Thèse

présentée à

L'Université Bordeaux 1

par

Pauline ASCHER

pour obtenir le grade de

Docteur

Spécialité : Astrophysique, Plasma et Corpuscules

Étude de la radioactivité deux protons de ^{54}Zn avec une chambre à projection temporelle

---

Soutenue le **30 novembre 2011** devant la commission d'examen formée de :

M. B. BLANK	Directeur de Recherche, CNRS	Directeur de thèse
Mme. M.J.G. BORGE	Professor, Universidad de Madrid	Rapporteur
M. J. GIOVINAZZO	Chargé de Recherche, CNRS	Examinateur
Mme. F. HANNACHI	Directrice de Recherche, CNRS	Présidente du jury
M. M. LEWITOWICZ	Directeur de Recherche, CNRS	Rapporteur
Mme. M.-F. RIVET	Directrice de Recherche, CNRS	Examinatrice

Numéro d'ordre : 4376

Remerciements

Les remerciements... m'y voici... cette partie d'écriture que je redoutais le plus. Cette convention des "remerciements" que l'on fait au début d'un mémoire de thèse m'apparaissait comme une tâche difficile, d'autant plus que ces quelques lignes seront très certainement les plus lues de ce manuscrit... Comment vous dire tout ce qui me tient à coeur avec des petits mots tout simples ? Finalement, ces mots, je les cherche avec plaisir... durant ces trois années, j'ai eu la chance et le plaisir de rencontrer des personnes passionnées et passionnantes, qui m'ont apporté énormément tant au niveau professionnel que personnel. Je voudrais vous exprimer au mieux, proches et moins proches, qui avez été si présents dans mon travail, toute ma gratitude, toute ma reconnaissance.

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury : les rapporteurs Marek Lewitowicz et Maria Borge ainsi que Marie-France Rivet et Fazia Hannachi, qui ont lu très attentivement mon manuscrit. Je vous remercie très sincèrement pour le temps que vous avez consacré à cette thèse et pour les encouragements y afférents.

L'immersion dans ce groupe "Noyaux Exotiques" a été pour moi une grande chance, j'ai trouvé là beaucoup de chaleur humaine, de soutien et d'entraide.
Je tiens à remercier en tout premier lieu Bertram Blank. Merci à toi, Bertram, de m'avoir accueillie dans le groupe presque les yeux fermés ; c'était risqué, j'espère que tu ne t'en mords pas trop les doigts ! Merci également pour cette impression d'entière confiance en moi que tu m'as donnée (dès le début !), cela a été très motivant et formateur pour moi, merci aussi pour ta disponibilité malgrè la multitude d'engagements dans lesquels tu étais impliqué.

Merci à toi, Jérôme, mon directeur officieux et surtout ami, merci pour tout ce que tu m'as apporté, de la rigueur de l'analyse Root ou des joies de ton oeil exigeant sur ma thèse... en passant par la découverte du bon whisky !, votre accueil très chaleureux, toi et Bab, toutes ces soirées à refaire le monde..., j'ai été très sensible à ton ouverture aux autres, c'est bien toi le philanthrope ! J'espère te retrouver bientôt sur ma route...

Je vous remercie, Teresa, Greg, Mathias, mes colocs de bureau Antoine et Nassima, et Hugo, pour avoir été là sans compter, pour m'avoir donné de votre temps et de votre énergie pour les nombreuses "répét" de présentations... et également pour les nombreuses pauses-café !
Je tiens particulièrement à te remercier, Stéphane. Ton arrivée dans le groupe m'a beaucoup aidé. Ton énergie, ta passion contagieuse et ta bonne humeur m'ont permis de passer une dernière année de thèse moins difficile que ce que j'aurais imaginé...
Merci à toi, Laurent, le seul si proche de mes préoccupations...

Je désire également remercier les services du laboratoire, en particulier Charles-Edouard et Sébastien du service instrumentation, Jean-Louis, Jérôme et Abdel du service électronique, pour m'avoir accompagnée dans mes difficultés face à la TPC. J'ai eu un grand plaisir à travailler avec vous, également pendant la manip TPC ; merci aussi à Franck et Laurent Serani (j'assume désormais la "bichromie" de mes chaussettes !).

Merci à Nadine, Pascale, Virginie et Tina pour leur gentillesse et leurs attentions.

J'ai également une pensée pour Ludovic Bonneau, merci d'avoir pris du temps pour m'aider à y voir plus clair dans la partie théorique...

Merci à Medhi et Serge, grâce à vous j'ai pu découvrir mon goût pour l'enseignement, c'était une très belle expérience.

Durant ces trois années, j'ai eu la chance de participer à de nombreuses "manips" ! Merci particulièrement aux "ganiliens" François, Jean-Charles et Stéphane avec qui ça a été un vrai plaisir de travailler... vous êtes tous trois de merveilleux pédagogues.
Merci, Jean-Charles, d'avoir été si réactif à mes demandes, de m'avoir écoutée, soutenue et motivée dans mes moments de doute et de découragement...

Je tiens également à remercier Bernard Tamain, professeur à l'Ensicaen, qui a ouvert mon appétit de la physique nucléaire.

Un grand merci à ceux qui sont venus me soutenir le grand jour, vous avez la chance de tout connaître désormais sur la radioactivité deux protons, cela vous servira peut-être un jour, qui sait !

Merci à Emilie, Salima, Jean-Steph, les deux Jérôme, Bab, Manu, Laura, Fred, Guillaume, le Café des Jours Heureux et l'Artigiano. Grâce à vous, ces années ont été pimentées de rire, de folie et d'affection.

Merci à ma maman, ma mamie, Isaac, Catherine, M-Sylvie et Carlos (le graviton existe, tu sais !), Jean-Paul, Judy, Sam et Emily, et Albane qui ont été et sont toujours de tout coeur avec moi.

Et je termine par toi, Carl, tu as..., tu es...

Merci à tous !

Table des matières

Introduction **9**

I Contexte et motivations **11**
I.1 De la stabilité à la radioactivité deux protons (2p) . . . 11
I.2 La radioactivité 2p : concepts . . . 13
I.3 Émission de deux protons par le noyau . . . 14
I.4 Recherches expérimentales de la radioactivité 2p . . . 15
I.5 Approches théoriques . . . 18
I.5.1 Premières prédictions . . . 18
I.5.2 Le modèle *diproton* (formalisme matrice R) . . . 20
I.5.3 Le modèle à trois corps . . . 21
I.5.4 Le modèle SMEC . . . 24
I.5.5 Prédictions des modèles et comparaisons avec l'expérience . . . 24
I.5.5.1 Largeur de décroissance Γ . . . 24
I.5.5.2 Corrélations . . . 26
I.6 Conclusion . . . 29

II Description de l'expérience **31**
II.1 Production et sélection des ions . . . 31
II.2 Dispositif de détection . . . 32
II.2.1 Identification des ions . . . 32
II.2.2 Le détecteur TPC . . . 33
II.2.2.1 Principe . . . 34
II.2.2.2 Eléments constitutifs de la TPC . . . 35
II.2.2.3 Conditions de fonctionnement . . . 39
II.3 Système de traitement et mesure de la TPC . . . 40
II.3.1 Introduction . . . 40
II.3.2 Déclenchement du système . . . 40
II.3.3 Obtention des signaux . . . 40
II.4 Acquisition et stockage des données . . . 41
II.4.1 Déclenchement de l'acquisition . . . 42
II.4.2 Numérisation des données . . . 42
II.4.3 Double acquisition . . . 43

III Traitement des données **47**
III.1 Identification des ions . . . 47
III.1.1 Paramètres d'identification . . . 47

III.1.2 Procédure d'identification 48
III.1.2.1 Réglages 48
III.1.2.2 Estimation des paramètres 50
III.1.2.3 Calcul du rayon 51
III.2 Corrélations temporelles implantation-radioactivité 53
III.3 Étalonnage du détecteur TPC 53
III.3.1 Étalonnage des pistes 53
III.3.1.1 Étalonnage avec le générateur d'impulsions 54
III.3.1.2 Étalonnage faisceau 56
III.3.1.3 Correction du fond 58
III.3.2 Obtention des spectres TPC 59
III.3.3 Étalonnage en énergie des GEM 60

IV Analyse et résultats **63**
IV.1 Performances du détecteur avec une source α 64
IV.1.1 Résolution spatiale 64
IV.1.2 Analyse des spectres TPC 66
IV.1.2.1 Spectres énergie 67
IV.1.2.2 Spectres temps 68
IV.1.3 Vérification des observables déterminées 71
IV.1.4 Conclusion 72
IV.2 Décroissance βp de ^{52}Ni 73
IV.2.1 État des lieux 73
IV.2.2 Analyse des événements d'implantation 74
IV.2.3 Analyse des spectres énergie des événements de décroissance 75
IV.2.4 Reconstitution de la trajectoire suivant l'angle azimutal ϕ 76
IV.2.5 Analyse des spectres temps 78
IV.2.6 Angle zénithal θ et parcours total R 81
IV.2.7 Conclusion 84
IV.3 Radioactivité 2p de ^{54}Zn 84
IV.3.1 Observables macroscopiques 84
IV.3.1.1 Durée de vie 84
IV.3.1.2 Énergie de décroissance 85
IV.3.1.3 Rapport d'embranchement 2p 86
IV.3.1.4 Comparaison 86
IV.3.2 Observables individuelles 86
IV.3.2.1 Partage en énergie 86
IV.3.2.2 Angle relatif d'émission 87
IV.3.3 Analyse individuelle des événements de décroissance 90
IV.3.4 Résultats 104
IV.3.4.1 Partage de l'énergie 104
IV.3.4.2 Deux méthodes indépendantes pour la détermination de l'angle relatif d'émission 106
IV.3.4.3 Distribution angulaire des protons émis 107

V Interprétation des résultats et perspectives **109**
V.1 Interprétation des résultats 109

V.1.1 Durée de vie de ^{54}Zn 109
V.1.2 Corrélations entre les protons émis 112
V.1.2.1 Corrélations énergétiques 112
V.1.2.2 Corrélations angulaires 113
V.2 Perspectives 115
V.2.1 Du point de vue physique 115
V.2.2 Du point de vue technique 117

Conclusion **119**

Bibliographie **121**

Introduction

Jusqu'au début du XX^{e} siècle, les atomes étaient considérés comme les constituants élémentaires de la matière. La découverte de la radioactivité en 1896 par Henri Becquerel et les études qui suivirent, en particulier par Pierre et Marie Curie, furent le départ d'une nouvelle hypothèse : les atomes seraient eux-mêmes des objets composés. Comment, sinon, la matière pourrait-elle émettre spontanément des particules ? De nombreuses expériences furent réalisées pour découvrir les lois de la radioactivité ; on caractérisa très vite les rayonnements α, β^- et γ. C'est en 1911 que Rutherford interpréta la célèbre expérience de la feuille d'or réalisée par Geiger et Mardsen en 1908. Pour expliquer les observations, il proposa son modèle de l'atome : un noyau central possédant une charge électrique, entouré par des électrons maintenus en orbite par l'interaction électromagnétique. Entre les deux : le vide. Une nouvelle science est née il y a exactement cent ans : la physique nucléaire.

La connaissance du noyau progressa ensuite à une vitesse prodigieuse. Deux nouveaux modes de radioactivité furent découverts en 1934 par Irène et Frederic Joliot-Curie et en 1940 par G. Flerov et K. Petrzak : la désintégration β^+ et la fission spontanée. Jusqu'ici, rien ne laissait supposer que les noyaux pourraient se désintégrer ou se désexciter autrement que par radioactivité α, β, γ ou fission spontanée, les radioactivités dites *classiques*.

C'est au début des années 1960 que les physiciens Goldansky, Zel'dovich et Jänecke s'intéressèrent aux noyaux très riches en protons à la limite d'existence (*drip-line* proton). Le ou les derniers protons n'étant plus liés au noyau par l'interaction forte, la possibilité d'émettre spontanément des protons serait possible. Ils prédirent alors la radioactivité "un proton" (1p) pour les noyaux avec un nombre de protons Z impair et la radioactivité "deux protons" (2p) pour les noyaux de Z pair. Ces noyaux étant très difficiles à produire en laboratoire, il a fallu attendre de longues années pour pouvoir découvrir ces nouveaux modes de décroissance exotiques : 1981 pour la radioactivité 1p et 2002 pour la radioactivité 2p. Cela tient aux progrès considérables réalisés ces dernières décennies en matière de production et de séparation d'ions de plus en plus exotiques.

L'étude des rayonnements ou particules émises lors d'une radioactivité a toujours été un outil puissant pour la compréhension du noyau atomique. Une question essentielle, déjà évoquée par Goldansky, fut posée quant à la radioactivité 2p : comment sont corrélés les protons émis ? Cette corrélation peut-elle nous renseigner sur la structure de ces noyaux aux limites d'existence, sur le phénomène d'appariement et de corrélation proton-proton dans le noyau ? Les observables permettant de sonder cette corrélation sont l'angle relatif entre les deux protons et le partage de l'énergie totale disponible emportée par chacun d'eux.

Parallèlement à ces prédictions théoriques, d'importants développements concernant la technique des détecteurs ont été réalisés. En 1968, Georges Charpak introduisit la célèbre chambre proportionnelle à fils (MWPC) et révolutionna ainsi les méthodes de détection et de trajectographie, notamment en physique des particules. Depuis lors, diverses variantes ont

permis d'étendre la gamme de ces détecteurs sans y apporter des concepts fondamentalement nouveaux.

Ainsi, une chambre à projection temporelle (TPC pour *Time Projection Chamber*) basée sur le même principe fut développée au CENBG dans le but de reconstruire en trois dimensions la trajectoire des protons émis lors de la radioactivité 2p, afin d'étudier leurs corrélations. L'analyse de cette expérience constitue le travail de cette thèse, dont le manuscrit s'articule autour de cinq chapitres.

Le chapitre 1 présente le contexte physique dans lequel s'inscrit cette thèse. Un état de l'art des différentes expériences réalisées dans la cadre des études de la radioactivité 2p est effectué. Les différents modèles développés pour décrire ce processus exotique sont introduits et confrontés aux données existantes.

Le chapitre 2 décrit l'expérience réalisée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) avec la TPC et qui a permis d'observer pour la première fois, directement, les deux protons émis lors de la désintégration de ^{54}Zn.

Le traitement des données ainsi que les étalonnages des détecteurs font l'objet du chapitre 3.

Le chapitre 4 concerne la procédure d'analyse pour la reconstruction spatiale des trajectoires des particules se déplaçant dans la chambre ainsi que les résultats obtenus.

Enfin, le chapitre 5 est consacré à l'interprétation des résultats et aux perspectives de ce travail.

Chapitre I

Contexte et motivations

Sommaire

I.1 De la stabilité à la radioactivité deux protons (2p) **11**
I.2 La radioactivité 2p : concepts **13**
I.3 Émission de deux protons par le noyau **14**
I.4 Recherches expérimentales de la radioactivité 2p **15**
I.5 Approches théoriques **18**
I.5.1 Premières prédictions 18
I.5.2 Le modèle *diproton* (formalisme matrice R) 20
I.5.3 Le modèle à trois corps 21
I.5.4 Le modèle SMEC 24
I.5.5 Prédictions des modèles et comparaisons avec l'expérience 24
I.6 Conclusion **29**

Ce premier chapitre vise à présenter le contexte physique dans lequel s'inscrit cette thèse. Après une introduction à la problématique, un état de l'art des recherches expérimentales sur la radioactivité deux protons est réalisé, avant de décrire les différents modèles développés pour décrire ce mode de décroissance exotique.

I.1 De la stabilité à la radioactivité deux protons (2p)

La notion de stabilité du noyau se définit à partir d'une de ses caractéristiques fondamentales : l'énergie de liaison. Cette énergie correspond à la différence de masse entre les constituants du noyau pris séparément (neutrons et protons) et le noyau. La masse cédée par les nucléons lorsqu'ils sont assemblés dans le noyau correspond à la dépense d'énergie mise en jeu pour en assurer la cohésion. En d'autres termes, elle correspond à la quantité d'énergie qu'il faudrait dépenser pour séparer les constituants. Ainsi, elle reflète le degré de liaison ou de stabilité du noyau qui est d'autant plus grand que cette énergie est importante.

L'instabilité du noyau se traduit par le phénomène de radioactivité dont le temps caractéristique correspond à la durée de vie du noyau. Il se transforme spontanément en un système plus stable, visant à acquérir une énergie de liaison plus grande. Les noyaux stables, ayant une énergie de liaison suffisante et maximale, ont une durée de vie infinie.

Il est d'usage de classer les isotopes dans une "carte des noyaux" représentant leur nombre de protons Z en fonction de leur nombre de neutrons N. Les quelque 300 noyaux stables

existant sur Terre y sont représentés par des carrés de couleur noire sur la figure I.1 et définissent une zone appelée *vallée de stabilité*.

Lorsque l'on s'éloigne de cette vallée, les noyaux deviennent de plus en plus instables et se transforment de plus en plus rapidement. Ceux-ci n'existent pas naturellement sur Terre car ils se sont déjà désintégrés depuis la formation de la Terre. Quelques-uns ayant une durée de vie de l'ordre du milliard d'années subsistent néanmoins, comme ^{238}U, ^{232}Th ou ^{40}K qui contribuent à la radioactivité *naturelle*. Les autres noyaux radioactifs figurant sur la carte ont été observés et étudiés en laboratoire grâce à des accélérateurs de particules qui permettent de les produire dans des réactions.

Aux frontières extrêmes de cette carte où les derniers nucléons ne sont plus liés, les noyaux dits exotiques ont une durée de vie très courte. On atteint là les limites d'existence du noyau, que l'on appelle *drip-line* proton du côté des noyaux riches en protons et *drip-line* neutron du côté des noyaux riches en neutrons.

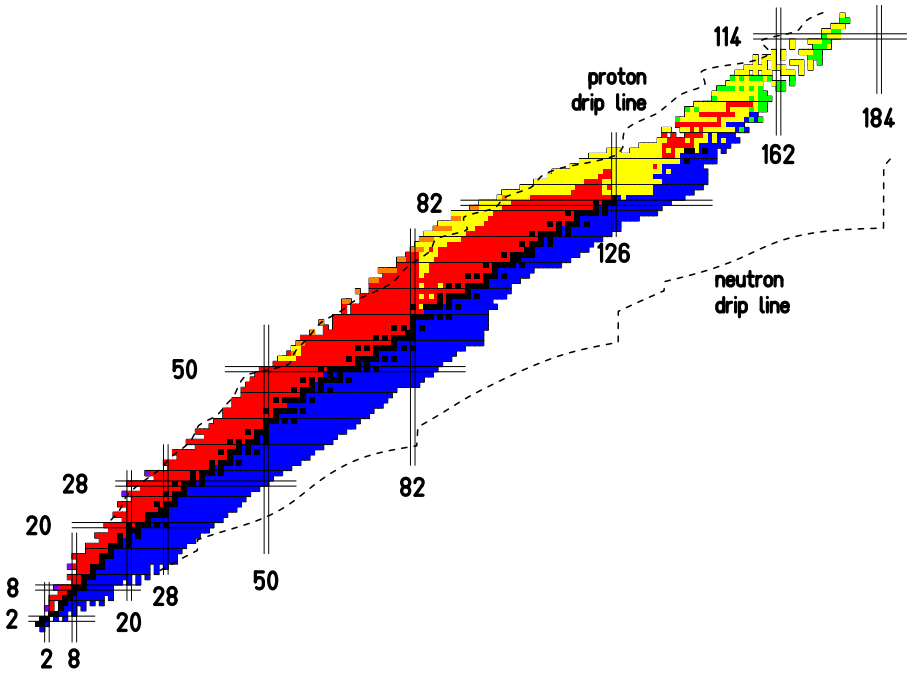


FIG. I.1 – Carte représentant tous les isotopes observés en fonction de leur nombre de protons Z et leur nombre de neutrons N. Les noyaux stables représentés en noir constituent la *vallée de stabilité*. Les noyaux radioactifs sont représentés en bleu pour les émetteur β^-, en rouge pour les émetteurs β^+, en jaune les émetteurs α et en vert les noyaux fissionnant spontanément. Figurent également les *drip-lines*, limites au-delà desquelles le ou les derniers nucléons ne sont plus liés, ainsi que les nombres magiques caractérisant des fermetures de couche dans la structure nucléaire.

Le phénomène de radioactivité dépend à la fois de la composition du noyau et des propriétés des forces nucléaires agissant en son sein.

