélectionnés pour constituer le SSD de STAR, soit 3840 circuits de lecture que nous pouvons choisir parmi les 4424 ne présentant aucun défaut, donc 100% de canaux fonctionnelles. De plus, si l'on considère le besoin des 80 modules additionnels pour constituer les échelles et les modules de remplacement, soit 4800 circuits, le taux de canaux inopérants reste inférieur à 0,1 %. Cette dernière estimation est bien sûr pessimiste car elle considère que le taux de 9% de circuits inutilisables ne diminuera pas et donc qu'il ne sera pas possible d'obtenir 4800 circuits sans défauts.

4.3 Autres composants d'un module de détection

Afin de compléter la description des composants d'un module de détection, nous ferons une brève description de l'hybride supportant l'électronique de lecture ainsi que les tests mis en œuvre.

4.3.1 Le circuit hybride

Le circuit hybride reçoit l'électronique de lecture (circuit ALICE128C), ainsi que les composants discrets nécessaires à son fonctionnement (résistances et capacités). Le circuit de contrôle COSTAR, décrit dans la section suivante, y prend également place. Avant la pose des composants, les hybrides sont testés au niveau des court-circuits entre les lignes de cuivre qui véhiculent les signaux. Seuls ceux ne présentant aucun défauts sont conservés. Les circuits de lecture ALICE128C seront disposés sur les six emplacements rectangulaires

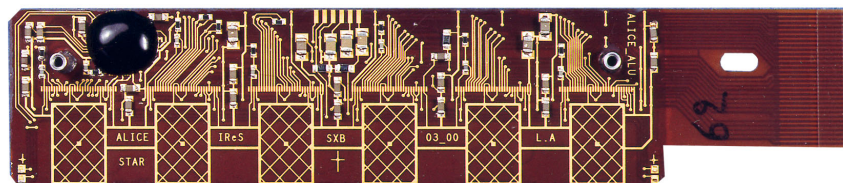


FIG. 4.16: *Le circuit hybride supportant l'électronique.*

vides. Le circuit COSTAR est déjà connecté sur cet hybride et encapsulé dans une résine de protection (marque circulaire noire).

4.3.2 Le circuit de contrôle COSTAR

Le circuit COSTAR a pour principale tâche le monitoring de variables lentes du module de détection. Localisé sur l'hybride, le circuit COSTAR mesure la température ainsi que les courants circulant dans les anneaux de garde et de polarisation du détecteur silicium. La communication avec ce circuit utilise le protocole JTAG, et donc une complète compatibilité avec le circuit ALICE128C. Le contrôle en temps réel de la température est particulièrement important car le refroidissement par air utilisé pour le SSD risque d'introduire un gradient de température sur l'échelle. Cette variation de température se traduirait par des valeurs de bruit différentes au niveau des modules de détection selon leur position sur l'échelle.

Les tests des circuits COSTAR sont effectués au moyen d'une station sous pointes. Le fonctionnement général est vérifié avec en plus un étalonnage en température. Il y a 2 circuits COSTAR par module de détection (1 par hybride), soit un total de 800 circuits nécessaires. Les tests ont été effectués sur 491 circuits et 520 ne présentent aucun défauts, soit un rendement de 94,5%.

4.4 Assemblage et tests à définir

4.4.1 Assemblage d'un module de détection

Tous les tests présentés précédemment nous ont permis de vérifier le fonctionnement des composantes actives qui constitueront un module de détection. La figure 4.17 montre schématiquement les étapes du protocole d'assemblage.

préparation des composants : nous pouvons en discerner 3. Le premier est bien sûr le détecteur en silicium à micropistes. Après les tests de production, nous disposons d'informations suffisantes pour juger s'il peut être connecté à une électronique de lecture. Le deuxième ou plutôt les deuxièmes sont les 12 circuits ALICE128C nécessaires à la lecture des deux faces d'un détecteur. Ces circuits subissent les tests de validation puis une découpe laser permet de s'affranchir de la partie du ruban qui n'est utile que pour les tests. La troisième composante s'identifie au circuit hybride qui supporte les circuits ALICE128C. A ce stade, les hybrides sont déjà équipés des différents composants discrets et du circuit de contrôle COSTAR.

assemblage : l'assemblage consiste tout d'abord en la connexion des pistes du détecteur aux entrées analogiques des circuits. Ensuite seulement, les circuits sont collés sur les hybrides.

finalisation du module : la dernière étape, qui confère au module de détection toute sa spécificité. Le ruban TAB est plié et les hybrides viennent se positionner sur le détecteur grâce aux supports en carbone, préalablement collés sur les hybrides, représenté dans la partie supérieure droite de la figure 4.17. Un dernier collage fixe le support en carbone, et donc les hybrides, au détecteur.