L'interaction faible, qui agit à l'intérieur même des nucléons transforme une espèce de nucléon (proton ou neutron) en l'autre espèce et vice versa : cela donne lieu au phénomène de radioactivité β. Un noyau avec un excédent de neutrons voit un de ses neutrons se

transformer en un proton (radioactivité β^-), et un noyau riche en protons voit un de ses protons se transformer en un neutron (radioactivité β^+). Cette radioactivité est accompagnée de l'émission de particules légères (électron et antineutrino pour β^-, positon et neutrino pour β^+). L'interaction forte, qui permet d'assurer la cohésion des nucléons, domine la répulsion coulombienne des protons, ce qui se traduit par l'existence même du noyau. Lorsque la masse du noyau devient grande, l'interaction forte n'est plus capable de lier les nucléons entre eux, la répulsion coulombienne étant plus importante. Il y a alors émission α ou fission spontanée. Ces radioactivités constituent les radioactivités dites *classiques* connues depuis le début du siècle.

Au début des années 1960, les physiciens Goldansky [1], Zel'dovich [2], Karnaukhov [3] et Jänecke [4] furent les premiers à prédire que des modes de radioactivité exotiques pourraient exister pour les noyaux à la *drip-line* proton. En effet, pour ces noyaux, le ou les derniers protons ne sont plus liés par l'interaction forte. L'émission directe de ces protons pourrait alors entrer en concurrence avec la radioactivité β^+.

Ils prédirent la radioactivité "un proton" (1p) pour les noyaux avec un nombre de protons Z impair. Ce mode de décroissance exotique a été découvert expérimentalement en 1981 [5]. Depuis, une trentaine d'émetteurs 1p ont été observés et leur décroissance étudiée [6], ce qui a permis d'extraire des informations sur la structure du noyau atomique loin de la vallée de stabilité.

Concernant les noyaux de Z pair, Goldansky prédit que deux protons pourraient être émis simultanément du noyau, ce qu'il appela la radioactivité "deux protons"(2p).

I.2 La radioactivité 2p : concepts

La première description théorique de la radioactivité 2p a été initiée dès le début des années 1960 par Goldansky [7]. Elle présente cette décroissance comme un processus exactement analogue à l'émission α. Les deux protons, non liés au noyau par l'interaction forte, sont retenus par la barrière coulombienne et la franchissent par effet tunnel suivant le schéma de la figure I.2.

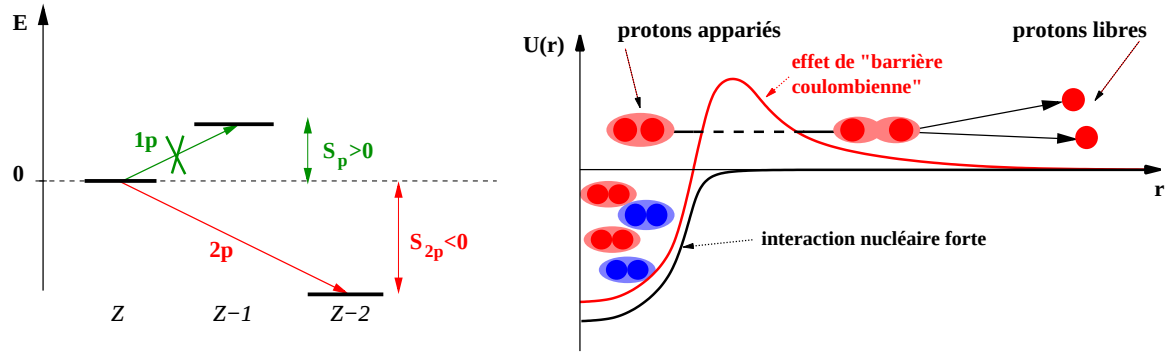


FIG. I.2 – Schéma de principe du processus de radioactivité 2p. L'émission directe d'un proton du noyau est énergétiquement interdite alors que l'émission simultanée de deux protons est autorisée (figure de gauche). Les deux protons franchissent ensemble la barrière coulombienne du noyau émetteur à la manière d'une particule α (figure de droite). ^{2}He étant non lié, l'état résonnant se dissocie en deux protons à l'extérieur du noyau.

La rareté d'un tel processus vient du fait qu'il est plus simple pour un proton célibataire que pour deux protons liés de franchir la barrière de potentiel du noyau. Pour que seule l'émission de deux protons puisse avoir lieu, il faut que le processus d'émission directe d'un proton par le noyau soit énergétiquement interdit. En d'autres termes, la radioactivité 2p est théoriquement possible pour des noyaux dont l'énergie de séparation d'un proton est positive (S_p>0) et dont l'énergie de séparation de deux protons est négative (S_{2p}<0), comme le montre la figure I.2. Une telle situation ne peut se rencontrer que dans des noyaux très riches en protons et ayant un nombre de protons Z pair. Cela est dû à l'effet d'appariement qui tend à donner un peu plus de stabilité aux noyaux de Z pair. Ainsi, son excès de masse étant diminué et devenant inférieur à celui du noyau comptant un proton de moins, la seule possibilité de décroître est d'émettre deux protons.

Notons que ce processus reste néanmoins toujours en compétition avec la décroissance β^+. Plus le noyau est lourd, plus la barrière coulombienne créée par les protons devient importante. Si l'énergie des deux protons Q_{2p} est petite devant la hauteur de la barrière coulombienne, le processus d'effet tunnel devient alors plus lent et la radioactivité β^+ domine. Ceci est décrit dans le paragraphe 4.1.

I.3 Émission de deux protons par le noyau

L'émission de deux protons par un noyau radioactif est un phénomène qui se décline suivant plusieurs modes illustrés sur la figure I.3. On remarque que deux types d'émission sont possibles : une émission séquentielle via un état intermédiaire (cas II et III) ou une émission simultanée (cas I, II et III).

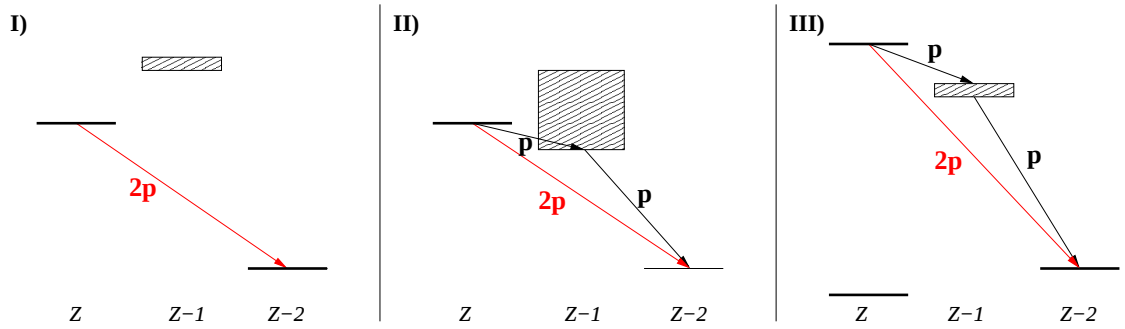


FIG. I.3 – Schémas des différents modes d'émission de deux protons par le noyau. Le cas I correspond à la radioactivité 2p *pure* où seule l'émission simultanée de deux protons est énergétiquement possible. Le cas II concerne des noyaux plus légers où la largeur de l'état intermédiaire rend possible une émission séquentielle. Le dernier cas correspond à une émission de deux protons depuis un état excité via un état intermédiaire.

Le cas I où seule l'émission simultanée est possible correspond à la "radioactivité 2p" telle qu'énoncée par Goldansky, décrite dans la partie précédente.

Le cas II concerne des noyaux plus légers, où la barrière coulombienne est plus petite. Dans cette situation, l'état du noyau fils par émission d'un proton est plus large et devient accessible. L'appariement ne suffit pas à rendre nulle la probabilité d'émettre un seul proton. Ainsi, une émission séquentielle devient possible via le large état intermédiaire. Ce type d'émission a été observé expérimentalement dans la décroissance de ^{6}Be [8] et ^{12}O [9]. La durée de vie de ce

type de noyau est de l'ordre de grandeur des temps caractéristiques des réactions nucléaires ($\sim 10^{-20}$ s).

Contrairement aux cas I et II, le cas III concerne des noyaux qui ne peuvent pas spontanément émettre deux protons depuis leur état fondamental. Ils sont donc moins exotiques et le processus est ainsi plus fréquent. L'émission de deux protons est possible depuis un état hautement excité situé au-dessus de l'énergie de séparation de un et deux protons. Cet état excité peut être peuplé par excitation coulombienne (ou réaction nucléaire) : c'est le cas de ^{14}O [10], ^{17}Ne [11] et ^{18}Ne [12]. Il peut également être peuplé par une décroissance β (β2p).

En effet, lorsqu'on s'éloigne de la stabilité, la valeur de Q_β (énergie libérée dans la transition) augmente et la décroissance peuple ainsi des états hautement excités (l'état isobarique analogue le plus souvent) permettant l'émission retardée de deux protons. La première mise en évidence expérimentale d'une décroissance β2p remonte à 1982 avec le noyau ^{22}Al [13]. Depuis, une dizaine de cas ont été étudiés [6] et ont permis d'établir pour la première fois les schémas de décroissance de ces noyaux. Une question intéressante est de savoir si l'émission observée est séquentielle ou simultanée, les deux branches étant possibles. A priori, la voie séquentielle étant ouverte, il est plus facile pour un proton célibataire que pour deux protons de franchir la barrière coulombienne. Selon des calculs de Brown effectués pour ^{22}Al [14], l'émission simultanée de deux protons représenterait quelques pourcents de l'émission 2p. Le moyen expérimental le plus simple pour distinguer les deux mécanismes est de déterminer le partage en énergie des deux protons. Pour une émission séquentielle, les énergies individuelles des protons dépendent de l'énergie de l'état intermédiaire, le spectre présente donc deux pics à deux énergies bien définies. Inversement, un partage équitable de l'énergie de chaque proton est une indication d'une émission simultanée car la probabilité de pénétrer la barrière est alors optimale.

Pour la plupart des cas étudiés, une émission séquentielle des deux protons a été clairement mise en évidence. Concernant le noyau le plus étudié ^{31}Ar, une expérience à ISOLDE [15] a révélé qu'une contribution non nulle de protons émis simultanément serait possible, mais la statistique n'était pas assez élevée pour établir définitivement cette observation. Cela reste à vérifier dans de futures expériences.

I.4 Recherches expérimentales de la radioactivité 2p

Les premières prédictions de la radioactivité 2p remontent au début des années 1960 [7] mais il a fallu attendre le développement des faisceaux radioactifs pour tenter de la mettre en évidence expérimentalement. Aujourd'hui, trois cas de radioactivité 2p ont été observés : $^{45}_{26}$Fe, $^{48}_{28}$Ni et $^{54}_{30}$Zn.

Le cas de ^{45}Fe

L'isotope ^{45}Fe a été observé pour la première fois lors d'une expérience au GSI en 1996 [16] par la fragmentation d'un faisceau de ^{58}Ni à 650 MeV/nucléon. Cependant, aucun événement de décroissance n'a été mis en évidence. C'est finalement en 2002 que la radioactivité 2p est découverte lors de deux expériences indépendantes, au GANIL [17] et au GSI [18], utilisant également la fragmentation d'un faisceau de ^{58}Ni. Les fragments d'intérêt sont implantés dans un détecteur silicium où des corrélations temporelles et spatiales entre les implantations de ^{45}Fe et les décroissances peuvent être effectuées. Le dispositif de détection

utilisé lors de l'expérience au GANIL est présenté sur la figure I.4 et montre également les deux voies de décroissance possibles pour le noyau ^{45}Fe : une radioactivité 2p ou une décroissance β. On remarque que le signal issu du détecteur silicium à pistes (DSSSD pour *Double-Sided Silicon Strip Detector*) permet de discriminer le type de décroissance :
- Dans le cas d'une radioactivité 2p, les deux protons émis sont arrêtés dans le détecteur qui mesure ainsi toute l'énergie libérée lors de la décroissance (Q_{2p}).
- Lors d'une décroissance β, le plus souvent suivie de l'émission de un ou plusieurs protons, le(s) proton(s) émis est(sont) arrêté(s) dans le détecteur à pistes mais la particule β ayant un parcours plus long sort du détecteur. Ainsi, le signal issu du DSSSD correspond à l'énergie du proton émis additionnée de l'énergie déposée par la particule β ; cet empilement provoque un élargissement du pic observé dans le spectre en énergie.

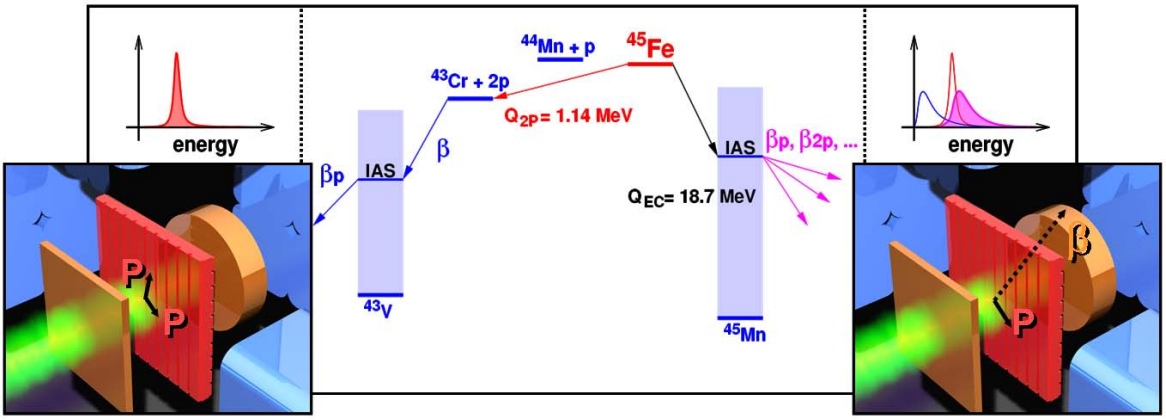


FIG. I.4 – Schéma illustrant le dispositif de détection utilisé au GANIL lors de la découverte de la radioactivité 2p. Le signal issu du détecteur à pistes est différent selon le type de décroissance du noyau ^{45}Fe. Dans le cas d'une décroissance β avec émission retardée de un ou plusieurs protons, le pic observé dans le spectre en énergie est élargi par l'empilement β.

Lors de ces deux expériences, aucune ambiguïté n'existe concernant l'identification de la radioactivité 2p selon plusieurs critères :
(i) l'énergie Q_{2p} est en très bon accord avec les dernières prédictions de masse de Ormand [19], Brown [20] et Cole [21] ;
(ii) aucune particule β n'est détectée en coïncidence avec les événements de décroissance obtenus, ce qui confirme que la radioactivité observée n'est pas une décroissance β avec émission de un ou plusieurs protons retardés ; la probabilité de ne pas observer la particule β pour les douze événements de décroissance obtenus au GANIL est de l'ordre de 1% ;
(iii) la largeur du pic en énergie de l'ordre de 60 keV est plus petite que celles obtenues pour les décroissances βp ou β2p des noyaux voisins ($\sim$ 90 keV). La statistique est très limitée pour les deux expériences, mais cela est une bonne indication que le signal n'est pas élargi par l'empilement β ;
(iv) enfin, la preuve la plus déterminante est l'observation du noyau fils, dont la durée de vie mesurée n'est compatible qu'avec la durée de vie du noyau fils résultant de l'émission 2p (^{43}Cr).
Toutes ces observations ont permis d'affirmer la découverte de la radioactivité 2p et ont été renouvelées lors d'une expérience similaire en 2004 au GANIL [22].

Dans ces expériences, les ions sont implantés dans un détecteur silicium d'où les protons ne peuvent pas s'échapper. Ainsi, ils ne sont pas détectés individuellement ; seules les observables "globales" de la décroissance sont déterminées (Q_{2p} et $T_{1/2}$). C'est pourquoi un détecteur TPC (*Time Projection Chamber*) a été développé au CENBG, permettant de détecter individuellement chaque proton, de mesurer leur énergie individuelle et de reconstruire en trois dimensions leur trajectoire. Ce détecteur est décrit en détail dans le chapitre 2. Il a été utilisé pour la première fois en 2005 lors d'une expérience au GANIL et a permis de déterminer les corrélations en énergie et en angle entre les deux protons émis dans la décroissance de ^{45}Fe [23]. Indépendamment, un détecteur similaire de type OTPC (*Optical Time Projection Chamber*) a été développé par M. Pfützner *et al* [24] dans lequel une centaine d'événements de radioactivité 2p de ^{45}Fe ont pu être observés [25] [26]. Les résultats de cette expérience sont discutés et comparés aux modèles théoriques dans le paragraphe I.5.5.

Le cas de ^{54}Zn

La recherche du noyau ^{54}Zn commence en 2001 avec l'observation de deux autres isotopes du zinc riches en protons, ^{56}Zn et ^{55}Zn [27]. Ils sont identifiés pour la première fois et permettent de faire une extrapolation pour le calcul de la section efficace de production de ^{54}Zn.

Le noyau ^{54}Zn est finalement produit en 2004 au GANIL [28] par quasi-fragmentation d'un faisceau de ^{58}Ni sur une cible de nickel. Au cours de cette expérience, huit noyaux ^{54}Zn sont implantés dans un DSSSD et corrélés à des décroissances. L'énergie de décroissance Q_{2p} et la durée de vie de ^{54}Zn ont été mesurées : Q_{2p} = 1,48(2) MeV et $T_{1/2} = 3{,}2^{+1,8}_{-0,8}$ ms. Ces résultats sont comparés aux prédictions théoriques dans le paragraphe I.5.5. Comme dans le cas de ^{45}Fe, ^{54}Zn ne décroît que partiellement par radioactivité 2p. Un événement sur les huit est associé à une émission βp, ce qui amène à un rapport d'embranchement 2p BR = 87^{+10}_{-17} % et une durée de vie partielle de $3{,}7^{+2,2}_{-1,0}$ ms.

Les critères d'identification sont les mêmes que ceux utilisés pour ^{45}Fe : l'énergie Q_{2p}, un pic en énergie étroit, l'absence de particules β en coïncidence et la durée de vie du noyau fils ne sont compatibles qu'avec une décroissance 2p.

L'isotope ^{54}Zn est ainsi le second cas identifié de radioactivité 2p. Il a été produit une deuxième fois en 2008 [29] lors de l'expérience qui est décrite dans ce mémoire.

Le cas de ^{48}Ni

La découverte du noyau ^{48}Ni présente un intérêt tout particulier de par sa double "magicité". L'étude de ce noyau permettrait de tester la persistance de la structure en couches loin de la vallée de la stabilité. Ce candidat à la radioactivité 2p est particulièrement exotique ($T_Z = \frac{N-Z}{2} = -4$), et par conséquent très difficile à produire. Dans des conditions idéales, utilisant un faisceau très intense de ^{58}Ni (3,5-4 μAe correspond à l'intensité maximale possible au GANIL) sur le séparateur LISE3, seulement un noyau peut être produit par jour.

Néanmoins, ce noyau doublement magique a été découvert lors d'une expérience auprès du spectromètre LISE3 en 1999 [30]. Quatre événements d'implantation de ^{48}Ni ont été identifiés. Mais, en raison des conditions de déroulement de cette expérience, aucun événement de décroissance n'a pu être observé.

Une nouvelle tentative est réalisée avec succès en 2004 [22], toujours sur le spectromètre LISE3. Quatre événements de décroissance sont corrélés sans ambiguïté à des implantations de ^{48}Ni. La durée de vie obtenue est $T_{1/2} = 2{,}1^{+2,1}_{-0,7}$ ms. Seul un de ces quatre événements, avec une énergie de 1,35(2) MeV et sans coïncidence avec une particule β, est compatible avec une émission directe de deux protons (*cf.* paragraphe I.5.5). Il est cependant délicat d'affirmer une observation de la radioactivité 2p avec un unique événement.

La radioactivité 2p de ^{48}Ni est finalement confirmée lors d'une expérience à MSU [31] avec l'OTPC en 2011, où quatre événements de décroissance 2p sont directement observés et clairement identifiés.

I.5 Approches théoriques

Dans cette partie, les différentes approches théoriques proposées dans le cadre de la radioactivité 2p sont introduites. Après la présentation des toutes premières études, une description sommaire des différents modèles est réalisée. Enfin, les prédictions de ces modèles sont confrontées aux données expérimentales présentées précédemment.

I.5.1 Premières prédictions

Comme évoqué précédemment, le physicien Goldansky fut le premier à prédire la radioactivité 2p [1] mais aussi le premier à en faire une description théorique très analogue à la radioactivité α.

Considérons une barrière de potentiel représentée sur la figure I.5. Le potentiel $V(r)$ est la résultante des potentiels coulombien $V_{coul}(r)$, centrifuge $V_l(r)$ et nucléaire $V_{nuc}(r)$. Si on considère chaque proton traversant la barrière, le potentiel $V_{coul}(r)$ s'écrit :

$$V_{coul}(r) = \frac{(Z-2)e^2}{r} \tag{I.1}$$

En ne considérant que l'onde "s" ($l = 0$), le potentiel centrifuge $V_l(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$ est supposé nul. Un modèle très simplifié est utilisé pour le potentiel nucléaire (puits carré) $V_{nuc}(r) = -V_0$ pour $r < R_0$.

La résolution de l'équation de Schrödinger permet de déterminer le facteur de Gamow de la barrière coulombienne, c'est-à-dire le coefficient de pénétration d'un proton à une énergie E_p à travers la barrière :

$$P(E_p) = exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int_{R_0}^{R}\sqrt{2m|E_p - V(r)|}dr\right) \tag{I.2}$$

avec R_0 et R les rayons entre lesquels la région est interdite par la physique classique.

La hauteur de la barrière B s'écrit $B = \frac{(Z-2)e^2}{R_0}$. Le calcul analytique de l'expression I.2 donne :

$$P(E_p) = exp\left(-\frac{1}{\hbar}\sqrt{\frac{2m}{E_p}}(Z-2)e^2[arccos(x^{1/2}) - x^{1/2}(1-x^{1/2})]\right) \tag{I.3}$$

avec $x = R_0/R = E_p/B$. Si on fait l'approximation $x = E_p/B \ll 1$, on retrouve l'expression donnée par Goldansky dans ses premières études théoriques [1] où il considère que le coefficient

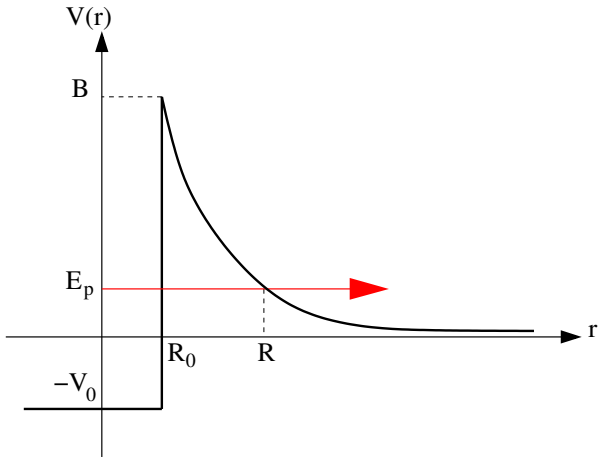


FIG. I.5 – Schéma représentant la barrière de potentiel que les deux protons franchissent par effet tunnel.

de pénétration de deux protons à travers la barrière correspond au produit des facteurs de pénétration de chaque proton :

$$\begin{aligned} P_E &= exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar}(Z-2)e^2\sqrt{\frac{m}{\epsilon E}}\right) exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar}(Z-2)e^2\sqrt{\frac{m}{(1-\epsilon)E}}\right) \\ &= exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar}(Z-2)e^2\sqrt{\frac{m}{E}}\left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon}}+\frac{1}{\sqrt{1-\epsilon}}\right]\right) \end{aligned} \tag{I.4}$$

avec ϵ et $(1-\epsilon)$ les fractions de l'énergie disponible E emportée par chaque proton.
La valeur maximale de cette expression est atteinte pour $\epsilon = 0,5$, c'est-à-dire dans le cas où les deux protons se partagent équitablement l'énergie disponible. Le facteur de pénétration devient alors :

$$P_E = exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar}(Z-2)2e^2\sqrt{\frac{2m}{E}}\right) \tag{I.5}$$

Cette expression correspond au facteur de pénétration d'une particule de masse $2m$, d'énergie E et de charge $2e$. Il suppose alors que les deux protons forment un état résonant ^{2}He ou *diproton*, franchissent la barrière et se séparent ensuite. Ce concept a été repris plusieurs fois par la suite et permet de décrire simplement le processus de radioactivité 2p.

Goldansky s'est également intéressé à la prédiction des noyaux candidats à la radioactivité 2p. La condition nécessaire pour qu'un noyau soit émetteur 2p est une énergie de séparation d'un proton positive et une énergie de séparation de deux protons négative. Il existe une contrainte supplémentaire concernant la durée de vie [32] qui ne doit pas être trop longue ($\sim$<10 ms), auquel cas la radioactivité β^+ domine et la probabilité de décroître par radioactivité 2p devient très faible. Elle ne doit pas être trop courte non plus ($\sim$>1μs) pour que l'expérimentateur puisse observer la décroissance dans des expériences où l'ion émetteur est implanté dans un détecteur où il décroît. Considérant un modèle simpliste où une particule ^{2}He traverse une barrière de potentiel, on obtient une relation entre la durée de vie et l'énergie

de décroissance Q_{2p}. La contrainte sur la durée de vie est ainsi directement liée à une contrainte sur la valeur de Q_{2p}. La figure I.6 montre cette relation pour le noyau ^{54}Zn.

Les travaux théoriques qui suivirent les prédictions de Goldansky furent des calculs de masse réalisés principalement par Brown [20], Ormand [19] et Cole [21] pour prédire les noyaux candidats à la radioactivité 2p. En utilisant plusieurs modèles comme l'IMME, le modèle Garvey-Kelson (utilisant des données sur les noyaux miroirs correspondants) ou des calculs de modèles en couches, les valeurs de Q_{2p} ont pu être prédites pour différents noyaux. Ces valeurs calculées pour le noyau ^{54}Zn sont représentées sur la figure I.6, où figurent également d'autres calculs de masse plus globaux. On remarque que deux des valeurs Q_{2p} prédites sont dans l'intervalle correspondant aux conditions d'observation de la radioactivité 2p : le noyau ^{54}Zn est donc un candidat potentiel. De cette manière, les premiers noyaux à avoir été prédits comme émetteurs 2p sont : ^{45}Fe, ^{48}Ni, ^{54}Zn, ^{59}Ge, ^{63}Se, ^{67}Kr et ^{80}Mo.

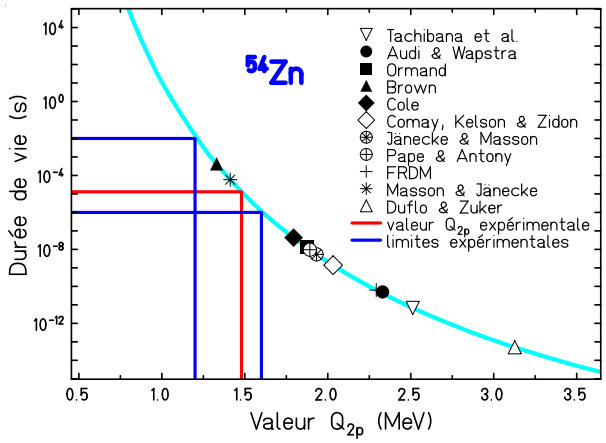


FIG. I.6 – Durée de vie partielle de ^{45}Zn en fonction de l'énergie de décroissance Q_{2p}. Les différents calculs de masse sont également représentés. Deux valeurs de Q_{2p} sont dans l'intervalle correspondant aux conditions d'observation de la radioactivité 2p (1,2 - 1,6 MeV).

I.5.2 Le modèle *diproton* (formalisme matrice R)

Les premiers calculs de largeur de décroissance 2p ont été réalisés par Brown au début des années 1990 [20]. Il reprend le concept de Goldansky, à savoir que les deux protons sont considérés comme formant un *diproton* (^{2}He) préexistant dans le noyau père. Ce modèle simpliste permet de transformer un problème à trois corps en un problème à deux corps, plus facile à traiter.

Pour calculer la probabilité d'émission 2p, il utilise le formalisme de la matrice R [33] dont l'hypothèse principale est de ne considérer que les phénomènes à deux corps. Ce formalisme est donc bien approprié à la considération du modèle *diproton*, où le processus est considéré comme une réaction entre le cœur et le *diproton*.

Le principe de cette méthode est basé sur l'existence d'un rayon appelé usuellement *rayon de voie* ou *rayon de canal* noté a_c au-delà duquel l'interaction nucléaire est nulle. L'espace est ainsi divisé en deux régions : la région extérieure où seulement les potentiels centrifuge et coulombien sont pris en compte, et la région intérieure où tous les potentiels à longue et courte portée sont considérés. Le formalisme consiste à résoudre l'équation

de Schrödinger sur la région intérieure ($r < a_c$) suivie d'un raccord en $r = a_c$ avec les solutions bien connues de la région extérieure. Le choix du rayon a_c est arbitraire, il est borné inférieurement car il ne peut pas être plus petit que la portée de l'interaction nucléaire. La formule conventionnelle pour le rayon de voie a_c est donnée par $a_c = 1,45(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm [34] avec A_1 et A_2 les nombres de masse des deux systèmes considérés.

Ainsi, en appliquant le formalisme de la matrice R sur l'émission *diproton*, la largeur d'émission 2p Γ, qui est directement liée à la durée de vie $T_{1/2}$ par $\Gamma = \frac{\hbar ln2}{T_{1/2}}$ est fonction de la pénétrabilité P de la quasi-particule calculée de la même manière que Goldansky et du facteur spectroscopique S du *diproton* calculé avec le modèle en couches :

$$\Gamma = \frac{3\hbar^2}{ma_c^2} SP(Q_{2p}) \tag{I.6}$$

m est la masse réduite du système ^{2}He-cœur, a_c le rayon de voie qui, dans le cas d'une émission 2p est égal à $1,45(A_{coeur}^{1/3} + 2^{1/3})$. Le facteur spectroscopique S est calculé en prenant en compte le recouvrement de fonctions d'onde pour le cluster *diproton* avec les états initial et final dans la couche considérée. C'est donc un facteur pondérateur qui ralentit plus ou moins le processus par des effets de structure. Un facteur spectroscopique proche de 1 signifie que les états initial et final sont très similaires ; il maximise donc la largeur d'émission Γ et minimise la durée de vie.

Ces calculs permettent de prédire la durée de vie des émetteurs 2p. Néanmoins, quelques modifications ont été apportées au modèle au début des années 2000 pour le rendre plus réaliste. En effet, dans l'approche décrite ci-dessus, l'énergie relative entre les deux protons est considérée comme nulle. Or, d'après le principe d'Heisenberg, cela implique une particule de taille infinie. C'est pourquoi Barker *et al.* [34][35] ont affiné cette approche en incluant une énergie relative ϵ_0 entre les deux protons qui représente l'énergie nécessaire pour former la résonance *diproton*. La décroissance se fait ainsi à travers un état intermédiaire (état s) de résonance des deux protons. L'énergie disponible pour traverser la barrière ($Q_{2p} - \epsilon_0$) est alors légèrement plus faible. À énergie de décroissance Q_{2p} donnée, le processus est donc plus lent.

Les prédictions de ce modèle (avec et sans énergie de résonance) ainsi que des comparaisons aux données expérimentales sont décrites dans le paragraphe I.5.5.

I.5.3 Le modèle à trois corps

Au début des années 2000, Grigorenko *et al.* [36] développent un modèle très différent de ceux déjà existants en prenant en compte la dynamique d'émission, afin d'étudier les corrélations entre les protons émis.

Pour ceci, ils utilisent la méthode des harmoniques hypersphériques (HH) qui permet d'étudier certains problèmes à trois corps. Cette approche est décrite en détail dans la référence [37]. Elle a été utilisée avec succès pour la description de systèmes à trois corps comme les noyaux à halo de deux neutrons. Pour l'étude de la radioactivité 2p, le système considéré est constitué par le noyau fils, qui jouera un rôle analogue au cœur d'un noyau à halo, et les deux protons (système *cœur+p+p*).

Pour l'étude de ce problème, un système de coordonnées hypersphériques, dits de Jacobi (*cf.* figure I.7), est utilisé, où sont définis deux sous-systèmes X et Y permettant ainsi de ramener le problème à trois corps à une série de sous-systèmes à deux corps. Le sous-système X

représente la particule 1 dans le centre de masse des particules 1 et 2 tandis que le sous-système Y correspond aux particules 1 et 2 dans le centre de masse du système total des trois particules. Par généralisations des coordonnées polaires, un hyperrayon ρ et un hyperangle θ correspondant respectivement à la distance relative r_{12} et l'angle relatif θ_{12} dans le cas d'un système à deux corps sont définis selon :

$$\begin{cases} \rho^2 &= x^2 + y^2 \\ \theta &= \arctan \dfrac{x}{y} \end{cases} \tag{I.7}$$

avec $x = ||\vec{x}|| = A_x X$ et $y = ||\vec{y}|| = A_y Y$ où X et Y sont les normes des vecteurs de Jacobi des deux sous-systèmes et

$$A_x = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \quad , \quad A_y = \frac{(A_1 + A_2) A_3}{A_1 + A_2 + A_3}. \tag{I.8}$$

A_x est la masse réduite de la particule 1 dans le centre de masse des particules 1 et 2 et A_y est la masse réduite des particules 1 et 2 dans le centre de masse du système.

Deux systèmes de Jacobi peuvent être utilisés (*cf.* figure I.7) : le système "T" et le système "Y". Les conventions optées par ces systèmes sont les suivantes : dans le système "T" la particule numéro 3 correspond au cœur et les particules 1 et 2 aux deux protons ; dans le système "Y" le cœur est la particule 1 ou 2. Ainsi, les variables hypersphériques dans l'espace de coordonnées de Jacobi dans les systèmes "T" et "Y" peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \rho^2 &= \dfrac{1}{2} X_T^2 + \dfrac{2A_{coeur}}{A_{coeur}+2} Y_T^2 \\ \theta_T &= \arctan \left(\sqrt{\dfrac{(A_{coeur}+2)}{4A_{coeur}}} \dfrac{X_T}{Y_T} \right) \end{cases} \tag{I.9}$$

$$\begin{cases} \rho^2 &= \dfrac{A_{coeur}}{A_{coeur}+1} X_Y^2 + \dfrac{A_{coeur}+1}{A_{coeur}+2} Y_Y^2 \\ \theta_Y &= \arctan \left(\sqrt{\dfrac{A_{coeur}(A_{coeur}+2)}{(A_{coeur}+1)^2}} \dfrac{X_Y}{Y_Y} \right) \end{cases} \tag{I.10}$$

On peut également introduire $\vec{k_x}$ et $\vec{k_y}$, les vecteurs des quantités de mouvement des sous-systèmes X et Y.

Pour résoudre l'équation de Schrödinger, on considère les potentiels d'interaction proton-proton et proton-cœur. Ces potentiels sont ensuite transformés pour être exprimés en fonction des coordonnées hypersphériques.

Concernant le sous-système p-p, un potentiel réaliste (gaussien) est utilisé et adapté pour reproduire la section efficace de diffusion élastique NN.

Le potentiel proton-cœur est un potentiel de type Woods-Saxon, dont la largeur est ajustée pour que l'état le plus bas dans ce potentiel corresponde à l'énergie de séparation connue (ou extrapolée) dans le sous-système cœur-p. En faisant varier la valeur du moment orbital "l" du potentiel de cette interaction, on peut "faire varier" la structure de l'émetteur. Ce traitement de la structure nucléaire est très simplifié mais permet tout de même d'étudier les effets de structure sur la dynamique d'émission. Nous verrons au paragraphe I.5.5 que les observables calculées par ce modèle (durée de vie et corrélations entre les deux protons) sont

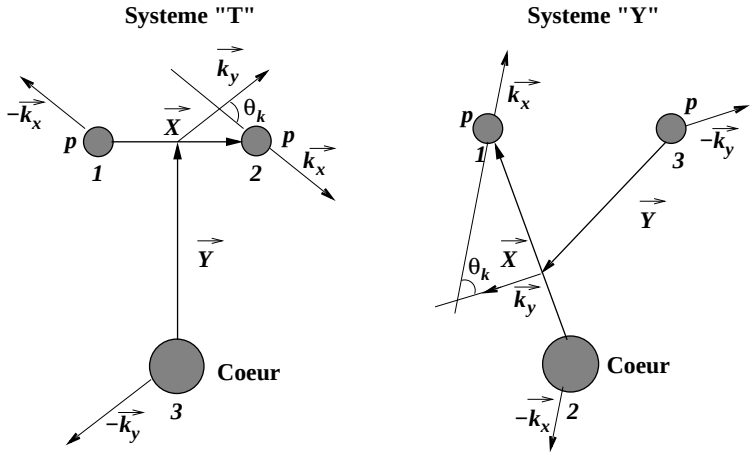


FIG. I.7 – Représentation schématique des deux systèmes de coordonnées de Jacobi. Les vecteurs X et Y représentent les deux vecteurs coordonnés du système. Deux systèmes "T" et "Y" peuvent être utilisés : dans le système "T" la particule 3 correspond au cœur tandis que dans le système "Y" le cœur correspond à la particule 1 ou 2.

sensibles à une variation du moment orbital "l" qu'occupent les deux protons dans le noyau émetteur. Par comparaison des données expérimentales aux prédictions, on peut ainsi extraire des informations sur la structure de l'émetteur 2p.

Finalement, l'hamiltonien utilisé prend en compte une superposition de potentiels d'interaction à deux corps dans la base des sous-systèmes X et Y [38] et d'un potentiel à trois corps exprimé en fonction de l'hyperrayon ρ. Il s'écrit :

$$H = T_X + T_Y + V_X^{coul} + V_Y^{coul} + V_X^{nucl} + V_Y^{nucl} + V_3(\rho) \tag{I.11}$$

avec T_X et T_Y les énergies cinétiques des sous-systèmes X et Y ; V^{coul} et V^{nucl} les potentiels coulombiens et nucléaires découplés suivant les variables X et Y. De la même manière que les noyaux borroméens, chacun des sous-systèmes à deux corps est non lié donc un potentiel central à trois corps $V_3(\rho)$ est ajouté. Il est à courte portée et dépend uniquement de l'hyperrayon ρ, ce qui veut dire que le potentiel est important uniquement lorsque les protons sont près du cœur. Il suit une loi de Woods-Saxon dont la largeur est ajustée afin de reproduire l'énergie de décroissance Q_{2p}.

Finalement, la résolution de l'équation de Schrödinger permet de calculer la largeur partielle de désintégration pour différentes configurations l^2 des protons émis.

Ce modèle à trois corps permet également de prédire les corrélations entre les deux protons émis [39]. Deux paramètres sont nécessaires pour les décrire : la fraction d'énergie ϵ emportée par le sous-système X et l'angle θ_k entre les quantités de mouvement de Jacobi :

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{E_x}{Q_{2p}} \\ cos(\theta_k) &= \frac{\vec{k_x}.\vec{k_y}}{k_x k_y} \end{aligned} \tag{I.12}$$

Les distributions construites dans les différents systèmes de Jacobi sont uniquement différentes représentations de la même cinématique. La représentation des observables dans

le système "Y" de Jacobi est la plus proche des observables accessibles expérimentalement : le paramètre ϵ décrit la fraction d'énergie emportée par un proton et l'angle θ_k correspond à l'angle entre les deux protons émis. Ce sont principalement ces deux observables qui sont sondées expérimentalement. Les distributions angulaires et en énergie sont présentées et confrontées aux données expérimentales dans le paragraphe I.5.5.

I.5.4 Le modèle SMEC

Le modèle en couches standard décrit les état nucléaires discrets d'un noyau en le considérant comme un système fermé. Celui-ci comprend un cœur inerte où sont répartis les nucléons formant un espace stable sans modification de leur arrangement et un espace de valence où sont répartis les derniers nucléons. Le continuum, qui représente l'extérieur au noyau n'est pas pris en compte. Or, au cours d'une décroissance où des particules sont émises, il existe forcément un couplage entre les niveaux d'énergie discrets et le continuum.

Les premiers travaux effectués afin de développer un modèle en couches pour des systèmes ouverts couplés au continuum ont été réalisés au début des années 1960, notamment par Fano [40] qui introduit les deux sous-espaces de Hilbert constitués du sous-espace d'états discrets et du sous-espace d'états de dispersion d'énergie réelle (continuum).

Au début des années 2000, la notion du modèle SMEC (*Shell Model Embedded in the Continuum*), une extension du modèle en couches standard, a été introduite pour une particule dans le continuum [41]. L'espace de phase du continuum est pris en compte explicitement et permet une description théorique des noyaux faiblement liés. Récemment, le SMEC a été formulé pour deux particules dans le continuum et appliqué à la radioactivité 2p [42][43]. Tous les détails du formalisme sont accessibles dans la référence [44].

Ces calculs permettent de prédire la largeur de décroissance Γ [45] à une énergie de décroissance Q_{2p}, qui est confrontée aux données expérimentales dans le paragraphe suivant.

I.5.5 Prédictions des modèles et comparaisons avec l'expérience

Deux observables de la radioactivité 2p peuvent être calculées par les modèles décrits ci-dessus : la largeur de décroissance Γ ($\Gamma = \frac{\hbar ln2}{T_{1/2}}$) et les corrélations entre les deux protons émis (en énergie et en angle).