Le seul point faible de ce protocole semble se situer au niveau de la connexion par TAB entre le détecteur et les circuits ALICE128C. Plus précisément, le fonctionnement des circuits ne peut être vérifié qu'après collage et connexion sur l'hybride. Nous pourrions imaginer la solution suivante : les circuits sont dans un premier temps assemblés sur l'hybride, permettant un test complet de toute l'électronique de lecture. Et le cas échéant la possibilité de démontage d'un circuit défectueux. Dans un deuxième temps, la connexion vers le détecteur serait effectuée. Malheureusement, ce protocole est beaucoup plus complexe à réaliser et n'a pas été mis en oeuvre pour les modules de détection de STAR. Des efforts dans cette direction sont faits dans le cadre de l'expérience ALICE.

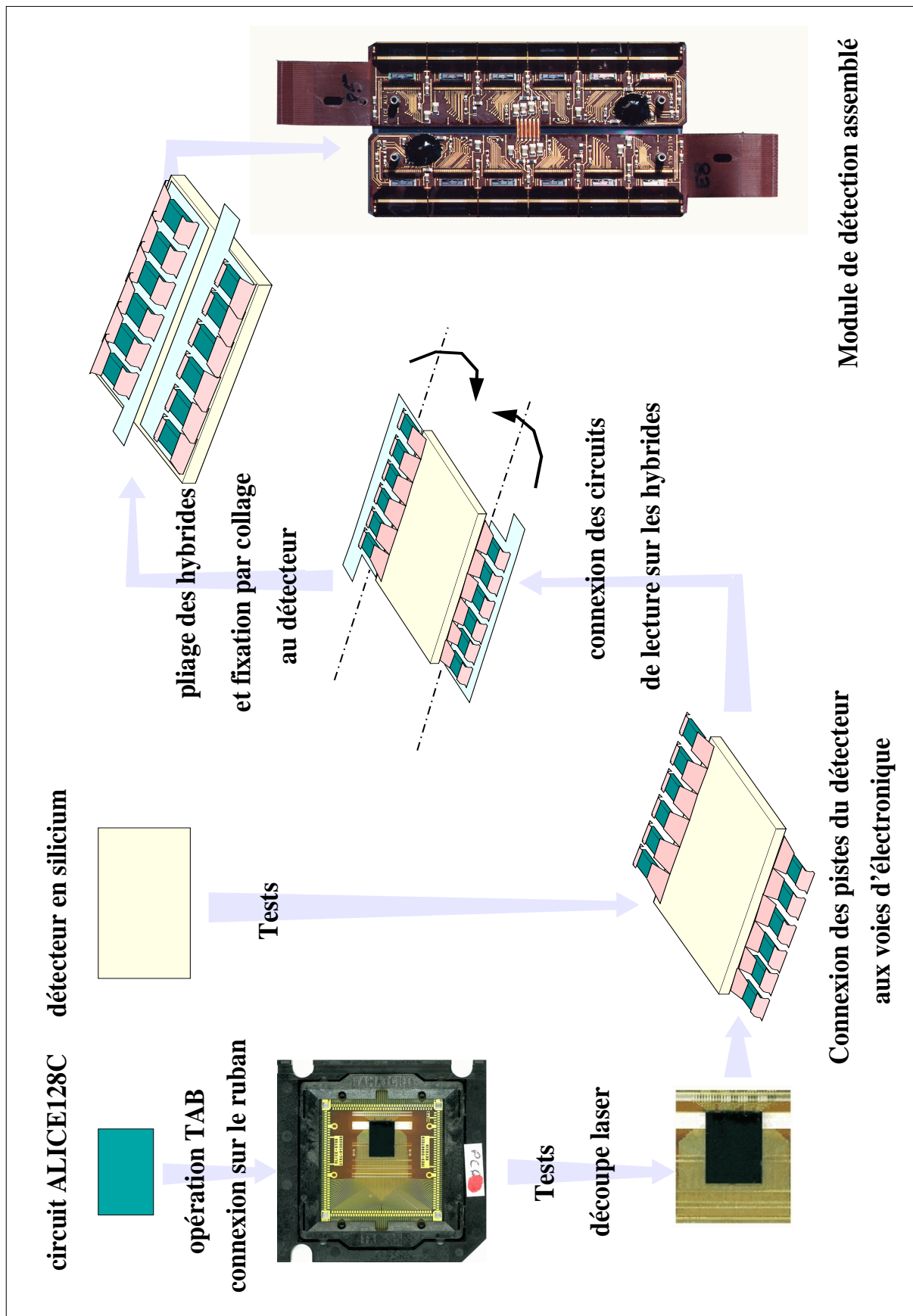


FIG. 4.17: Schéma du protocole d'assemblage des modules de détection. Les différents points de test sont précisés.

4.4.2 Définition d'un protocole de test

Afin de caractériser les modules de détection issus de la phase de production, nous devons définir un protocole de test adapté et optimisé. Le but de ces tests est d'obtenir, en préparation à la prise de données, une cartographie du module en terme de pistes fonctionnelles ainsi que les paramètres d'utilisation. Nous disposons des moyens et des informations suivants :

- les résultats des tests individuels de chaque composant d'un module avant assemblage
- les fonctionnalités du circuit ALICE128C décrites dans la section 3.3
- les mesures prises par le circuit COSTAR (courant de fuite du détecteur, consommation des circuits de lecture, température sur le circuit hybride).