I.5.5.1 Largeur de décroissance Γ

La figure I.8 représente les largeurs de la décroissance 2p de ^{45}Fe, ^{54}Zn et ^{48}Ni calculées par le modèle *diproton*, le modèle à trois corps et le modèle SMEC, en fonction de l'énergie Q_{2p}. Y figurent également les données obtenues grâce aux expériences avec les détecteurs silicium décrites dans le paragraphe 1.4.

Les prédictions du modèle *diproton* sont calculées [46] à partir de l'énergie de décroissance Q_{2p} mesurée expérimentalement. La largeur de décroissance Γ calculée est donnée avec et sans l'énergie de résonance ϵ_0 introduite par Barker [34]. On remarque que les données expérimentales sont en accord avec le modèle uniquement si l'énergie de résonance est prise en compte, ce qui confirme que cette considération est réaliste et nécessaire.

Concernant le modèle à trois corps, les largeurs de décroissance sont calculées en fonction de l'énergie de décroissance E_{2p}. On constate la forte influence de la valeur de l'énergie d'émission : pour une variation de quelques centaines de keV, la largeur de décroissance

varie de plusieurs ordres de grandeur. De plus, cette largeur est calculée pour différentes configurations des deux protons dans le noyau émetteur [39]. f^2 et p^2 signifient que les deux protons sont respectivement sur une orbitale f ($l = 3$) et p ($l = 1$). On remarque que, à une énergie donnée, plus le moment angulaire orbital emporté par les protons est grand, plus la largeur de décroissance est faible. En effet, le potentiel centrifuge étant plus important, la pénétration de la barrière est plus difficile, donc plus lent. Les données expérimentales se trouvent dans la zone située entre les deux configurations extrêmes, ce qui laisse supposer qu'il existe un mélange de celles-ci.

Enfin, la largeur de décroissance calculée par le modèle SMEC est représentée sur la figure I.8 et est également en bon accord avec l'énergie de décroissance et la durée de vie, mesurées expérimentalement.

Ces premiers résultats comparés aux premiers calculs théoriques sont encourageants et confirment à nouveau que le mode de décroissance observé est effectivement la radioactivité 2p, telle que la définissait Goldansky.

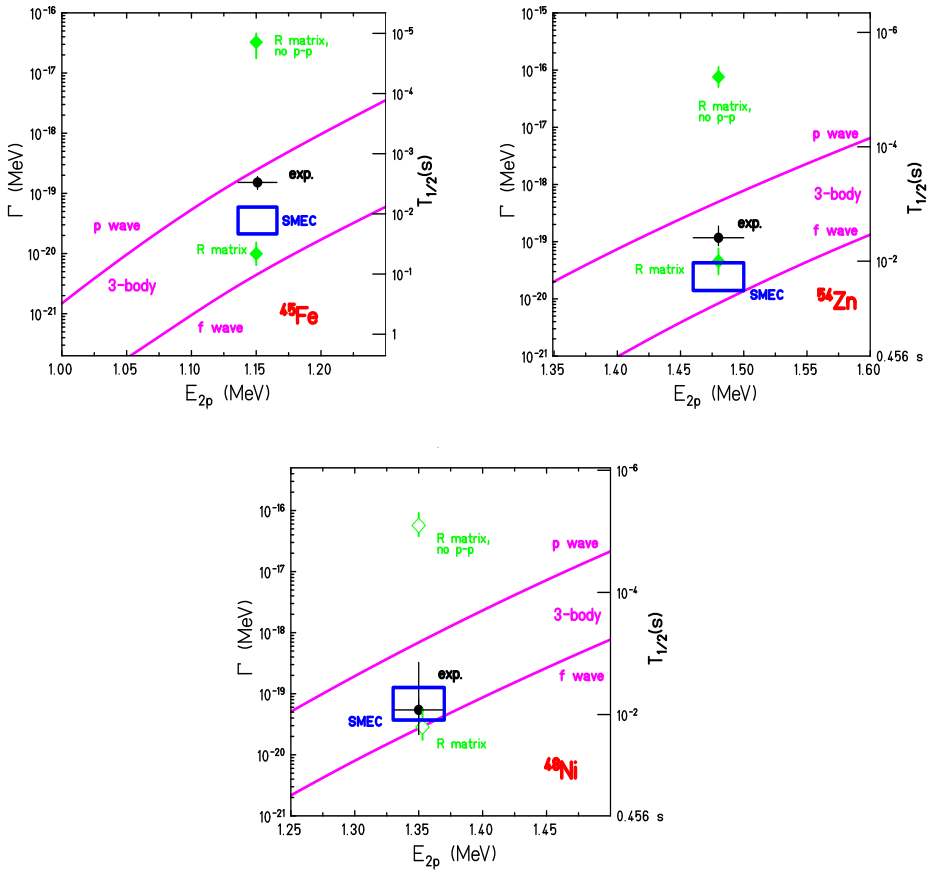


FIG. I.8 – Largeur de décroissance Γ en fonction de l'énergie de décroissance Q_{2p} calculées par le modèle *diproton* (*R-matrix*) avec et sans l'énergie de résonance (*no p-p*), par le modèle à trois corps (*3-body*) pour une configuration pure p^2 ou une configuration pure f^2, et par le modèle SMEC, pour les trois noyaux étudiés ^{45}Fe, ^{54}Zn et ^{48}Ni.

I.5.5.2 Corrélations

Tout d'abord, le modèle *diproton* suppose implicitement un mécanisme où les deux protons appariés sont émis dans un état $s = 0$. Cette supposition conduit à une distribution angulaire très piquée aux petits angles et à un partage équitable de l'énergie par chaque proton. Ces corrélations étant émises comme hypothèses de base pour simplifier les calculs de largeur de décroissance, la comparaison des données expérimentales à ces corrélations n'a pas beaucoup de sens. Ce modèle est performant de par la prise en compte des effets de structure nucléaire pour calculer la probabilité d'émission 2p, mais la dynamique d'émission n'est pas traitée.

En ce qui concerne le SMEC, les effets de structure sont également pris en compte par le modèle en couches. Un formalisme à trois corps est utilisé, ce qui devrait permettre d'obtenir des informations (contenues dans les corrélations énergétique et angulaire entre les deux particules) sur les corrélations nucléon-nucléon et en particulier sur l'interaction d'appariement à l'intérieur du noyau. Aucune prédiction sur les distributions énergétique et angulaire entre les protons émis n'a encore été faite à présent mais des travaux sont en cours dans ce sens. Ce modèle serait alors le plus complet, comportant à la fois la structure et la dynamique de l'émission. Il permettra d'étudier la relation entre la structure de l'émetteur et les corrélations entre les deux protons émis.

Le modèle à trois corps de Grigorenko est donc le seul, pour le moment, à prendre en compte la dynamique de la décroissance, et ne suppose ainsi aucun mécanisme en particulier [39]. A travers le paramètre ϵ défini au paragraphe I.5.3, le modèle permet de prédire les corrélations énergétiques entre les deux sous-systèmes de Jacobi X et Y. Ce paramètre dans le système de Jacobi "Y" correspond à la fraction d'énergie emportée par chaque proton. La figure I.9 montre les distributions de cette variable pour différents noyaux. Le comportement de ces distributions est en accord avec les prédictions générales de Goldansky et celles du modèle *diproton*, où l'énergie disponible est partagée équitablement. De plus, on remarque que plus le système est lourd plus la distribution est étroite. En effet, plus la barrière coulombienne est importante devant Q_{2p}, plus les protons doivent se partager l'énergie équitablement pour la traverser. La largeur de la distribution dépend donc de la charge du noyau mais aussi de l'énergie de décroissance Q_{2p}.

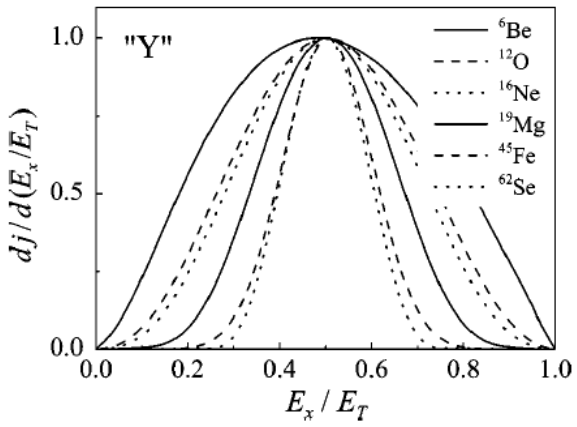


FIG. I.9 – Distributions de la fraction d'énergie ϵ emportée par chaque proton lors de la décroissance 2p prédites pour différents noyaux par le modèle à trois corps [39].

De plus, le paramètre θ_k du modèle (défini dans le paragraphe I.5.3) également dans le système de Jacobi "Y" permet de prédire les corrélations angulaires entre les deux protons émis. Celles-ci sont calculées pour différentes configurations des deux protons dans le noyau émetteur. Dans le cas de ^{54}Zn, les orbitales actives sont $(2p_{3/2})$, $(1f_{5/2})$ et $(2p_{1/2})$. Le modèle suppose implicitement que les deux protons sont sur la même orbitale. Plusieurs configurations sont donc possibles pour les deux protons : f^2 $(l = 3)$, p^2 $(l = 1)$, ou un mélange des deux.

La figure I.10 montre la distribution angulaire entre les deux protons émis dans la décroissance de ^{54}Zn. Chaque courbe correspond à un pourcentage de la configuration p^2 par rapport à la configuration f^2 (2, 24 et 98 %).

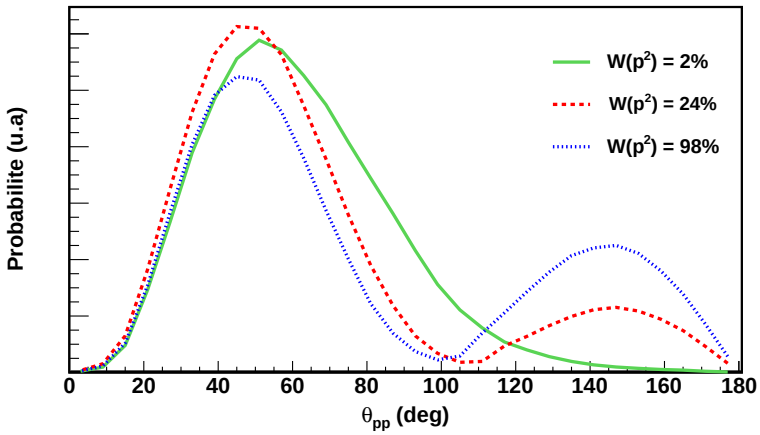


FIG. I.10 – Distributions angulaires entre les deux protons émis dans la décroissance de ^{54}Zn prédites par le modèle à trois corps [47]. Les différentes courbes correspondent à un mélange de configurations p^2/f^2 des deux protons émis dans le noyau initial.

Comme on le voit sur la figure I.8 représentant la largeur d'émission Γ en fonction de l'énergie Q_{2p}, la probabilité de décroissance est plus faible pour un moment orbital plus grand. En effet, le potentiel centrifuge étant plus grand, il est très difficile, voire impossible, pour les deux protons de franchir la barrière avec un moment angulaire grand. Ainsi, lorsqu'ils sont dans une configuration f^2, ils passent d'un état f^2 à s^2 avant de franchir la barrière par effet tunnel. Cet état s^2 subsiste après le franchissement de la barrière et correspond à une configuration *diproton* : les deux protons sont fortement corrélés, ce qui correspond à un pic aux petits angles dans la distribution angulaire. Cela est visible sur la figure I.10 : lorsque la contribution f^2 est largement dominante, un seul pic est présent aux environs de 50°. Dans le cas d'une contribution p^2 non négligeable, il est possible pour les deux protons de franchir la barrière avec un moment angulaire $l = 1$, ce qui conduit à une distribution angulaire à "deux bosses" avec un premier pic à environ 50° et un deuxième plus petit autour de 145°. Cette structure est analogue à celle obtenue pour des corrélations neutron-neutron dans les noyaux à halo, où il existe une coexistence de deux configurations bien distinctes : la configuration "cigare" et la configuration "dineutron" [37]. La sensibilité de ces prédictions à la structure de l'émetteur devrait donc permettre d'extraire des informations sur la structure nucléaire par une comparaison de ces distributions théoriques à des données expérimentales.

Les seules données précédemment existantes de corrélations entre les protons émis sont des

données sur la radioactivité 2p de ^{45}Fe. Comme évoqué au paragraphe 1.4, deux expériences indépendantes ont permis de les obtenir. Une première expérience au GANIL avec la TPC a permis d'observer un dizaine d'événements de décroissance 2p dans la chambre. La trace des deux protons a pu être reconstruite en trois dimensions uniquement pour six événements [23]. Une expérience similaire a été renouvelée avec succès à MSU avec l'OTPC et a permis de déterminer les corrélations entre les protons émis pour une centaine d'événements de radioactivité 2p de ^{45}Fe [25] [26]. La figure I.11 montre les distributions en énergie et en angle obtenues lors de cette expérience. La distribution en énergie autour de 50 % confirme une émission simultanée des deux protons qui se partagent équitablement l'énergie disponible afin de maximiser la probabilité de franchir la barrière. La largeur de la distribution est en excellent accord avec le modèle à trois corps.

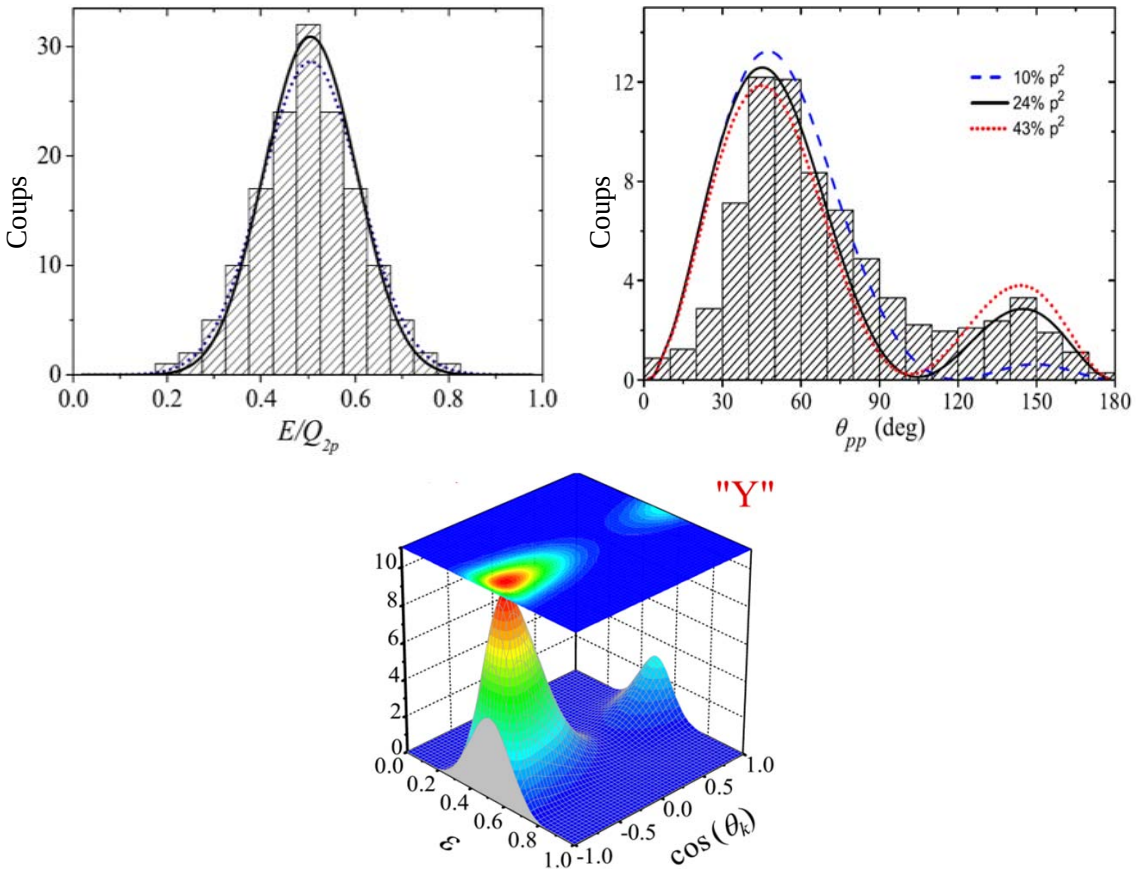


FIG. I.11 – Corrélations entre les deux protons émis dans la décroissance de ^{45}Fe [25]. Les histogrammes correspondent aux données expérimentales tandis que les courbes représentent les prédictions du modèle à trois corps. Gauche : distribution de la fraction d'énergie emportée par chaque proton. Droite : distribution de l'angle relatif entre les deux protons émis. Bas : représentation en trois dimensions des corrélations énergétique et angulaire dans le système de Jacobi "Y" du modèle à trois corps pour le noyau ^{45}Fe.

Concernant la distribution angulaire, une structure à deux "bosses" se dégage et est également en accord avec les prédictions du modèle à trois corps. Le pourcentage de configuration p^2 pour lequel le modèle s'ajuste le mieux aux données expérimentales est

$W(p^2) = 30 \pm 10\%$. Aucun calcul détaillé de modèle en couches n'a encore été fait pour vérifier ce résultat. Le noyau ^{45}Fe ayant deux trous dans l'orbitale $(1f_{7/2})$, on s'attend à ce que les deux protons occupent l'orbitale $(1f_{7/2})$ avec une très grande probabilité, et donc que la contribution de la configuration p^2 soit faible, ce qui est en accord avec le résultat de Miernik *et al* [25][26].

Les corrélations entre les deux protons émis dans la décroissance de ^{54}Zn ont également été déterminées [29], ce qui fait l'objet de ce manuscrit. Une discussion des résultats obtenus ainsi qu'une confrontation aux modèles théoriques est réalisée dans le chapitre 5.

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le contexte physique dans lequel s'inscrit cette thèse. Les premières études théoriques et expérimentales sur la radioactivité 2p ont été présentées. Notamment, nous avons vu qu'il existe un modèle à trois corps qui prédit les corrélations entre les deux protons émis dans la décroissance 2p. La sensibilité de ces prédictions à la structure nucléaire est particulièrement intéressante, permettant de sonder les hypothèses de structure aux limites d'existence.

Ces corrélations ont été obtenues expérimentalement pour la décroissance du noyau ^{45}Fe et sont en accord avec les prédictions du modèle à trois corps. Pour aller plus loin dans cette comparaison, d'autres cas doivent être étudiés. Deux autres noyaux sont connus pour être émetteurs 2p : ^{48}Ni et ^{54}Zn. L'isotope ^{54}Zn est un meilleur candidat car il est plus facile à produire. De plus, le modèle en couches prévoit une configuration p^2 dominante pour ^{54}Zn tandis qu'une configuration f^2 devrait dominer pour ^{45}Fe. Cela permet ainsi d'obtenir les corrélations pour deux cas très différents au niveau de la structure.

Le travail de cette thèse concerne une expérience réalisée au GANIL dans le but d'observer la radioactivité 2p de ^{54}Zn dans une TPC et ainsi de déterminer les corrélations entre les deux protons émis. Les motivations de ce travail sont également d'ordre technique, c'est-à-dire développer des procédures d'analyse afin de reconstruire en trois dimensions les trajectoires des protons émis et mettre en évidence les avantages et inconvénients des caractéristiques du détecteur en vue du développement d'un nouveau détecteur TPC.

Chapitre II

Description de l'expérience

Sommaire

II.1 Production et sélection des ions **31**
II.2 Dispositif de détection **32**
II.2.1 Identification des ions 32
II.2.2 Le détecteur TPC 33
II.3 Système de traitement et mesure de la TPC **40**
II.3.1 Introduction 40
II.3.2 Déclenchement du système 40
II.3.3 Obtention des signaux 40
II.4 Acquisition et stockage des données **41**
II.4.1 Déclenchement de l'acquisition 42
II.4.2 Numérisation des données 42
II.4.3 Double acquisition 43

Ce chapitre est consacré à la présentation de l'expérience réalisée en 2008 au GANIL dans le but d'observer les traces des deux protons de la radioactivité de ^{54}Zn avec une chambre à projection temporelle (TPC pour *Time Projection Chamber*).

Après une description du dispositif de production et de sélection des ions d'intérêt, le système de détection dans lequel sont implantés ces noyaux triés est présenté en détail. Les informations générées par le détecteur doivent être exploitables pour l'expérimentateur : le traitement des signaux obtenus fait l'objet d'une troisième partie. Une dernière partie est consacrée à l'acquisition et au stockage de ces données.

II.1 Production et sélection des ions

Le GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), situé à Caen, permet de produire des faisceaux radioactifs par la technique de fragmentation du projectile, et de les trier "en vol" grâce au spectromètre LISE3 [48] (Ligne d'Ions Super Epluchés). Le dispositif est illustré sur la figure II.1.

Des ions $^{58}Ni^{10+}$ sont extraits d'une source d'ions et injectés dans l'ensemble accélérateur constitué de deux cyclotrons CSS1 et CSS2. Les ions épluchés $^{58}Ni^{26+}$ en sortent avec une énergie de l'ordre de 75 MeV par nucléon et constituent un faisceau primaire d'une intensité

de l'ordre de 3,5 μAe. Celui-ci est alors envoyé sur une cible de nickel naturel de 200 μm d'épaisseur, où il y a réaction de fragmentation, c'est-à-dire cassure des noyaux stables pour produire une multitude de fragments stables et radioactifs. Ce faisceau secondaire est alors envoyé dans la ligne de séparation LISE3.

Cette ligne permet de sélectionner, parmi tous les fragments produits et le faisceau primaire ralenti (de l'ordre de 10^{12} particules par seconde), les quelques noyaux d'intérêt. Différentes sélections successives sont effectuées :

- La première sélection est réalisée avec un dipôle magnétique (DP1). On utilise le fait que le rayon de courbure ρ de la trajectoire d'une particule dans un champ magnétique B est proportionnel à Av/QB, avec A la masse de la particule, Q sa charge et v sa vitesse. Pour cela, on définit la "rigidité magnétique" comme étant le produit $B\rho$ qui permet de faire une sélection en Av/Q, c'est-à-dire en Av/Z, avec Z le nombre de protons du noyau, car les ions sont totalement épluchés. Cette première étape permet de réduire considérablement le taux de particules (de 10^{12} à 10^{8} particules par seconde), rejetant en particulier le faisceau primaire qui n'a pas réagi dans la cible.

- Une deuxième sélection est effectuée en combinant un second dipôle (DP2) avec un dégradeur achromatique de béryllium, dont l'épaisseur est ajustée pour ralentir sélectivement les ions d'intérêt. De plus, cette épaisseur croît avec le rayon de courbure (500 μm d'épaisseur minimale) afin de préserver l'achromatisme de la ligne. L'ensemble dégradeur + second dipôle permet de cette façon une sélection approximativement proportionnelle au rapport A^3/Z^2 réduisant le nombre de particules par seconde à environ un million.

- Une troisième sélection en vitesse est assurée par un filtre de Wien, dans lequel règnent un champ électrique E et un champ magnétique B croisés. Les ions sont sélectionnés si leur vitesse v est égale au rapport E/B.

Après ces trois niveaux de sélection, une centaine de fragments par seconde sont envoyés dans le dispositif de détection.

II.2 Dispositif de détection

Le principe de l'expérience consiste à implanter les ions ^{54}Zn sélectionnés par la ligne LISE3 dans le volume actif d'un détecteur TPC, qui va permettre de reconstruire les trajectoires des ions implantés en trois dimensions, mais aussi, et surtout les traces des protons de la décroissance. Par ailleurs, il est nécessaire de savoir quels isotopes sont implantés dans la TPC. Ainsi, le dispositif de détection est également constitué de deux détecteurs silicium placés avant la TPC, assurant l'identification des ions.

II.2.1 Identification des ions

Les deux détecteurs silicium, de 150 μm et 300 μm d'épaisseur, assurent l'identification des ions implantés dans la TPC grâce à des mesures de perte d'énergie et de temps de vol. La figure II.2 montre les différentes grandeurs mesurées. E_1 et E_2 correspondent à la perte d'énergie des ions dans chacun des détecteurs silicium et E_{res} correspond à l'énergie résiduelle cédée par les ions dans la chambre. En ce qui concerne les observables de temps de vol, un premier temps de vol, appelé T_{HF}, représente le temps de parcours de l'ion entre la cible et le premier détecteur silicium E_1. De plus, une galette de microcanaux placée entre le deuxième dipôle et le filtre de Wien du séparateur LISE3 permet d'avoir un deuxième temps de vol T_{Gal} entre la galette et E_1. La procédure d'identification des ions est détaillée dans le chapitre 3.

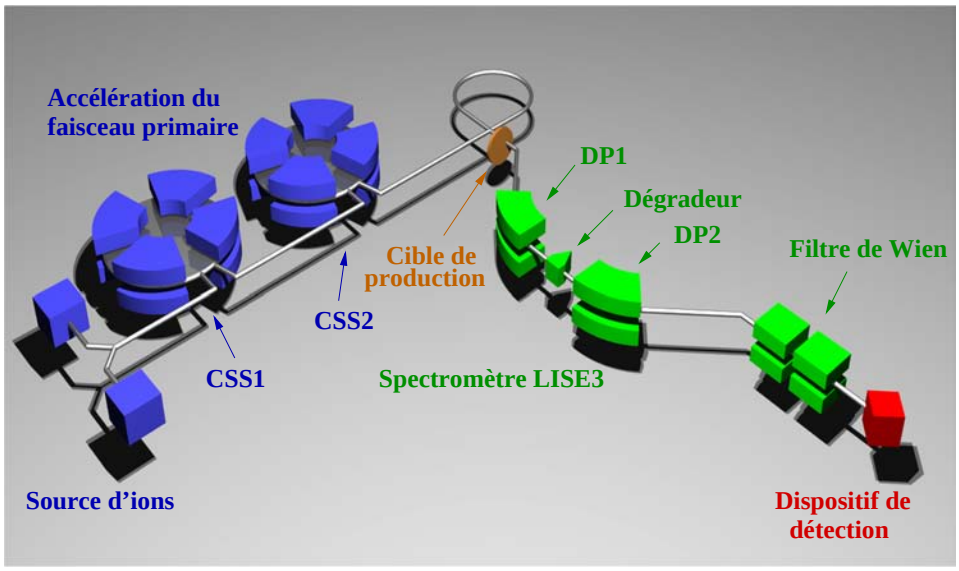


FIG. II.1 – Dispositif de production et de sélection des ions radioactifs. Un faisceau primaire de ^{58}Ni est extrait d'une source d'ions, accéléré par deux cyclotrons (CSS1 et CSS2) jusqu'à une énergie de 75 MeV/nucléon, et envoyé sur une cible où il y a réaction de fragmentation. Le faisceau secondaire est envoyé dans le séparateur LISE3, qui permet de sélectionner les ions d'intérêt grâce à deux dipôles magnétiques (DP1 et DP2), un dégradeur et un filtre de Wien. Ces ions sont arrêtés dans le dispositif de détection.

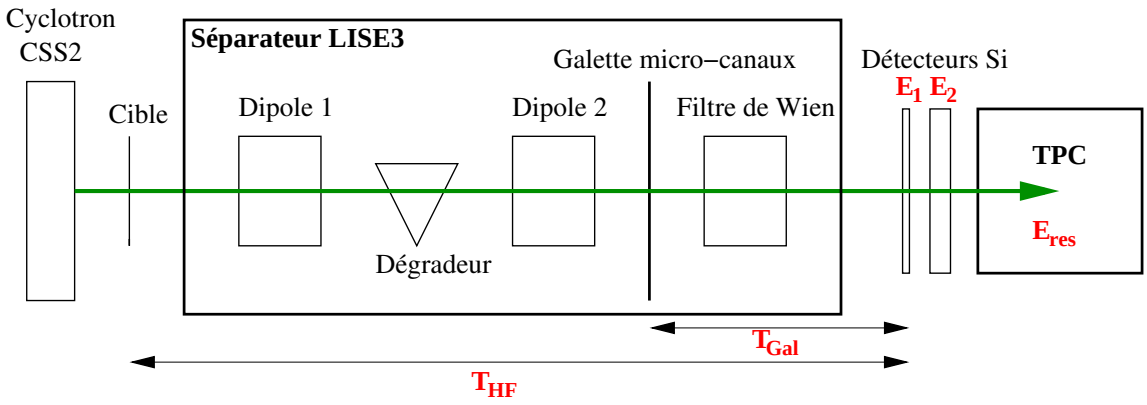


FIG. II.2 – Schéma représentant les dispositifs de sélection et de détection des ions. Le système de détection placé en bout de ligne se compose de deux détecteurs silicium E_1 et E_2 et de la TPC où sont implantés les ions. Cinq grandeurs mesurées de perte d'énergie et de temps de vol (E_1, E_2, E_{res}, T_{HF} et T_{Gal}) permettent une identification précise de tous les noyaux implantés dans la TPC.

II.2.2 Le détecteur TPC

Ce type de détecteur gazeux est souvent utilisé en physique des hautes énergies et a ainsi fait l'objet de développements techniques considérables depuis le début des années 1970 [49]. Cependant, l'utilisation de TPC en physique nucléaire est récente et doit répondre à

des exigences supplémentaires : en plus d'avoir accès à la trajectoire de la particule, son énergie doit être mesurée. De plus, la dynamique du signal doit être très large afin d'assurer la détection des ions lourds mais aussi des protons de décroissance de plus faible énergie.

Par conséquent, c'est grâce à des développements techniques importants, surtout du point de vue électronique [50], que le CENBG a développé une TPC pour les études sur la radioactivité 2p. Elle a été utilisée une première fois en 2005 lors d'une expérience similaire à celle décrite ici et a permis d'observer directement les deux protons de la radioactivité 2p de ^{45}Fe [17][23].

II.2.2.1 Principe

Une TPC est un détecteur gazeux qui permet de reconstruire en trois dimensions la trajectoire d'une particule chargée et d'en mesurer l'énergie. Le principe général de ce détecteur est illustré sur la figure II.3.

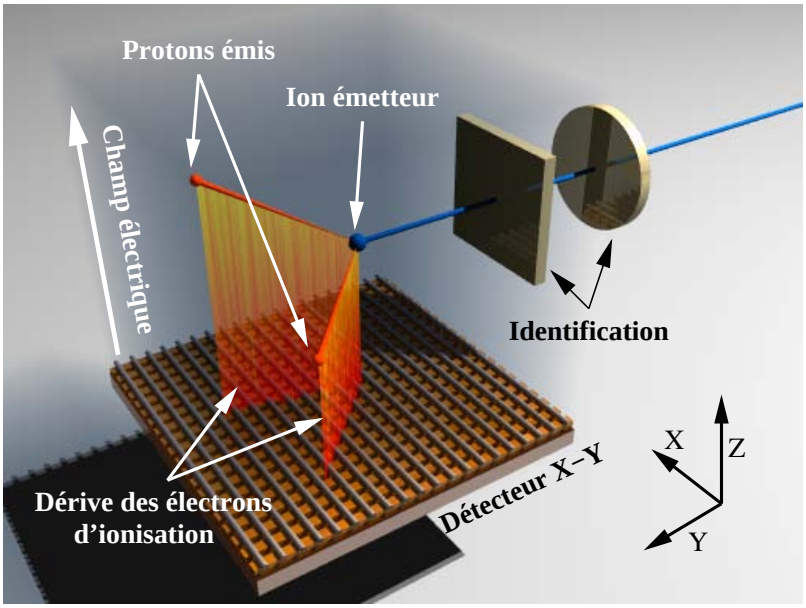


FIG. II.3 – Représentation schématique du principe de fonctionnement de la TPC. Les ions d'intérêt préalablement sélectionnés par le séparateur LISE3 du GANIL et identifiés grâce à des détecteurs silicium placés à l'entrée de la chambre sont implantés dans le volume de gaz et se désintègrent peu de temps après. Les particules chargées (ions implantés ou protons émis) ionisent le gaz du détecteur. Les électrons créés dérivent dans le champ électrique vers une matrice de détection X-Y. Le signal mesuré sur cette matrice permet une reconstruction en trois dimensions des particules et la détermination de leur énergie.

Lorsqu'une particule chargée se déplace dans le gaz, elle dépose de l'énergie au sein du volume actif de la chambre en arrachant les électrons des atomes du gaz tout le long de sa trajectoire. Grâce à un champ électrique uniforme vertical, ces électrons dérivent à vitesse constante vers une matrice de détection X-Y, constituée de deux plans perpendiculaires de pistes. La quantité de charge collectée sur chaque piste du détecteur X-Y est enregistrée. Ces informations permettent de reconstituer la "courbe de Bragg" associée à la perte d'énergie de la particule dans le volume gazeux. Cette courbe nous renseigne sur la position de départ et

d'arrêt de la particule et par intégration sur l'énergie cinétique de cette particule. De plus, le temps d'arrivée du signal sur chaque piste est également enregistré. Ainsi, si le champ électrique appliqué est rectiligne uniforme et si on connaît la vitesse de dérive des électrons dans le gaz, on peut remonter à la composante z de la trajectoire.

Finalement, une analyse des signaux énergie délivrés par les pistes du détecteur permet la reconstruction de la trajectoire des particules en 2 dimensions. La composante z étant obtenue par l'analyse des spectres temps, on peut ainsi reconstruire la trajectoire des particules se déplaçant dans la TPC en trois dimensions.

Notons que le nombre d'électrons d'ionisation étant très faible, une succession de quatre GEM (Gas Electron Multiplier) [51] permettant de multiplier les électrons est placée juste au-dessus de la matrice de détection afin d'amplifier le signal.

Décrivons à présent les différents éléments constituant le détecteur.

II.2.2.2 Eléments constitutifs de la TPC

La TPC est constituée d'un volume actif de gaz (où sont détectées les particules), de quatre GEM assurant l'amplification du signal, d'une matrice de détection et d'une carte mère qui assure la lecture des pistes de la matrice. Cela est présenté sur la figure II.4. Le volume actif assure la dérive des électrons ; il est constitué d'une cathode de dérive (simple plaque de métal) et d'une succession d'électrodes (cadres de métal) pour un champ électrique homogène et uniforme.

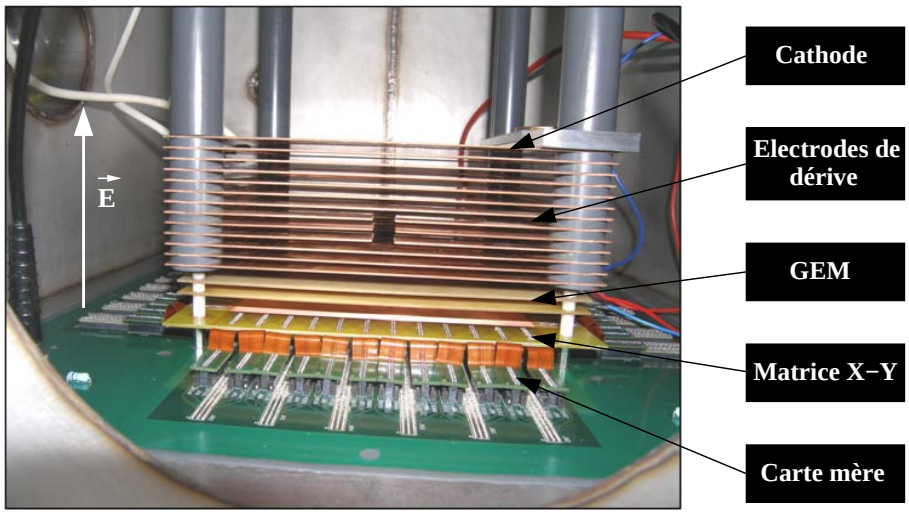


FIG. II.4 – Photographie de la TPC lors d'un premier test sous faisceau. Un champ électrique est appliqué entre la cathode et le détecteur X-Y, une succession d'électrodes permettent d'avoir un champ électrique homogène. Les électrons dérivent dans la chambre, sont multipliés par un jeu de quatre GEM (seulement deux lors du test), et sont ensuite détectés sur la matrice X-Y. La carte mère assure la lecture des voies de la matrice.

Dimensions

La TPC est placée dans une enceinte de 60*60*60 cm^3. Les particules sont détectées dans

un volume actif de 15*15*15 cm^3. Les distances entre les constituants sont détaillées dans le tableau II.1. Après la première expérience réalisée au GANIL, la hauteur du volume actif de la chambre a été augmentée (de 6 cm à 15 cm). Une hauteur de 6 cm était suffisante pour arrêter les deux protons de la radioactivité 2p, mais pas suffisante pour arrêter les protons émis dans la décroissance βp ou β2p de noyaux voisins de ^{45}Fe, leur énergies étant plus grandes.

Le faisceau entre parallèlement au plan de détection X-Y. Après la première expérience, la direction a été modifiée : le faisceau, qui entrait parallèlement aux pistes X, entre désormais à 45° par rapport à la direction des pistes du détecteur, comme on peut le voir sur la figure II.5. Cela a plusieurs avantages :

- Lors de la précédente expérience, des effets de saturation ont été observés sur les pistes parallèles au faisceau, l'énergie déposée étant trop élevée. Changer la direction du faisceau permet de distribuer les charges collectées sur plus de pistes différentes (*cf*. figure II.5), et ainsi supprimer ces effets de saturation.

- Les ions radioactifs entrant dans la chambre ont une certaine distribution de parcours. De ce fait, lors de l'expérience précédente, quelques ions d'intérêt passaient dans le volume actif de la chambre sans être arrêtés. En augmentant la distance que peut parcourir l'ion par un facteur $\sqrt{2}$, plus d'ions sont implantés dans le gaz.

- Nous verrons au chapitre 3 la procédure d'étalonnage des pistes du détecteur. Une des étapes est d'utiliser le faisceau traversant la chambre, déclenchant ainsi toutes les pistes. Cela imposait lors de la précédente expérience de tourner le détecteur pour étalonner chaque plan de piste. Le changement de direction de l'entrée de faisceau permet ainsi d'étalonner les deux plans de pistes simultanément sans tourner le détecteur.

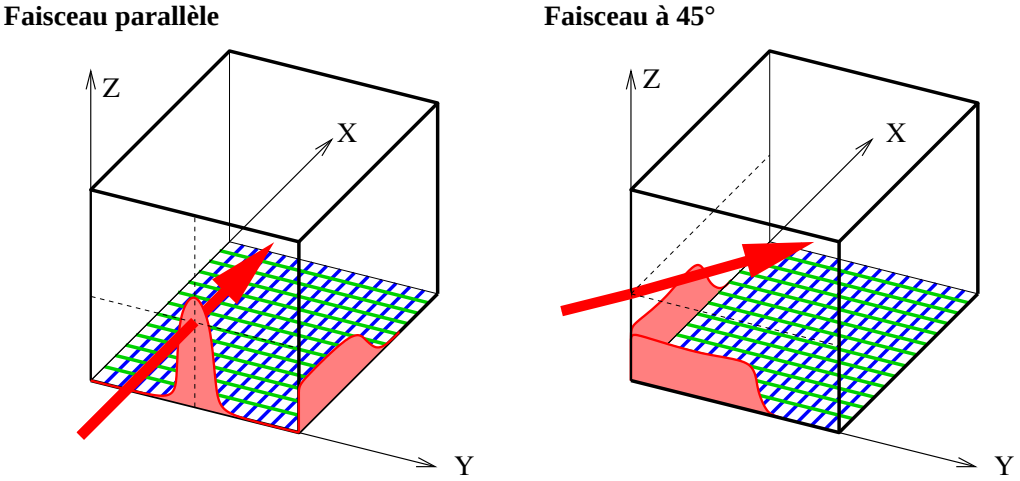


FIG. II.5 – Schéma illustrant le volume actif avant et après modification de l'entrée du faisceau. A gauche, le faisceau entre parallèlement à la direction des pistes X. A droite, le faisceau entre avec un angle de 45° par rapport aux directions des pistes. Les charges collectées (en rouge) sont mieux réparties sur les deux dimensions du détecteur X-Y, évitant ainsi une saturation des pistes.

Enfin, le faisceau entre à environ 4 cm au-dessus du premier GEM, ce qui permet aux protons d'être arrêtés dans le volume actif de la chambre. Typiquement, un proton provenant d'une décroissance 2p de ^{54}Zn a une énergie d'environ 750 keV, et un parcours de 2 cm environ dans la chambre (dans les conditions de gaz et de pression de l'expérience).

Les GEM

Le GEM (Gas Electron Multiplier) a été introduit par F.Sauli en 1996 [51] ; il a pour but de multiplier les électrons, permettant ainsi d'obtenir un signal mesurable sur la matrice X-Y.

Le GEM est une plaque d'isolant (kapton) de 50 μm d'épaisseur, recouverte sur chaque face d'une couche conductrice (cuivre) de 5 μm. La structure est percée de microtrous de 70 μm de diamètre, la distance entre deux centres étant de 140 μm (voir photo sur la figure II.6 à gauche). Les deux couches de cuivre forment deux électrodes entre lesquelles est appliquée une différence de potentiel d'environ 300 volts. Cela permet la présence, au niveau des trous, d'une haute densité de lignes de champ électrique, qui peut atteindre des dizaines de kV/cm. Les lignes de champ électrique au voisinage du GEM sont schématisées sur la figure II.6 à droite.