L'outil principal développé pour réaliser ces tests est un dispositif dédié, équipé d'une diode infrarouge, muni du système de contrôle du module et d'un système d'acquisition. La diode est montée sur un support mobile qui permet un déplacement perpendiculairement aux 768 pistes d'un détecteur. Nous disposons ainsi d'une source ionisante extérieure capable de simuler le dépôt de charge dû à une particule chargée dans le détecteur en silicium. Le diamètre du faisceau lumineux en sortie de fibre atteint $9\ \mu\text{m}$, et reste inférieur à $95\ \mu\text{m}$ (distance interpistes) au niveau du détecteur. Cette caractéristique offre la possibilité de qualifier individuellement chaque piste.

4.5 Conclusions

Le travail décrit dans ce chapitre a été consacré à la production du SSD de STAR; ce détecteur devant être installé en hiver 2002, la phase de production de 400 modules de détection a commencé. La nécessité de définir différents protocoles de tests adaptés à chaque partie active du module de détection (détecteur en silicium et électronique de lecture) apparaît donc comme capitale. Dans un premier temps, ces tests permettent de sélectionner les objets qui seront utilisés pour la réalisation des modules de détection. Ensuite, une qualité est attribuée à chaque objet afin de faciliter le choix des composants au cours de la phase d'assemblage. Afin de gérer la grande quantité d'objets ainsi que les résultats de tests qu'ils ont subi, une base de données² a été développée. Son rôle, pour l'instant, consiste principalement à assurer le suivi des différents composants d'un module de détection au cours de l'assemblage. Dans le futur, ce rôle sera évidemment étendu à la gestion de tous les éléments qui constituent le SSD (mécaniques et électroniques).

Nous avons pu, grâce à ces tests, déterminer le nombre moyen de pistes inactives par détecteur ainsi que le nombre de voies défectueuses par circuit de lecture. L'étude menée dans la section 3.4 nous a donné l'efficacité de connexion par ruban TAB entre les pistes d'un détecteur et les entrées analogiques du circuit ALICE128C. Nous pouvons ainsi calculer une valeur attendue de l'efficacité pour un module de détection. Il faut, avant d'effectuer ce calcul, rappeler une particularité du fonctionnement du code de reconstruction des points dans le SSD de STAR. En effet, pour que le passage d'une particule soit reconnu, un signal doit être recueilli sur les faces p et n. En supposant que la présence

2. <http://wwwstar-sbg.in2p3.fr/>

d'une piste défectueuse interdit la reconstruction du signal même si des pistes adjacentes en collectent une partie, nous pouvons écrire :

$$\varepsilon_{module} = \frac{\text{pistes actives}}{\text{total}} \times \frac{\text{voies actives}}{\text{total}} \times \varepsilon_{TAB} \quad (4.3)$$

$$\varepsilon_{module} = 97,7\% \quad (4.4)$$

Si l'on refait ce calcul avec 10 pistes bruyantes par face, en supposant les mêmes effets sur la reconstruction du signal, nous trouvons:

$$\varepsilon_{module} = 96,4\% \quad (4.5)$$

qui est une estimation pessimiste car une piste bruyante peut recueillir du signal. Néanmoins ces calculs montrent que l'efficacité de détection est, pour l'instant, limitée par le TAB. La valeur de ε_{TAB} a été déterminée avec une statistique de 4 modules de détection uniquement, ce qui est insuffisant. D'autant plus que cette valeur est bien meilleure pour les modules actuellement produits.

L'évaluation des performances des composants au moyen de ces tests constitue une étape cruciale car l'utilisation des modules de détection dans le SSD ainsi que l'analyse des données produites dépendront essentiellement de la connaissance de ces *conditions initiales*.

Conclusion

Par une description générale des principes de base de la trajectographie, nous avons mis en évidence les raisons qui ont motivé l'ajout du cylindre SSD (Silicon Strip Detector) dans STAR. Ce détecteur placé entre la TPC et le SVT qui constituaient à l'origine le dispositif instrumental de trajectographie, permet une amélioration significative des performances de STAR en terme d'efficacité de reconstruction des particules issues de la collision, et en particulier des hypérons.

Le cylindre SSD, composé de 320 modules de détection totalisant $0,5 \times 10^6$ voies d'électroniques, représente une évolution « de taille » dans le cadre des détecteur de vertex. Sa taille et sa granularité sont essentiellement liées aux conditions expérimentales des collisions d'ions lourds.

Seule une innovation technologique importante pour l'interconnexion des composants actifs (détecteur à micropistes et circuit ALICE128C) a permis d'envisager la réalisation d'un tel instrument. Nous avons décrit en détail la solution TAB (*Tape Automated Bonding*), et notamment les tests en laboratoire et sous faisceau qui ont validé ce choix. Les améliorations apportées par notre travail ont permis d'atteindre un taux de réussite de 99% pour l'ensemble du processus de connexion des modules actuellement assemblés.