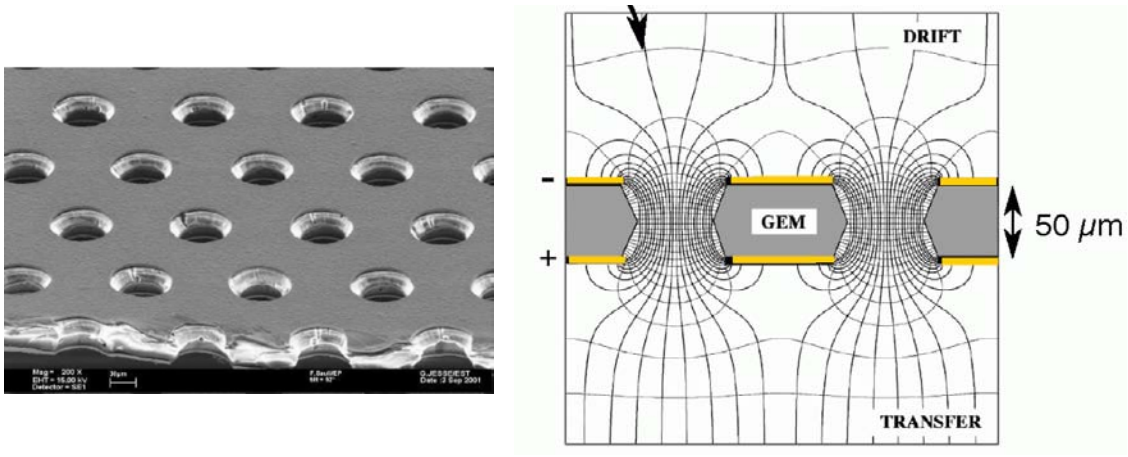


FIG. II.6 – A gauche, photographie d'un GEM au microscope électronique. La structure, percée de microtrous de 70 μm de diamètre, est une plaque d'isolant recouverte sur chaque face d'une couche conductrice formant deux électrodes, entre lesquelles on applique une différence de potentiel. A droite, représentation des lignes de champ qui, au voisinage des trous, créent un effet d'avalanche, permettant de multiplier le nombre d'électrons arrivant sur la matrice de détection. [51]

Lorsque les électrons approchent du GEM, ils sont focalisés dans les microtrous et, grâce au champ électrique intense, sont accélérés. Ils acquièrent ainsi assez d'énergie pour ioniser d'autres atomes, créant des électrons secondaires, capables à leur tour d'ioniser d'autres atomes. On a ainsi un phénomène d'avalanche, et donc de multiplication des électrons. Cette technique permet d'atteindre des gains élevés. Néanmoins, un gain trop élevé peut mener à des décharges entre les électrodes du GEM. Des études antérieures [52] ont montré que le dispositif est plus stable si on met une succession de GEM en appliquant une tension électrique plus faible plutôt qu'un seul avec une tension plus élevée. Ainsi, une succession de quatre GEM est placée au-dessus de la matrice X-Y.

Le gain des GEM dépend de la tension appliquée à ses faces, de la nature du gaz, de la pression et de la distance séparant les GEM. Les paramètres sont ajustés afin que le gain soit suffisant pour détecter des protons de basse énergie issus de la radioactivité 2p (de l'ordre de 750 keV pour chaque proton), et pour détecter également les ions implantés (de l'ordre de 150-200 MeV). Le gain de chaque GEM est de l'ordre de 30, ce qui fait pour l'ensemble des

quatre GEM un gain de l'ordre de 10^6.

En plus de l'amplification du signal obtenu sur les pistes, le signal mesuré au niveau des électrodes d'un GEM nous permet de déterminer directement l'énergie totale déposée par la particule dans le gaz (résolution de l'ordre de 150 keV à 5 MeV, *cf*. chapitre 3).

Le détecteur X-Y

Le détecteur X-Y est une matrice d'une surface de 15,36*15,36 cm^2 (voir photographie sur la figure II.7 à gauche), constituée de deux plans perpendiculaires de 768 pistes de cuivre, ce qui fait 1536 pistes au total.

Les pistes de dessus (anodes) sont séparées de celles du dessous (cathodes) par des bandes isolantes de kapton de 50 μm d'épaisseur. Les anodes ont une largeur de 50 μm et un pas de 100 μm tandis que les cathodes ont une largeur de 150 μm et un pas de 200 μm. Comme le montre la figure II.7, les anodes sont connectées deux à deux sur chaque fin de piste afin d'obtenir le même nombre de voies pour chaque dimension. De plus, afin de limiter le nombre de voies à traiter, seulement une piste sur deux est utilisée. On a donc, pour chaque dimension, un pas de 400 μm. Notons que le choix de la largeur des pistes est un compromis : elles ne doivent être ni trop larges pour une résolution spatiale acceptable, ni trop étroites pour avoir un signal par piste assez élevé.

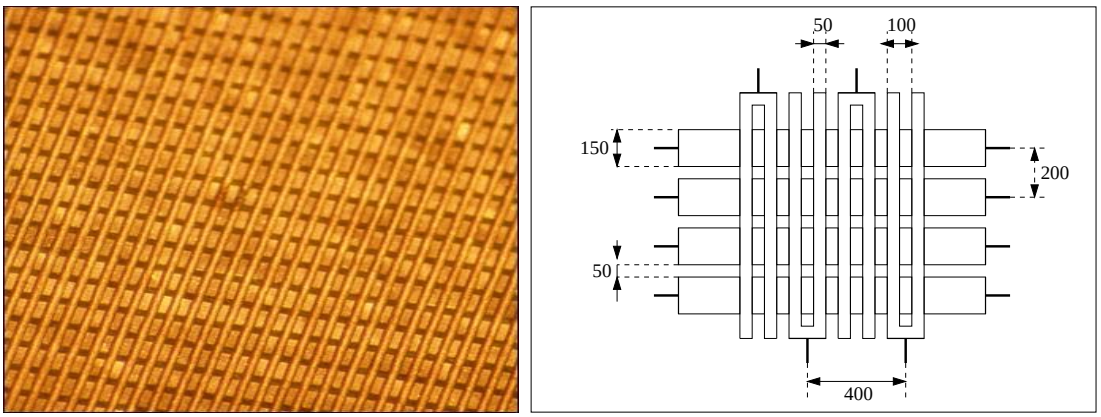


FIG. II.7 – A gauche, photographie du détecteur X-Y composé de 2 plans perpendiculaires de pistes. A droite, représentation schématiques des anodes et des cathodes. Les pistes du haut sont connectées deux à deux sur chaque fin de piste. Les cotes sont notées en micromètres.

Initialement, l'amplification du signal devait se faire grâce à une différence de potentiel entre les deux plans de pistes et non grâce aux GEM. C'est pour cette raison que l'on nomme les pistes anodes et cathodes et que les pistes anodes sont plus étroites que les cathodes, permettant une meilleure amplification du signal.

Les surfaces effectives des deux plans de pistes n'étant pas rigoureusement les mêmes, les charges collectées sur chaque plan ne sont pas équilibrées. Une petite différence de potentiel entre les deux plans (de l'ordre de 10 à 20 volts) est donc appliquée, afin de rééquilibrer l'amplitude des signaux.

Source α

Une source peut être montée sur un bras amovible circulaire, juste au-dessus de la cathode de la TPC. Durant toute l'expérience, une source triple α Am-Cm-Pu était montée, afin de vérifier à tout moment l'étalonnage en énergie.

De plus, grâce au bras amovible, elle peut être placée en face de différents collimateurs à des angles bien définis. Cela permet de vérifier la reconstruction de la particule pour différents angles (*cf*. chapitre 4).

II.2.2.3 Conditions de fonctionnement

Champ électrique

Un champ électrique est appliqué entre la cathode (haut du volume actif) et l'anode (plan de détection) de la TPC. La cathode est soumise à un potentiel négatif et une succession d'électrodes de dérive, que l'on peut voir sur la figure II.4, soumises à des potentiels croissants, permettant d'avoir un champ aussi rectiligne et homogène que possible. Des tests ont été effectués avant l'expérience afin d'optimiser les valeurs des tensions à appliquer à la cathode de dérive, aux électrodes de dérive et aux différents GEM pour une bonne stabilité du système dans les conditions de l'expérience. Ces tensions sont détaillées dans le tableau II.1.

		Tension appliquée (V)	Hauteur (mm)
Cathode de dérive		-6400	160,4
GEM 0	haut	-2404	25
	bas	-2065	
GEM 1	haut	-1851	20
	bas	-1524	
GEM 2	haut	-1301	15
	bas	-979	
GEM 3	haut	-742	10
	bas	-436	
Matrice X-Y		0	0

Tab. II.1 – Distance (en mm) séparant les différents éléments constituant le volume de dérive et potentiels appliqués à leurs bornes.

Gaz

La TPC est remplie de gaz P10, mélange composé de 90 % d'argon et de 10 % de méthane (CH4). Dans une chambre d'ionisation de ce type, il est d'usage de combiner un gaz noble avec 10 à 20 % d'un gaz "quencher" de type hydrocarbure. Le "quencher" permet de dissiper l'énergie des photons (UV) émis lors d'avalanches dans le volume de dérive. Les avantages du gaz noble tel que l'argon sont :

- un faible coefficient de diffusion des électrons dans le gaz, ce qui est important pour la résolution spatiale du détecteur ;

- une vitesse de dérive des électrons relativement lente, ce qui permet de supposer que le mouvement de la particule dans le gaz est instantanée par rapport à la vitesse de dérive des électrons ;

- facilement manipulable (non explosif) et de coût peu élevé

Durant toute l'expérience, la pression régnant dans le volume était de 750 mbar. Le choix de la pression est un compromis : ni trop faible pour que les particules d'intérêt soient arrêtées dans le gaz, et ni trop élevée pour que les trajectoires soient assez longues pour les reconstruire avec une précision raisonnable.

II.3 Système de traitement et mesure de la TPC

Lorsqu'une particule chargée se déplace dans la TPC, des charges sont créées et collectées sur le détecteur X-Y. Des signaux sous forme de courants électriques sont alors générés. Dans cette partie, nous présentons comment traiter ces signaux issus du système de détection afin d'en extraire des mesures de temps et d'énergie.

II.3.1 Introduction

Comme décrit précédemment, le détecteur X-Y comporte 1536 pistes, mais seulement la moitié d'entre elles sont utilisées. 768 voies sont donc à traiter simultanément, il est alors indispensable d'utiliser des cartes de circuits intégrés : les ASIC [50] (*Application Specific Integrated Circuits*). Le traitement des données brutes est assuré par 12 modules ASIC, qui traitent chacun 64 pistes simultanément. Ils doivent permettre, pour chaque piste, une mesure de la charge collectée sur la piste et une mesure de l'instant d'arrivée du signal sur la piste. De plus, afin d'assurer à la fois la détection des ions implantés et des produits de leur décroissance (protons), l'électronique doit pouvoir fonctionner sur une très large plage dynamique.

La gestion de la lecture et la synchronisation des données est assurée par un module de contrôle au standard PXI.

II.3.2 Déclenchement du système

Le signal reçu sur une piste du détecteur génère une impulsion de courant qui est intégrée par un préamplificateur de charge. Afin d'éviter de déclencher la mesure dans le bruit électronique, la charge collectée sur la piste est comparée à une valeur q_{seuil} réglable et fixée au niveau du module de contrôle. Notons que deux seuils différents peuvent être appliqués, un pour chaque plan de piste.

Le mode de déclenchement est illustré sur la figure II.8. Si deux pistes perpendiculaires collectent cette charge q_{seuil} simultanément, un signal *trigger* est généré, qui déclenche le traitement d'un événement.

II.3.3 Obtention des signaux

Pour chaque piste i qui collecte une charge au moins égale à q_{seuil} à un instant t_i, une mesure (énergie et temps) du signal est effectuée. La figure II.9 montre comment, à partir du courant qui traverse une piste, on obtient en sortie un signal énergie et un signal temps.

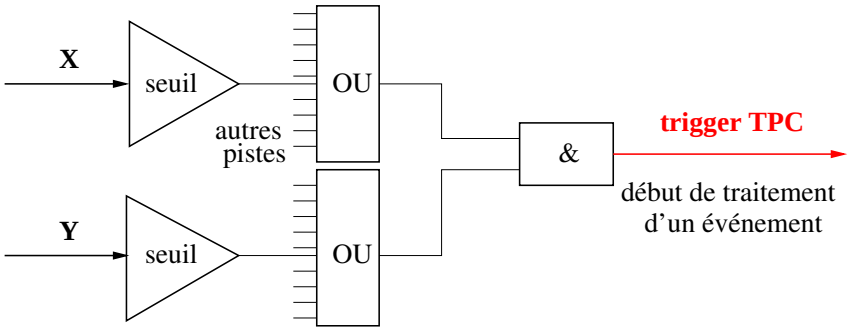


FIG. II.8 – Schéma représentant le mode de déclenchement du traitement d'un événement. Si les charges de deux pistes perpendiculaires sont supérieures à un certain seuil simultanément, un signal *trigger* est généré.

Signal temps d'une piste

Lorsque le système est déclenché, le module de contrôle génère un temps de référence t_{ref}, qui sera le même pour toutes les pistes.

Ainsi, pour chaque piste i, grâce à un convertisseur temps-amplitude, on évalue l'intervalle de temps qui sépare l'instant de détection t_i sur la piste et le temps t_{ref}, qui correspond ainsi à un "stop" commun pour toutes les pistes. Plus une piste est déclenchée tard, plus la valeur temporelle correspondante est faible.

Signal énergie d'une piste

Mesurer un signal énergie d'une piste consiste à déterminer la charge q_i que cette piste a collectée en mesurant et stockant une tension proportionnelle à q_i dans un condensateur. Cela est effectué d'une façon commune à chacun des groupes de 32 pistes. Si l'une des 32 pistes est déclenchée, la charge des condensateurs démarre. Après un temps τ identique pour toutes les pistes, la charge des condensateurs est arrêtée. La valeur q_i est alors mémorisée dans chaque condensateur et conservée jusqu'à la fin du traitement de l'événement t_{ref}. Notons que si aucune des 32 pistes n'est déclenchée, un signal logique est envoyé au groupe de 32 pistes afin de mesurer des valeurs correspondant au bruit électronique à l'instant t_{ref}.

Signaux TPC

A la fin du traitement, il faut extraire les données. Le module de contrôle génère un signal d'horloge qui synchronise la lecture successive des 64 voies énergie et temps pour chaque ASIC. En sortie de TPC, on obtient ainsi 4 séquences de 384 signaux analogiques qui correspondent aux signaux énergie et temps des deux plans de pistes. Avec une horloge de fréquence égale à 1 MHz, la durée totale d'extraction des mesures est donc de 384 μs.

II.4 Acquisition et stockage des données

L'acquisition et le stockage de données sont réalisés avec un système standard développé au GANIL. La logique de la procédure est illustrée sur la figure II.10.

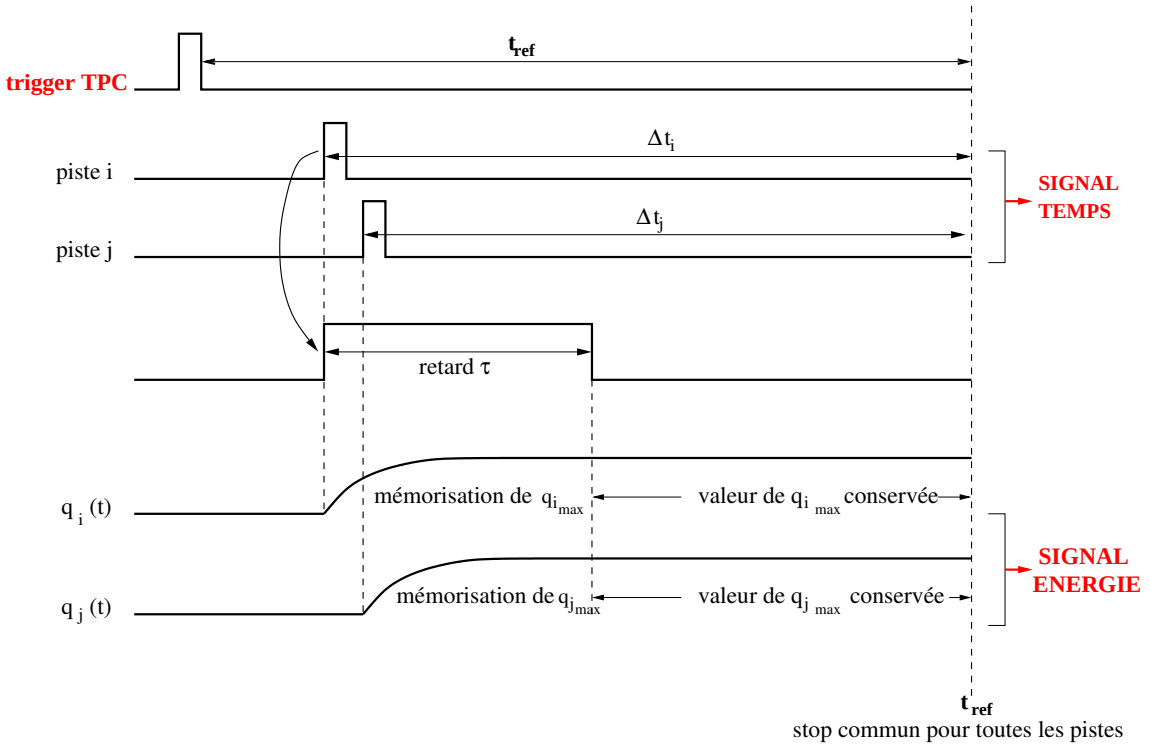


FIG. II.9 – Schéma du système de traitement de deux voies i et j du détecteur TPC par un module ASIC. Pour chaque voie, on obtient une donnée énergie représentant la charge collectée q_{max} sur la piste et une donnée temps Δt relative à un "stop" commun pour toutes les pistes. Ce "stop" est défini par rapport au *trigger* TPC, c'est-à-dire par rapport à la première piste qui a déclenché le système.

II.4.1 Déclenchement de l'acquisition

Comme expliqué précédemment, lorsqu'un événement TPC a lieu (charges collectées supérieures à q_{seuil} simultanément sur les deux plans de pistes), un signal *trigger* (FT pour *Fast Trigger*) est généré et envoyé au module GMT (*General Master Trigger*). Si l'acquisition est prête, c'est-à-dire si elle n'est pas en train de traiter un autre événement, le *trigger* est accepté et le GMT renvoie un signal FTA (*Fast Trigger Accepted*) à la TPC qui est autorisée à traiter l'événement.

II.4.2 Numérisation des données

Avant d'être stockés, les signaux analogiques nécessitent d'être préalablement numérisés au moyen de convertisseurs analogique-numérique (ADC pour *Analog to Digital Converter*).

Pour les signaux TPC, on utilise des C-RAMS (*CAEN-Readout for Analog Multiplexed Signals*) qui permettent de coder les quatre signaux différentiels multiplexés temps et énergie des deux plans de pistes. Ces modules nécessitent un signal de conversion en entrée pour synchroniser la numérisation des données. Ce signal, appelé CONV (pour conversion), est envoyé par le module de contrôle de la TPC aux C-RAMS et correspond au signal d'horloge

de 1 MHz ; il dure 384 μs. Le codage en parallèle des quatre signaux TPC multiplexés dure donc 384 μs. Les autres signaux analogiques (GEM, $E_{silicium}$, temps de vol) sont également numérisés grâce à des codeurs classiques.

Toutes les données numérisées obtenues sont ensuite transférées à un PC via une carte VME qui lit les données. La durée de traitement d'un événement est d'environ 1,4 ms : environ 400 μs pour la mesure et l'envoi des données brutes aux C-RAMS et 1 ms pour la lecture des données par le VME.

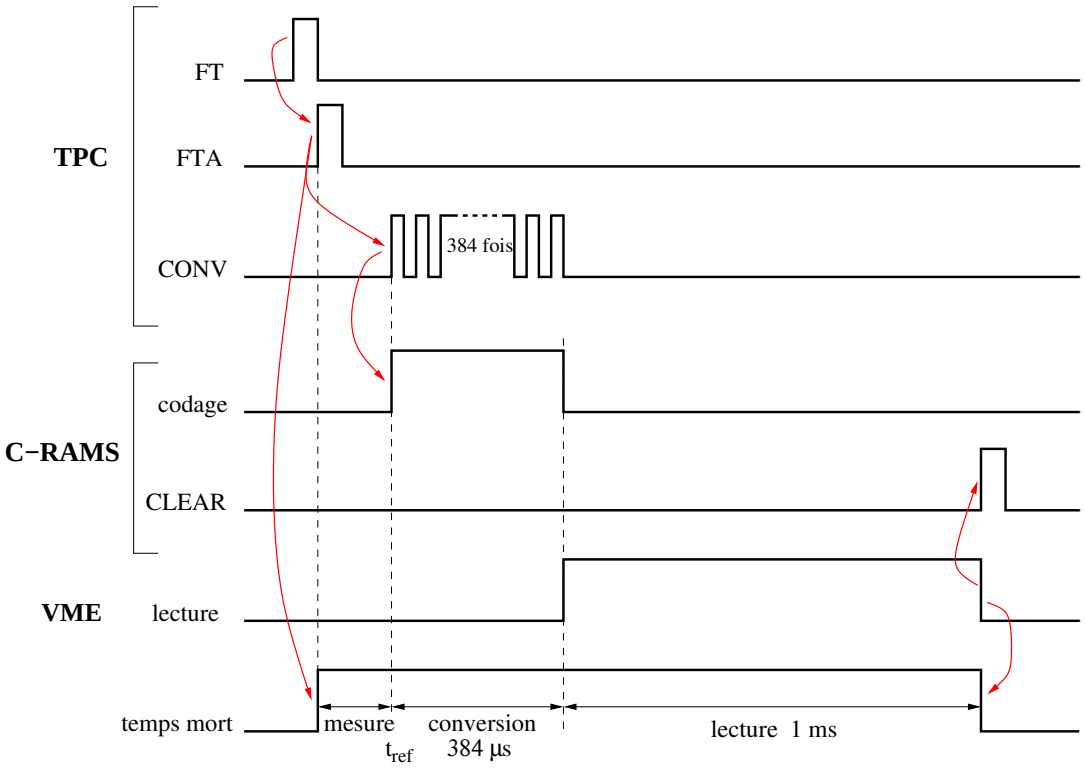


FIG. II.10 – Chronogramme du système d'acquisition. Le signal FT (Fast Trigger) indique un événement de la TPC et, si le système est prêt, déclenche l'acquisition (FTA) ; le traitement de mesure de la TPC peut commencer. Les signaux sont ensuite envoyés dans les convertisseurs ainsi que le signal CONV sur les C-RAMS. Une fois les données numérisées, le VME assure la lecture de toutes ces données. Puis, les convertisseurs sont mis à zéro (CLEAR) et l'acquisition est de nouveau prête. Le temps mort total est d'environ 1,4 ms.

II.4.3 Double acquisition

La durée de vie de ^{54}Zn étant de l'ordre de 3 ms, il est nécessaire de réduire le temps mort de l'acquisition afin de rater le moins possible d'événement de radioactivité corrélé à une identification de ^{54}Zn. Ce temps mort pour une acquisition étant incompressible, un système de double acquisition a été mis en place afin de le réduire.

Tous les signaux bruts sont alors doublés et peuvent être traités par deux acquisitions différentes. L'architecture générale de cette double acquisition est schématisée sur la figure II.11.

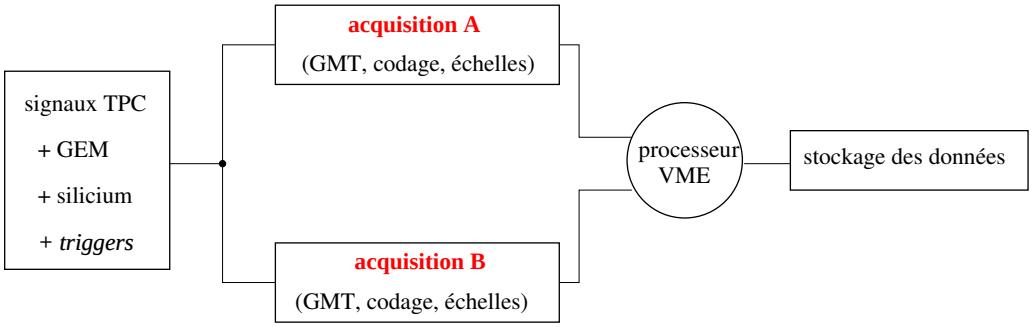


FIG. II.11 – Les signaux sont doublés et envoyés dans l'une des deux acquisitions A ou B. Les signaux traités sont ensuite lus par un seul processeur VME et sont stockés dans un disque dur.

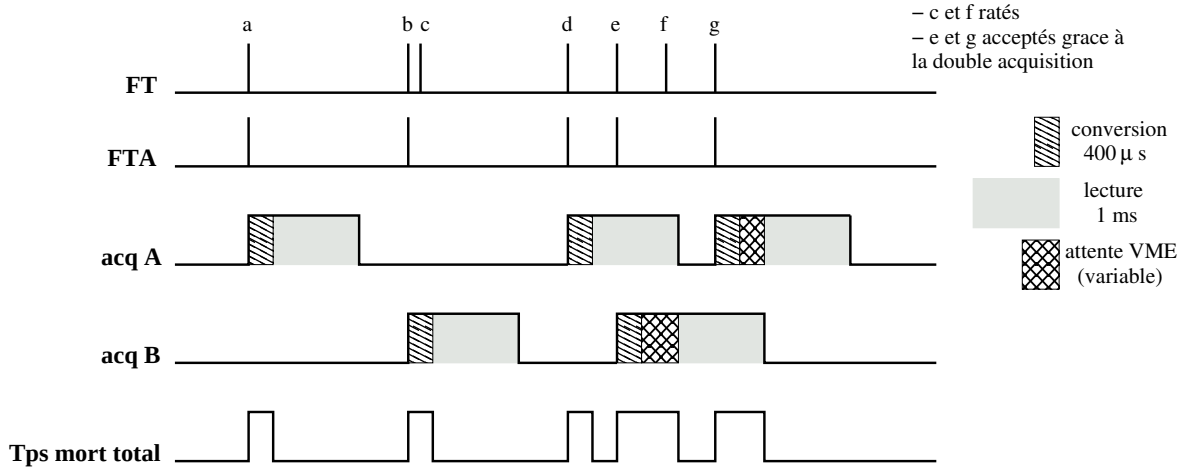


FIG. II.12 – Logique du système de double acquisition mis en place afin de réduire le temps mort. Le signal FTA est délivré si l'événement est accepté, et déclenche l'une des deux acquisitions. Le temps mort total est actif si les deux acquisitions sont occupées ou bien pendant l'envoi des données aux convertisseurs. On obtient un temps mort total variable, qui est au minimum de 400 μs.

Le déclenchement de chaque acquisition A ou B est alterné. Si l'acquisition A est déclenchée, c'est l'acquisition B qui traitera l'événement suivant, et vice versa. Le principe,

appelé *flip-flop*, est illustré sur la figure II.12. Il permet de déclencher une deuxième acquisition si la première est en train de traiter un événement. Le temps mort entre deux événements successifs est ainsi réduit.

Néanmoins, un seul processeur VME est utilisé pour lire les données, la deuxième acquisition déclenchée devra donc attendre la fin de traitement du premier événement pour que le VME puisse être disponible pour lire les données. Ainsi le temps mort total entre les deux événements successifs est réduit, mais le temps mort de la deuxième acquisition déclenchée est allongé (*cf.* figure II.12). De plus, il existe un temps mort incompressible de 400 μs, temps correspondant au traitement des données par la TPC, et donc temps pendant lequel il ne peut y avoir aucun autre traitement au niveau de la TPC.

Le temps mort total obtenu est donc variable et il est au minimum de 400 μs.

Chapitre III

Traitement des données

Sommaire

III.1 Identification des ions **47**
III.1.1 Paramètres d'identification 47
III.1.2 Procédure d'identification 48
III.2 Corrélations temporelles implantation-radioactivité **53**
III.3 Étalonnage du détecteur TPC **53**
III.3.1 Étalonnage des pistes 53
III.3.2 Obtention des spectres TPC 59
III.3.3 Étalonnage en énergie des GEM 60

Ce chapitre est consacré au traitement des données obtenues lors de l'expérience. Une première partie décrit la procédure d'identification des ions implantés dans la TPC. Pour pouvoir analyser la décroissance des ions identifiés, il convient ensuite de corréler temporellement les événements de décroissance à ceux d'implantation. C'est l'objet de la deuxième partie. Enfin , une dernière partie est consacrée à l'étalonnage du détecteur X-Y et à celui des GEM.

III.1 Identification des ions

Lors de réactions de fragmentation, une multitude de noyaux est créée. La majorité d'entre eux ne sont que des contaminants ; comme nous l'avons vu précédemment, ils sont filtrés par le séparateur LISE3, permettant de ne conserver que les noyaux d'intérêt. Cependant, une partie de ces noyaux parasites parvient à traverser tous les filtres et à s'implanter avec ceux recherchés. Il faut alors pouvoir les identifier de manière à les rejeter lors de l'analyse. De même, l'identification des "bons noyaux" est tout aussi primordiale pour l'analyse de leur décroissance. Dans cette partie, la procédure mise en place pour identifier chaque noyau sans ambiguïté est présentée.

III.1.1 Paramètres d'identification

L'identification des ions implantés repose sur l'analyse de plusieurs paramètres de perte d'énergie et de temps de vol. À partir des équations régissant ces paramètres, il est possible

de remonter très exactement aux informations concernant la nature de l'isotope, à savoir : son nombre de masse A et son nombre de protons Z, et donc de l'identifier sans ambiguïté.

Energie

Comme expliqué précédemment, deux détecteurs silicium sont placés avant l'entrée de la TPC. Deux paramètres E_1 et E_2 correspondant à la perte d'énergie des ions dans chacun des détecteurs sont alors disponibles. Un troisième paramètre E_{GEM} correspond à l'énergie résiduelle cédée par les ions dans la chambre ; elle est obtenue en mesurant le signal au niveau du premier GEM (le plus haut).

D'après la formule de Bethe-Bloch, la perte d'énergie par unité de distance parcourue d'une particule dans la matière est proportionnelle à Z^2. Les trois paramètres d'énergie vont donc nous permettre de séparer les ions selon leur nombre de protons Z.

Temps de vol

En ce qui concerne les paramètres de temps de vol, un premier temps de vol, appelé T_{HF}, représente le temps entre l'impulsion haute fréquence du deuxième cyclotron CSS2 et le premier détecteur silicium E_1. Une galette de microcanaux placée entre le deuxième dipôle et le filtre de Wien du séparateur LISE3 permet d'avoir un deuxième paramètre de temps de vol T_{Gal} (entre la galette et le détecteur E_1).

Le temps de vol T d'une particule est égal au rapport de la distance d parcourue par la particule et sa vitesse v. La distance est fixe et la vitesse est proportionnelle aux caractéristiques du noyau et au Bρ fixé par les réglages de ligne LISE3 :

$$T = \frac{d}{v} \propto d.\frac{A}{B\rho.Q} \propto \frac{A}{Q} \tag{III.1}$$

avec A la masse du noyau et Q sa charge. Les paramètres de temps de vol vont ainsi nous permettre de séparer les ions en A/Q, et donc en A/Z car les ions sont totalement épluchés.

Matrices d'identification

Nous avons ainsi cinq paramètres d'identification disponibles : E_1, E_2, E_{GEM}, T_{HF} et T_{Gal}. Si on trace sur une matrice un paramètre d'énergie (proportionnel à Z^2) en fonction d'un paramètre de temps de vol (proportionnel à A/Z), on remarque que les points se regroupent en taches correspondant à des noyaux ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$. La figure III.1 montre un exemple de matrice d'identification obtenue lors de l'expérience. Des lignes sont tracées à Z et T_Z constant, avec $T_Z = \frac{A-2Z}{2}$, montrant la distinction de chaque noyau $X(Z, T_Z)$.

III.1.2 Procédure d'identification

III.1.2.1 Réglages

Avant de procéder à une identification précise des noyaux, la première étape consiste tout d'abord à les identifier visuellement sur une matrice d'identification. Cela est effectué lors de l'expérience pendant les réglages du séparateur LISE3. La figure III.2 montre une matrice d'identification ($E_1 - T_{HF}$) obtenue lors des réglages du faisceau secondaire. Il n'est pas encore optimisé pour la production de ^{54}Zn, c'est pourquoi la matrice est sensiblement différente de la matrice de la figure précédente. On remarque sur cette figure qu'il existe une ligne à T_Z

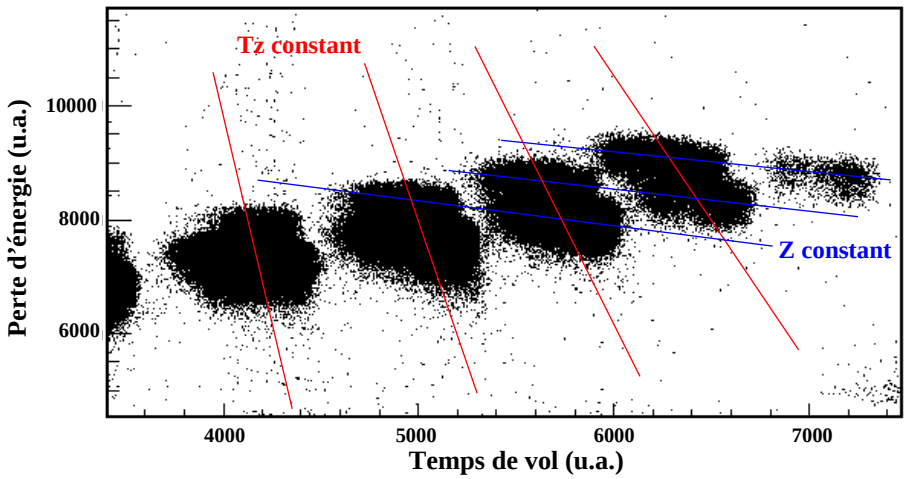


FIG. III.1 – Matrice d'identification obtenue pendant l'expérience avec un réglage optimisé pour la production de ^{54}Zn. L'énergie cédée dans le détecteur E_1 est représentée en fonction du temps de vol T_{HF}. Ce type de matrice permet de distinguer visuellement chaque isotope de charge Z et d'isospin T_Z.

constant qui est verticale. Cela veut dire que le temps de vol T, qui est proportionnel à A/Z, est constant quel que soit le noyau :

$$T \propto A/Z = (N+Z)/Z = cste \Rightarrow N = kZ \quad , \quad k \in \mathbf{N} \tag{III.2}$$

avec N le nombre de neutrons du noyau. Dans la région étudiée, la seule valeur possible pour k est $k = 1$, c'est-à-dire $N = Z$, ou encore $T_Z = 0$.

Il s'agit donc de repérer un noyau de charge Z et d'isospin T_Z sur la matrice. Le noyau recherché lors de l'expérience était ^{40}Ca ($Z = 20$, $T_Z = 0$). Comme $T_Z = 0$, on sait qu'il est situé sur la ligne verticale repérée précédemment. Il s'agit ensuite de déterminer la position en E_1 de ce noyau. Pour cela, une impulsion de courant est envoyée en parallèle avec le signal du détecteur E_1. L'amplitude de cette impulsion correspond à la quantité de charge que déposerait un noyau ^{40}Ca dans le détecteur E_1. Cela est calculé à partir de la quantité de charge $Q_{^{58}Ni}$ cédée dans le détecteur lorsque le faisceau primaire est envoyé. On a ainsi :

$$Q_{imp} = \frac{E_{^{40}Ca}}{E_{^{58}Ni}} Q_{^{58}Ni} \tag{III.3}$$

avec $E_{^{58}Ni}$ et $E_{^{40}Ca}$ connues, calculées à partir des rigidités magnétiques fixées au niveau du séparateur. Comme on peut le voir sur la figure III.2, la ligne horizontale correspondant à l'impulsion de courant permet de conclure sur la position du noyau ^{40}Ca sur la matrice. Les données obtenues lors de cette mesure n'ayant pas été enregistrées, la ligne horizontale sur la figure III.2 est tracée à titre indicatif.

Un autre moyen de repérer les différents noyaux sur la matrice d'identification est d'effectuer des simulation LISE++ [53][54] et de comparer les matrices d'identification expérimentales à celles simulées. Cela a permis de vérifier les conclusions tirées ci-dessus.

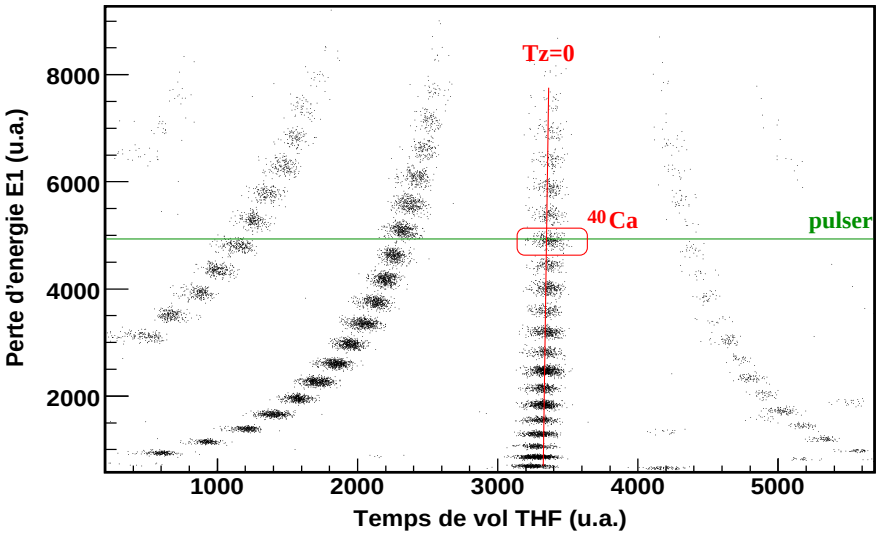


FIG. III.2 – Matrice d'identification ($E_1 - T_{HF}$) obtenue pendant les réglages du séparateur LISE. Le noyau ^{40}Ca est situé sur la ligne verticale $T_Z = 0$ et sur la ligne horizontale déterminée par une impulsion correspondant à l'énergie que céderait un ion ^{40}Ca dans le détecteur E_1.

III.1.2.2 Estimation des paramètres

Pour identifier un noyau implanté, chacun des cinq paramètres doit correspondre à un seul intervalle en énergie ou en temps de vol. On doit alors estimer pour chaque noyau la valeur et l'écart type attendus des paramètres d'identification.

Pour les noyaux produits avec un taux de comptage suffisant, un contour graphique sur une matrice d'identification est effectué. Les paramètres sont alors déterminés par la projection des événements se trouvant à l'intérieur du contour. Les histogrammes ainsi produits sont ajustés par une gaussienne dont le centre donne la valeur moyenne du paramètre et l'écart type la dispersion autour de cette valeur. Ainsi, pour chaque noyau (pour un Z et un T_Z donné), on a une estimation de chaque paramètre et de son écart type associé.

Notons qu'au cours de l'expérience des changements de réglage du séparateur ont été effectués pour une meilleure production et transmission de ^{54}Zn. Les paramètres d'identification dépendant directement des réglages de la ligne, une estimation des paramètres attendus est effectuée pour chaque réglage de LISE3.

Traitement particulier du paramètre T_{Gal} : Le temps de vol entre la galette de microcanaux et le détecteur E_1 présente une structure particulière. La figure III.3 montre l'histogramme obtenu à l'aide d'un contour graphique sur une matrice d'identification sélectionnant les noyaux ^{52}Ni. On remarque que le temps de vol présente un "rebond". Pour traiter ce paramètre, une double gaussienne (somme de deux gaussiennes) est ajustée permettant d'obtenir la valeur de la moyenne du premier pic T_{Gal_a} et la valeur de la moyenne du rebond T_{Gal_b}. Rien ne nous permet de savoir si la valeur à prendre en compte est T_{Gal_a} ou T_{Gal_b}. C'est pourquoi la suite de la procédure sera réalisée avec deux paramètres indépendants T_{Gal_a} et T_{Gal_b}. Nous

verrons ensuite comment conclure sur la valeur à prendre en compte.

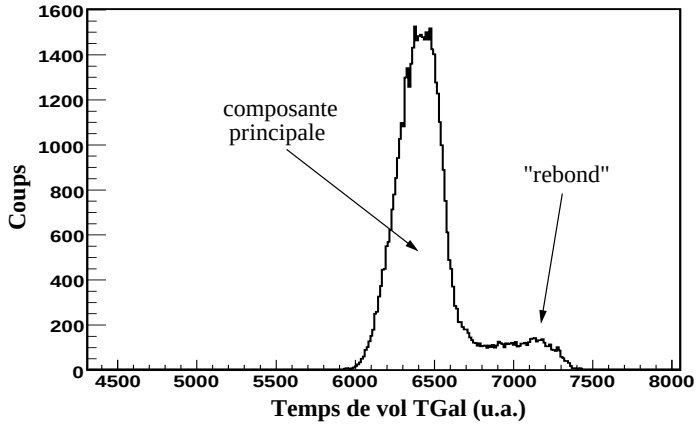


FIG. III.3 – Spectre en temps de vol T_{Gal} conditionné par un contour sur une matrice d'identification sur les noyaux ^{52}Ni. La structure du spectre montre un "rebond" du temps de vol mesuré.