Les performances du module de détection ont été obtenues par l'analyse des données de tests sous faisceau. Les résultats en terme de résolution en position et en énergie, ainsi que les valeurs du rapport signal sur bruit satisfont aux impératifs de la détection et de la reconstruction des particules chargées dans STAR.

Nous avons également abordé la question de la stabilité des performances dans le temps par rapport au taux de radiation attendu dans le SSD de STAR (1-2 krad pour la durée de vie de l'expérience). Des tests spécifiques d'irradiation ont montré la bonne tenue de l'ensemble détecteur-circuit ALICE128C jusqu'à des doses bien supérieures.

La dernière partie de notre travail a été consacrée à la mise en place et la réalisation de tests automatisés et complets pour les 440 détecteurs produits. Les résultats obtenus en une année fournissent les paramètres d'utilisation des détecteurs et les caractéristiques de près de 680 000 pistes, enregistrés dans une base de données. Ces informations serviront d'une part au choix des détecteurs les plus performants qui seront utilisés pour le SSD et d'autre part aux calibrations ultérieures qui pourront bénéficier de cette première caractérisation.

De plus, l'interprétation des données produites par le SSD après son installation dans STAR est fondamentalement corrélée à l'expertise acquise pendant les phases de caractérisation et de production des modules de détection.

Annexe 1: les expériences du RHIC

Le collisionneur RHIC

Le collisionneur RHIC (Relativistic Heavy Ions Collider) est installé sur le site du Laboratoire National de Brookhaven (BNL) aux Etats-Unis. La figure 4.18 montre une vue aérienne de ce complexe avec les différents accélérateurs ainsi que les sites d'expériences.

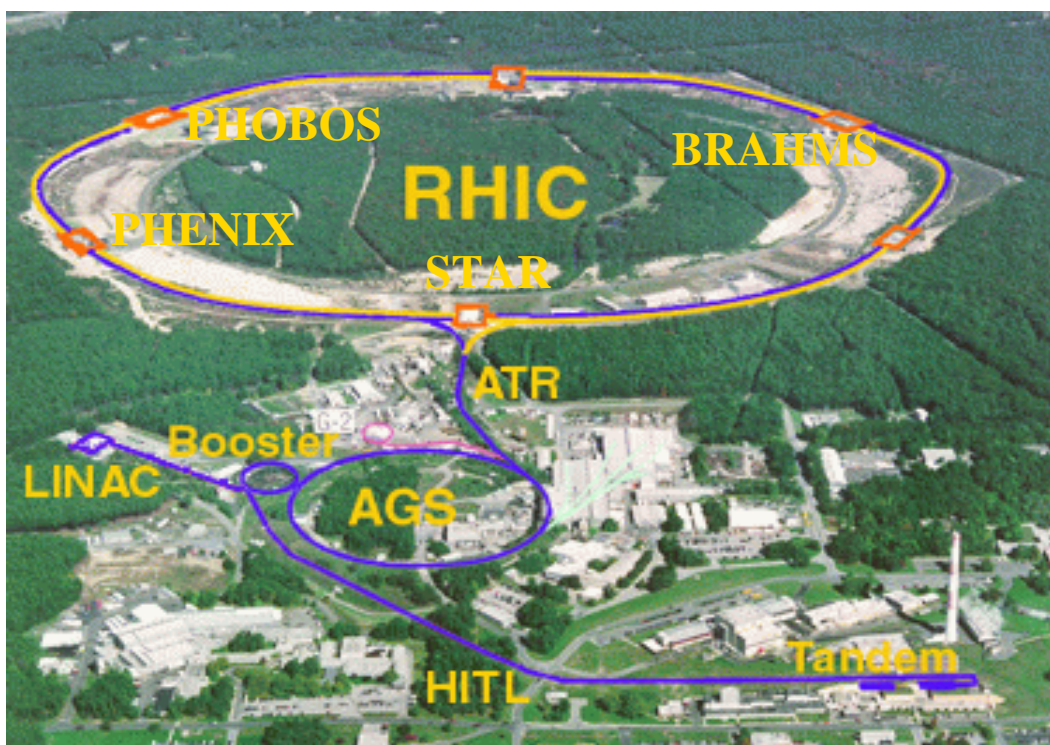


FIG. 4.18: *Vue aérienne des accélérateurs et du collisionneur RHIC, les emplacements des différentes expériences sont indiqués.*

Le RHIC, constitué de 2 anneaux de 3,8 km de circonférence, accélère les particules jusqu'à une énergie de 100 AGeV en mode noyau-noyau et 250 AGeV en mode proton-proton. Pour atteindre de telles énergies, une chaîne, incluant plusieurs accélérateurs, augmente progressivement l'impulsion des particules. C'est finalement l'AGS (Alternate Gradient Synchrotron) qui injecte les particules dans les anneaux du RHIC avec une impulsion de

11 AGeV. A ce jour, le RHIC a produit des collisions Au sur Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, et l'énergie nominale de fonctionnement $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV doit être atteinte durant les prises de données de l'année 2001.

Les expériences du site

Quatre expériences analysent les collisions produites par l'accélérateur RHIC, elles sont localisées sur la figure 4.18. Nous allons brièvement décrire chacune d'entre elles. PHENIX et STAR sont les 2 expériences majeures en termes de taille et du nombre d'observables recherchées. BRAHMS et PHOBOS possèdent une taille relativement plus modeste.

PHOBOS³

La mesure des spectres d'un large éventail de particules chargées ainsi que l'étude des corrélations constituent les thèmes de recherche de PHOBOS.

BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers)

Cette expérience est consacrée à l'étude des signatures hadroniques du plasma par la mesure des hadrons chargés (p^\pm , K^\pm , π^\pm) sur un très large domaine de rapidité ($0 < |y| < 4$) et d'impulsion ($0,2 < p_t < 3$ GeV/c). Ce large domaine de l'espace est rendu accessible grâce à deux spectromètres amovibles.

PHENIX (Pionnering High Energy Nuclear Interaction eXperiment)

Le programme de PHENIX est principalement consacré à la mesure des dileptons et en particulier l'étude des résonances J/ψ et ψ' , Υ , ρ , ω et ϕ . Le détecteur permet également d'étudier des hadrons et des photons.

STAR (Solenoidal Tracker At Rhic) est décrit dans le chapitre 1.

3. Phobos est le nom d'une lune de Mars. Ce nom a été choisi en rapport avec une première expérience MARS (Modular Array for Rhic Spectra) non approuvée .

Annexe 2 : le câblage par fil

Le câblage par fil ou *Wire-bonding*

Cette technique est sans doute la plus utilisée et la mieux maîtrisée pour effectuer un large éventail de connexions électriques, à la fois à petite et grande échelle. Elle fut pendant longtemps la seule disponible pour la connexion entre des détecteurs en silicium à micropistes et leur électronique de lecture. Cependant cela implique de sévères contraintes sur la géométrie des différentes parties à connecter.

Le câblage consiste simplement en un fil conducteur soudé par ultrasons entre deux plots de connexions prévus pour cet usage. Le matériau constituant le fil (ou *bond*) est généralement de l'aluminium ou de l'or. La valeur standard du diamètre du fil est égale à $25\ \mu\text{m}$, cependant l'utilisation de fils plus minces (jusqu'à $17\ \mu\text{m}$) ou plus épais ne pose pas de difficultés réelles.

Le wire-bonding n'est réalisable que si les parties A et B sont à la fois proches l'une de l'autre et relativement coplanaires. Les distances D et H sont fortement corrélées à la valeur P qui représente le pas entre les plots de connexion, comme indiqué sur la figure 4.5, ci-dessous.

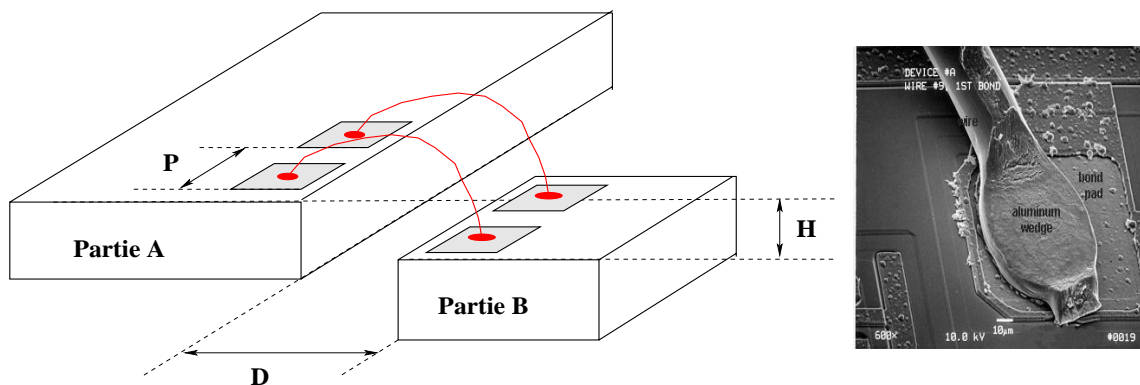


FIG. 4.19: Schéma de principe du câblage par fil (à gauche), avec une image SEM[WBO] de la soudure du fil d'aluminium sur le plot de connexion (à droite)

En effet plus la distance P est petite, plus il sera difficile de *tendre* le fil entre les plots sans provoquer de court-circuit. Par exemple, pour un pas $P > 100\ \mu\text{m}$, un câblage avec $D = 5\text{mm}$ est réalisable. L'extrême fragilité du fil utilisé implique une contrainte supplémentaire, en effet pour des raisons de tenue mécanique, il est indispensable que les

parties A et B soient solidaires. La résistance aux contraintes d'un (ou plusieurs) bond(s) étant très faible (4 à 5 grammes à l'arrachement pour un fil de $17\ \mu\text{m}$ de diamètre), tout mouvement relatif de A par-rapport à B peut entraîner la perte de une (ou plusieurs) connexion(s). Le câblage de deux composants indépendants est sinon impossible, très difficile à réaliser.

Le dernier point concerne le taux de bonnes connexions qui avoisine les 100% : en effet, quand une connexion est défectueuse, elle est généralement reprise. La fréquence, en mode de fonctionnement automatique, est de l'ordre du hertz.

La figure 4.20 montre les premiers prototypes câblés par fil des modules STAR. Dans ce design, les hybrides supportant l'électronique reposent à coté du détecteur. De plus, nous pouvons distinguer l'adaptateur de pas utilisé afin de réduire le pas entre les pistes du détecteur ($95\ \mu\text{m}$) au pas des entrées analogiques du circuit ALICE128C ($44\ \mu\text{m}$): cela a pour effet de multiplier le nombre de connexions par un facteur 2. Dans les modules actuels, ce problème est directement résolu par le ruban TAB.

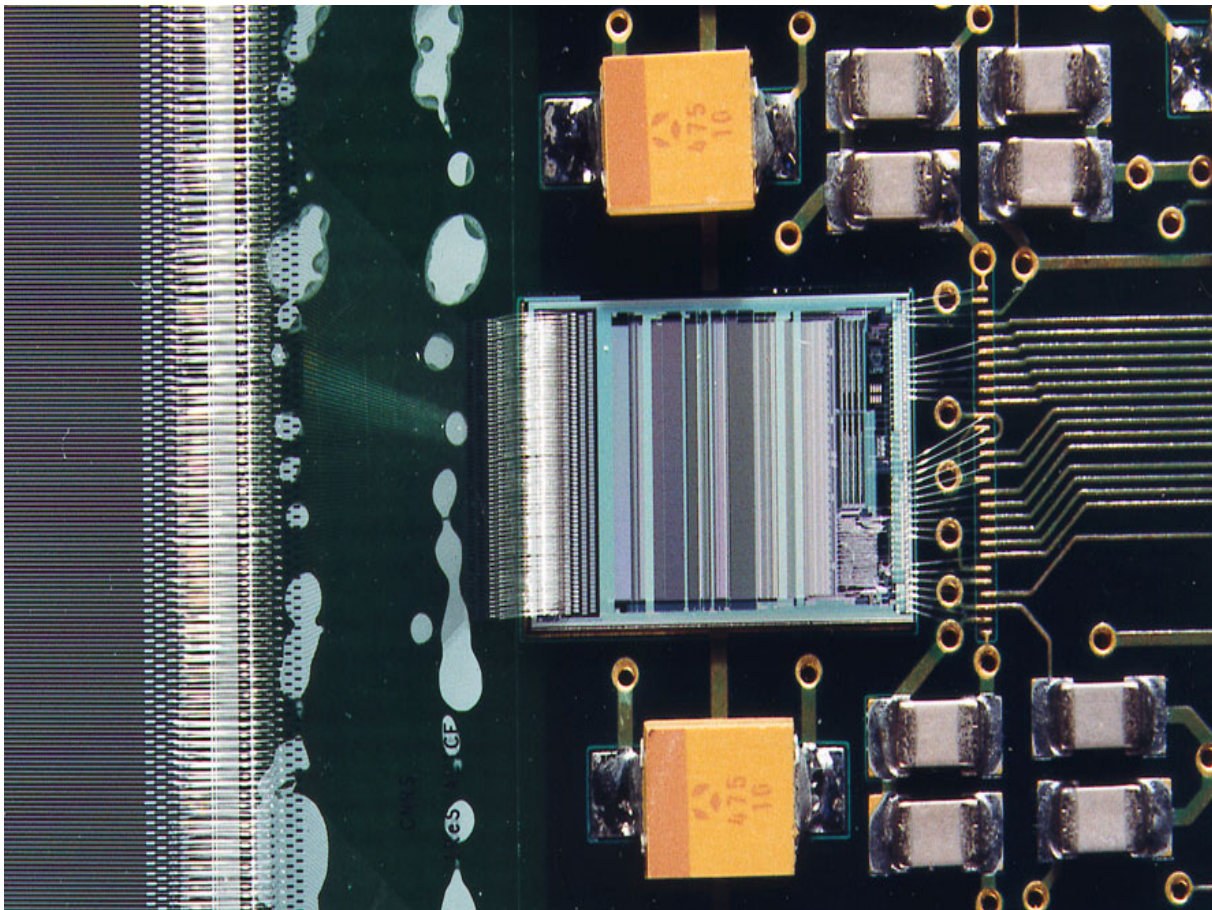


FIG. 4.20: *Les prototypes câblés par fil des modules STAR. A gauche le détecteur en silicium et au centre le circuit ALICE128C, nous pouvons voir la première série de bonds du circuit vers l'adaptateur de pas ($44\ \mu\text{m}$) puis de l'adaptateur vers le détecteur ($95\ \mu\text{m}$).*

Bibliographie

- [Ali80] R.C. Alig et al.,
Scattering by ionisation and phonon emission in semiconductors
Phys. Rev., **B22** (1980) 12.
- [Ali95] ALICE Collaboration,
ALICE - Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC
CERN/LHCC/95-71, December 1995.
<http://alice.web.cern.ch/Alice/documents.html>
- [Ali99] ALICE Collaboration,
ITS Technical Design Report,
CERN/LHCC/99-12, ALICE TDR 4 (June 1999)
- [All91] P.P. Allport et al.,
FOXFET biased microstrip detectors,
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A310**, 155-159 (1991).
- [Arn98] L. Arnold and al.,
In-beam test of double-sided silicon strip detector,
ALICE/SIL98-05, Internal Note-SIL, 22 january 1998.
- [Aya98] M. Ayachi, J.D Berst, J.P. Blonde, G. Clauss, C. Colledani, G. Deptuch, W. Dulinsky,
Y. Hu, L. Hebrard, W. Kucewicz and al.,
*Electrical Characterization of ALICE128C: A Low-Power CMOS ASIC for the Readout
of Silicon Strip Detectors,*
Proceedings of the "Fourth Workshop on Electronics for LHC Experiments", Rome
(Italy), 21-25 September 1998, CERN/LHCC/98-36, p160-164.
- [Azz96] P. Azzi et al.,
Radiation damage experience at CDF with SVX'
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A383**, 155-158 (1996).
- [Bab95] BABAR Collaboration,
BABAR Technical Design Report SLAC-R-95-457 (1995)
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/doc/TDR/>
- [Bar94] E. Barberis et al.,
Capacitances in silicon microstrip detectors
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A342**, 90-95 (1994).
- [Bon99] D. Bonnet and al.,
Control system of silicon microstrip layer for the STAR experiment
Proceedings of ICALEPS'99, Trieste, October 1999.

- [Bou98] S. Bouvier,
TAB: a packaging technology used for silicon strip detector to front end electronics interconnection
Proceedings of "4th Workshop on Electronics for LHC Experiments", ROME, September 21-25, 1998.
- [Boz00] C. Bozzi et al.,
The design and construction of the BABAR silicon vertex tracker
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A447**, 15-25 (2000).
- [Bru95] N.L. Bruner, M.A. Frautschi, M.R. Hoferkamp, S.C. Seidel,
Characterization procedures for double-sided silicon microstrip detectors
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A362**, 315-337 (1995).
- [Cac87] C. Caccia et al.,
A Si strip detector with integrated coupling capacitor
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A260**, 124 (1987).
- [CCT99] *Cahier des Clauses Techniques Particulières pour la fabrication de deux lots de détecteurs silicium à micropistes pour l'expérience STAR à RHIC*
IReS/SUBATECH/IN2P3(1999)
- [Col96] C. Colledani, W. Dulinski, R. Turchetta, F. Djama, A. Rudge, P. Weilhammer,
A submicron precision silicon telescope for beam test purposes,
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A372**, 379-384 (1996).
- [Edw91] M. Edwards et al.,
Neutron radiation damage studies of silicon detectors
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A310**, 283 (1991).
- [Ell89] J. Ellison, G. Hall, S. Roe, R. Wheadon, B.S. Avset and L. Evensen,
Punch-Through currents and floating strip potentials in silicon detectors
IEEE Trans. on Nuclear Science, vol 36, No 1, (1989).
- [Feu00] M. Feuerstack-Raible,
Overview of microstrip read-out chips,
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A447**, 35-43 (2000).
- [Fra95] M.A. Frautschi, S.C. Seidel, A. Webster,
A fixture for probing double-sided microstrip detectors
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A1582**, 521 (1995).
- [Fin00] R. Fini et al.,
Strange baryon production in Pb-Pb collisions at 158 A GeV/c
Proceedings of Strangeness 2000, 20-25 July 2000, Berkeley, California, USA.
- [Ger99] M. Germain et al., *Irradiation of a silicon-strip detector and readout chips for the ALICE experiment at LHC*
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A434**, 345-357 (1999).
- [Ger01] M. Germain et al., *Irradiation of a silicon-strip detector for the ALICE experiment at LHC*
ALICE/2001-02 ALICE Internal NOTE, January 2001.

- [Han83] S. Hancock, F. James, J. Movchet, P.G. Rancoita and L. VanRossum
Energy loss and energy straggling of protons and pions in the momentum range 0.7 to 115 GeV/c,
 Phys. Rev. A 28, 615 (1983).
- [Har01] John W. Harris pour la collaboration STAR,
Results from the STAR Experiment,
 Proceedings of Quark Matter 2001.
- [Heb97] L. Hebrard, J.P. Blonde, M. Ayachi, Y. Hu, C. Colledani, G. Deptuch, W. Kucewicz and al.,
ALICE128C: a CMOS Full Custom ASIC for the Readout of Silicon Strip Detectors in the ALICE Experiment,
 Proceedings of "3rd Workshop on Electronics for LHC Experiments", Imperial College, LONDON, September 1997 CERN/LHCC/97-60,p.173.
- [Hel96] H. Helstrup pour la collaboration WA97,
WA97 results on strangeness production in lead-lead collisions at 158 GeV/c
 Quark Matter 96 proceedings, Nucl.Phys. A 610 (1996), 165c.
- [Hip00] B. Hippolyte et al,
Silicon Strip Detector Reconstruction Chain for the STAR Experiment
 STAR note SN0427.
- [Hol89] P. Holl, J. Kemmer, U. Prechtel, T. Ziemann, D. Hauff, G. Lutz, A.S. Schwarz, L. Strüder.
A Double-Sided Silicon Strip Detector with Capacitive Readout and a New Method of Integrated Bias Coupling
 IEEE Trans. on Nuclear Science, vol 36, No 1, (1989).
- [Hus94] D. Husson,
Capacitance Modelling for Double-Sided Si Detectors with Double-Metal Readout
 IEEE Trans. on Nuclear Science, vol 41, No 4, (1994).
- [Kot85] U. Kötzt, K.U Pösneker, E. Gatti, E. Belau, D. Buchholz, R. Hofmann, R. Klanner, G. Lutz, E. Neugebauer, H.J. Seedbrunner, A. Wylie, J. Kemmer,
Silicon strip detectors with capacitive charge division,
 Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A235**, 481-487 (1985).
- [Kuh98] C. Kuhn,
Plasma de Quarks et Gluons et matière étrange du SPS au LHC
 Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1998).
- [Kui99] P. Kuijer et al.,
Control complex for a double-sided microstrip detector production and tests
 ALICE/99-45, Internal Note/ITS,(October 1999).
- [Let00] J. Letessier et J. Rafelski,
Observing Quark-Gluon Plasma with Strange Hadrons
 Preprint nucl-th/0003014 (2000)
- [Man99] V. Manzari pour la collaboration NA57,
Silicon pixel detectors for tracking in NA57
 Nucl. Phys. A661 (1999) 716c-720c.

- [Man00] V. Manzari pour la collaboration NA57,
Status of the NA57 experiment at CERN SPS
Proceedings of Strangeness 2000, 20-25 July 2000, Berkeley, California, USA.
- [Mei99] D. Meier,
Diamond Detectors for Particle Detection and Tracking,
Thèse de Doctorat, Université de Heidelberg, (1999).
- [Mul85] B. Muller,
The Physics of the Quark Gluon Plasma
Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1985).
- [Pan95] S.U Pandey, G. Vilkelis, T.J Humanic, H. Kraner, R. Bellwied, A. French, J. Hall,
Studies of ionizing radiation effects on silicon drift detectors,
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A361**, 457-460 (1995).
- [PDG00] D.E. Groom et al,
2000 Review of Particle Physics
The European Physical Journal C15 (2000) 1,
accessible sur <http://pdg.lbl.gov/>.
- [Pin00] W. Pinganaud,
Contributions au développement du détecteur au silicium à micropistes de l'expérience STAR au RHIC
Thèse de Doctorat, Université de Nantes, (2000).
- [RD42] <http://rd42.web.cern.ch/RD42/>,
code originel accessible à l'adresse <http://rd42.web.cern.ch/RD42/rd42cern-/tracker/DiamondTracking/DiamondTracking.html>
- [Ren93] R. Turchetta,
Spatial resolution of silicon microstrip detectors,
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A335**, 44-58 (1993).
- [Ret00] F. Retière,
Etude des processus d'émission des pions dans les collisions Pb+Pb à 17,3 AGeV, et son prolongement aux collisions Au+Au à 200 AGeV, à travers la caractérisation des détecteurs au silicium à micropistes de l'expérience STAR,
Thèse de Doctorat, Université de Nantes, (2000).
- [Roy00] C. Roy, L. Martin, W. Pinganaud,
Onset of neutral Strange Particle Reconstruction Including the SSD
STAR note SN0421.
- [Sat92] Helmut Satz,
RHIC and LHC: Physics perspectives,
Nuclear Physics **A544**, 371c-390c (1992).
- [SSD99] A. Boucham et al.,
Proposal for a Silicon Strip Detector for STAR (SSD)
STAR note SN0400.
- [STAR0] C. Adler et al. pour la collaboration STAR,
Multiplicity distribution and spectra of negatively charged hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV
Phys. Rev. Lett. 87,(2001).

- [TDR99] ALICE collaboration,
ALICE Technical Design Report of the Inner Tracking System
CERN/LHCC 1999-12 ALICE TDR 4 210-211.
- [WBO] Explications et photos du câblage par fil,
<http://www.eccb.org/pbps/tg/wirebond.htm>
- [Whe94] R.Wheadon et al. (RD20 collaboration),
Radiation tolerance studies of silicon microstrips detectors
Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **A342**, 126 (1994).
- [Won94] C. Y. Wong,
Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions
World Scientific Publishing (1994).