Concernant les noyaux exotiques très faiblement produits, les valeurs attendues des paramètres et de leurs écarts types associés sont obtenues par des extrapolations à partir des valeurs estimées pour les noyaux voisins. Pour cela, des polynômes d'extrapolation en Z et T_Z sont ajustés pour chaque paramètre et chaque écart type. L'équation III.4 donne l'expression de ce polynôme où $\alpha_j(i)$ représente le $i^{ème}$ coefficient pour le paramètre d'identification j et $\beta_j(i)$ représente le $i^{ème}$ coefficient pour l'écart type associé au paramètre d'identification j.

$$\begin{aligned} P_j(Z,T_z) &= \left(\alpha_j(1)+\alpha_j(2)*Z+\alpha_j(3)*Z^2\right) \\ &+ \left(\alpha_j(4)+\alpha_j(5)*Z+\alpha_j(6)*Z^2\right) * T_z \\ &+ \left(\alpha_j(7)+\alpha_j(8)*Z+\alpha_j(9)*Z^2\right) * T_z^2 \\ \sigma_j(Z,Tz) &= \beta_j(1)+\beta j(2)*Z+\beta_j(3)*T_z \end{aligned} \tag{III.4}$$

Selon les paramètres d'identification, certains coefficients α_j(i) du polynôme décrit dans l'équation ci-dessus sont mis à zéro pour que les extrapolations en Z et T_Z restent réalistes lorsque l'on s'éloigne des noyaux de référence. En particulier, les coefficients $\alpha_j(8)$ et $\alpha_j(9)$ sont mis à zéro pour tous les paramètres.

En ce qui concerne les paramètres de temps de vol, d'autres coefficients sont mis à zéro de manière que le temps de vol soit constant lorsque $T_Z = 0$. En effet, nous avons vu précédemment que le temps de vol est le même pour tous les noyaux d'isospin $T_Z = 0$. Ainsi, $\alpha_j(2) = \alpha_j(3) = 0$ pour les paramètres T_{HF} et T_{Gal}. Notons que la variation en Z et T_Z des écarts types est considérée comme linéaire.

III.1.2.3 Calcul du rayon

Une fois que tous les paramètres propres à chaque noyau sont connus, on calcule pour chaque événement d'implantation d'un ion les écarts entre les paramètres d'identification de cet événement et ceux attendus pour les différents noyaux possibles.

Pour cela, on définit un rayon R qui représente directement ces écarts calculés pour tous les paramètres. En d'autres termes, on définit une hypersphère dans l'espace des paramètres d'identification ayant pour centre les paramètres d'identification attendus, et pour rayon R la définition suivante :

$$R^2(P^{exp}, Z, T_z) = \sum_i R_i^2 = \sum_i \frac{\left(P_i^{exp} - P_i^{cal}(Z, T_z)\right)^2}{\sigma_i^2(Z, T_z)} \tag{III.5}$$

où P_i^{exp} représente la valeur expérimentale du paramètre i, P_i^{cal} sa valeur calculée et σ_i son écart type calculé. En ce qui concerne le paramètre T_{Gal}, les rayons $R_{T_{Gala}}$ et $R_{T_{Galb}}$ sont calculés. Seul le rayon le plus petit sera pris en compte dans le calcul de R.

Un noyau implanté est considéré comme identifié lorsque celui-ci se trouve dans un rayon R inférieur à l'écart autorisé noté R_{max}. La valeur de R_{max} doit être choisie pour minimiser le nombre de noyaux rejetés, tout en évitant les identifications multiples. Dans notre cas, un rayon total maximal de 3 a été considéré, ce qui a permis d'identifier 18 implantations de ^{54}Zn. La figure III.4 montre une matrice d'identification $(E_1 - T_{HF})$ obtenue après la procédure d'identification.

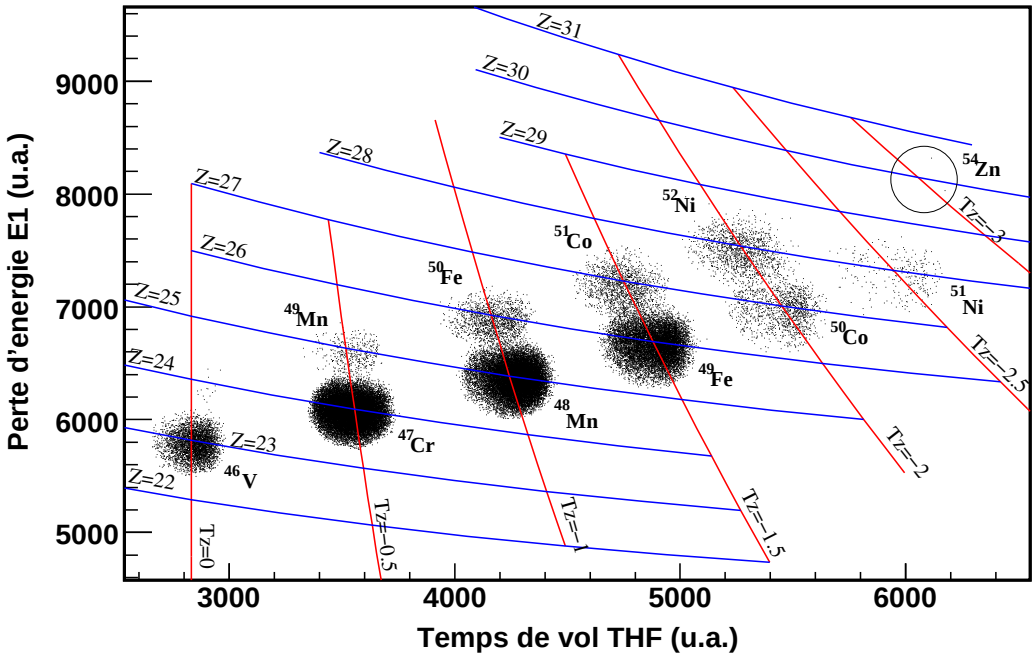


FIG. III.4 – Matrice d'identification $E_1 - T_{HF}$ obtenue après la procédure d'identification. Sont reportés sur cette matrice les polynômes d'identification à Z et T_Z constants ainsi que les différents noyaux identifiés. Le rayon maximal considéré est de 3.

Rappelons que le système d'acquisition fonctionne en mode "flip-flop" (*cf.* paragraphe II.4.3.), c'est-à-dire que deux acquisitions indépendantes peuvent traiter un événement. Les paramètres d'identification ne sont pas rigoureusement identiques d'une acquisition à l'autre,

étant numérisés dans des codeurs différents. Cette procédure est donc effectuée pour chaque acquisition.

III.2 Corrélations temporelles implantation-radioactivité

Le principe de l'expérience consiste à implanter des ions dans la TPC pour observer ensuite leur radioactivité. Il y a donc deux types d'événements à traiter : les événements d'implantation et les événements de décroissance. Pour chaque événement, on s'intéresse au déclenchement du détecteur E_1 placé avant la chambre. S'il est actif, une particule y a cédé de l'énergie avant d'entrer dans la chambre : c'est un ion. Dans le cas contraire, la particule est émise à l'intérieur de la chambre : c'est une décroissance. On a ainsi une multitude d'événements d'implantation et de radioactivité qui sont enregistrés, comme le montre la figure III.5. Pour pouvoir analyser la décroissance d'un noyau, il faut savoir à quel noyau est attribuée la décroissance observée, ou quelle est la décroissance correspondant à l'implantation observée.

C'est pour cela qu'une procédure de corrélations temporelles implantation-radioactivité est nécessaire. Le principe est illustré sur la figure III.5. Il consiste à étudier l'ensemble des événements de décroissance pendant une fenêtre en temps T donnée après une implantation. Parmi ceux-ci, un seul événement de décroissance est "vrai". Les autres événements sont des "fausses corrélations" et ne correspondent pas à la désintégration du noyau. Dans la distribution en temps de tous les événements de décroissance suivant une implantation, les vraies corrélations contribuent à la forme exponentielle de la désintégration du noyau, les fausses corrélations se répartissent aléatoirement et contribuent à l'augmentation du fond constant. Notons que le choix de la valeur de la fenêtre en temps T est détaillé dans le paragraphe IV.2.3. pour le noyau ^{52}Ni.

De plus, pour limiter le nombre de "fausses corrélations", des corrélations spatiales sont également prises en compte. Elle seront décrites dans le chapitre suivant. De cette manière on obtient des corrélations spatiotemporelles implantation-radioactivité.

III.3 Étalonnage du détecteur TPC

La procédure d'étalonnage du détecteur TPC comprend l'étalonnage des pistes du détecteur X-Y et l'étalonnage des quatre GEM placés au-dessus de la matrice X-Y.

III.3.1 Étalonnage des pistes

L'étalonnage des pistes du détecteur X-Y est un étalonnage relatif. Le but est que toutes les pistes collectent la même charge pour un même signal. Comme expliqué précédemment, les pistes sont couplées à des ASIC. Ces circuits intégrés n'étant pas rigoureusement identiques, il existe une certaine disparité entre leurs gains. Un premier étalonnage en énergie et en temps est donc effectué pour gommer ces disparités à l'aide d'un générateur d'impulsion. Pour les signaux énergie, nous verrons qu'un deuxième étalonnage est nécessaire. Il est effectué en utilisant le faisceau d'ions traversant la chambre. Enfin, une correction de fond est réalisée pour s'assurer d'avoir un signal énergie nul lorsqu'une piste n'est pas déclenchée.

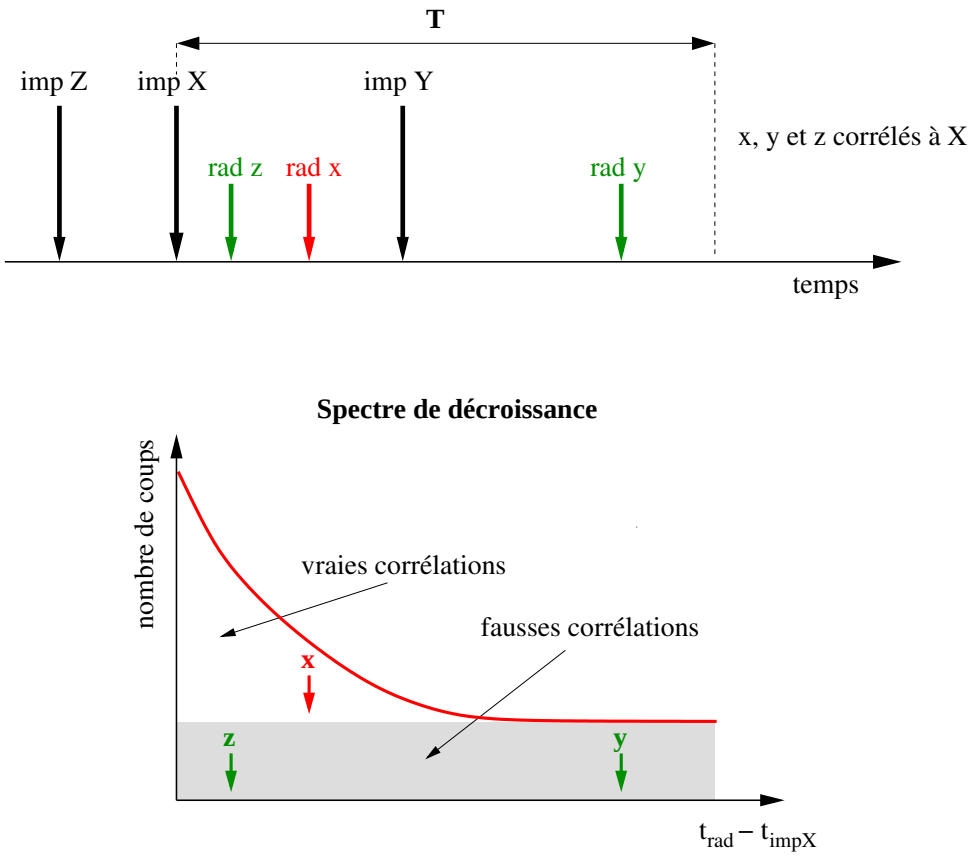


FIG. III.5 – Haut : Schéma de la procédure de corrélation entre événements de radioactivité et d'implantation. Les flèches noires correspondent à des événements d'implantation (X, Y et Z) tandis que les flèches de couleur correspondent à leurs événements de décroissance respectifs (x, y et z). Les radioactivités x, y et z se situent toutes les trois dans la fenêtre de corrélation T et sont prises en compte pour construire le spectre de décroissance du noyau X (bas). Les vrais corrélations donnent à la courbe une forme exponentielle tandis qu'en gris figurent les corrélations fortuites, dites "fausses corrélations", responsables d'un fond constant dans le spectre.

III.3.1.1 Étalonnage avec le générateur d'impulsions

Le principe consiste à injecter une impulsion de courant sur la face inférieure du dernier GEM (le plus bas). Une charge électrique est alors répartie uniformément à la surface du GEM. Par effet d'induction, une charge est créée au niveau du détecteur X-Y qui se situe à 10 mm du GEM. L'amplitude du signal induit est la même pour toutes les pistes du détecteur. De plus, le processus est considéré comme instantané donc les charges sont induites au même instant pour toutes les pistes. Ce principe nous permet d'étalonner le détecteur en énergie et en temps.

Énergie

Des impulsions d'amplitudes variables sont injectées comme il est décrit ci-dessus. La

réponse du détecteur est enregistrée pour chaque amplitude. Les histogrammes obtenus pour chaque valeur d'amplitude sont ajustés avec une gaussienne, dont le centre et l'écart type correspondent à la valeur moyenne brute et à l'erreur sur cette valeur. Une courbe d'étalonnage est alors construite à l'aide des différentes valeurs moyennes brutes obtenues en fonction des impulsions injectées sur le GEM. Cette courbe est ajustée par une droite de type $y = a_{Ei}x+b_{Ei}$ où a_{Ei} et b_{Ei} sont les coefficients d'étalonnage à appliquer pour chaque piste i du détecteur. La figure III.6 illustre les données enregistrées lors de cet étalonnage avant et après la procédure.

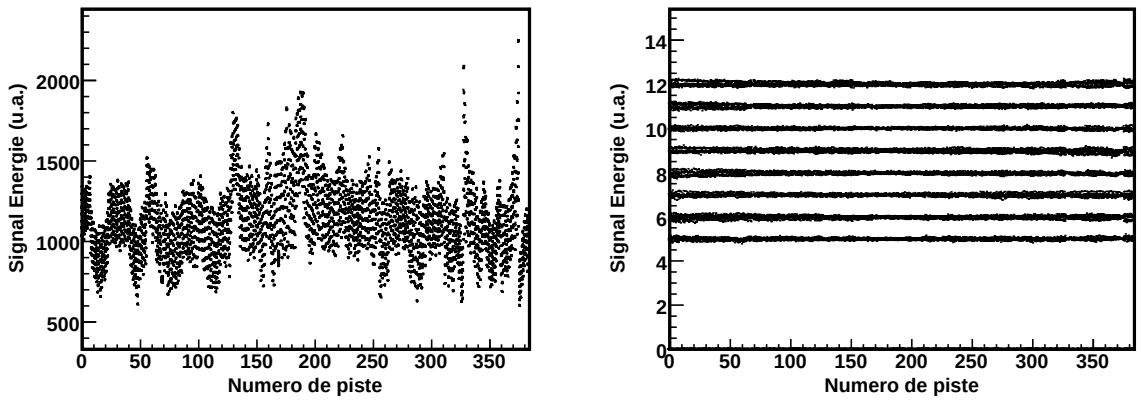


FIG. III.6 – Spectres obtenus pendant l'étalonnage en énergie des pistes du détecteur X-Y. Les spectres pour les différentes amplitudes d'impulsions sont superposés. A gauche, les disparités entre les pistes sont très visibles. A droite, on obtient pour toutes les pistes une amplitude constante correspondant à l'impulsion injectée sur le GEM.

Temps

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la durée de traitement d'un événement dans la TPC dépendait de la valeur t_{ref} fixée par l'expérimentateur via un retard par rapport au déclenchement de la première piste (voir figure II.8). Pour l'étalonnage en temps, l'amplitude de l'impulsion injectée est désormais constante. C'est le temps t_{ref} que l'on fait varier via un retard compris entre 3000 et 12000 ns. Ensuite, la procédure est la même que pour l'étalonnage en énergie. On construit une droite d'étalonnage à l'aide des différentes valeurs moyennes brutes en fonction des retards fixés. On obtient deux coefficients d'étalonnage a_{Ti} et b_{Ti} pour chaque piste i du détecteur. La figure III.7 illustre les données enregistrées lors de cet étalonnage avant et après la procédure.

L'effet de cet étalonnage sur les spectres énergie et temps d'événements physiques dans la TPC (implantation et décroissance) est illustré sur la figure III.8

Comparaison des étalonnages

Cette procédure d'étalonnage a été effectuée une première fois au début de l'expérience et une deuxième à la fin. Nous allons comparer ces deux mesures, afin de vérifier la stabilité du système, auquel cas on pourra appliquer les coefficients d'étalonnage (l'un ou l'autre) pour toutes les données de l'expérience.

Pour ceci, on calcule le rapport R_i entre le signal énergie brut obtenu C_{i_1} sur une piste i lors du premier étalonnage et le signal C_{i_2} mesuré sur cette même piste i lors du second étalonnage :

$$R_i = \frac{C_{i_2}}{C_{i_1}} \pm R_i \sqrt{\left(\frac{\sigma_{C_{i_2}}}{C_{i_2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{C_{i_1}}}{C_{i_1}}\right)^2} \tag{III.6}$$

On vérifie que ce rapport est constant et égal à 1 pour toutes les pistes et pour les différentes amplitudes d'impulsion. La figure III.9 montre un exemple de ce rapport calculé pour les pistes de la dimension Y.

Cette procédure permet de s'assurer que l'on peut appliquer les coefficients d'étalonnage pour toutes les données de l'expérience.

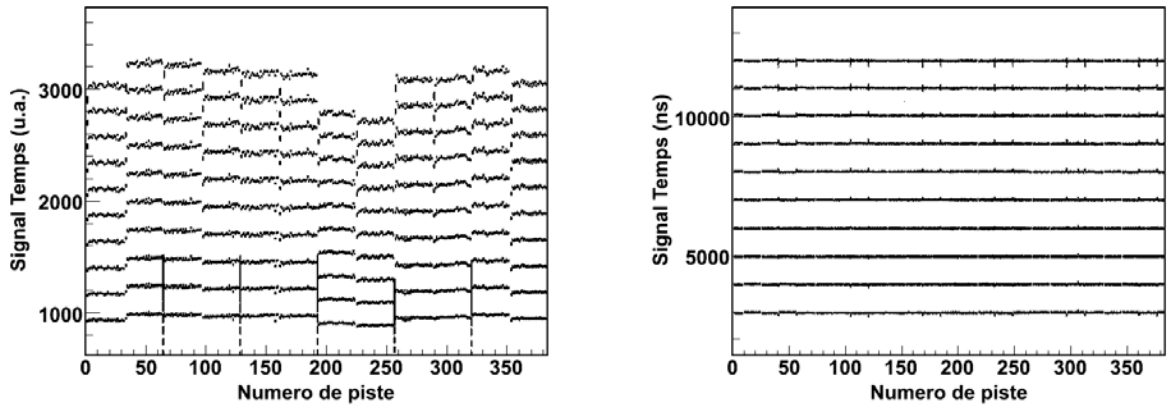


FIG. III.7 – Spectres obtenus pendant l'étalonnage en temps des pistes du détecteur X-Y. Les spectres pour les différents retards sont superposés. A gauche, les disparités entre les pistes sont très visibles. A droite, toutes les pistes sont déclenchées en même temps pour un retard donné.

III.3.1.2 Étalonnage faisceau

Une compensation des différences de gain des ASIC a été effectuée grâce à l'étalonnage par générateur d'impulsions. Néanmoins, comme on peut le voir sur la figure III.8, des disparités entre les pistes subsistent, surtout pour les implantations. Cela est dû au fait que les surfaces des pistes ne sont pas rigoureusement identiques, ce qui implique des disparités dans la collection des charges. Or, lors de l'étalonnage précédent, les pistes ne collectaient pas les charges, ce n'était qu'une charge induite. C'est pourquoi une deuxième procédure est nécessaire pour l'étalonnage en énergie.

Elle est effectuée avant le réglage du séparateur LISE3 pour la production de ^{54}Zn. Ainsi, une multitude de fragments traversent la chambre sans y être arrêtés. Des simulations LISE++ [53][54] montrent que seuls les plus légers traversent, les autres sont arrêtés. Ainsi, on ne sélectionne que les événements où les ions traversent la chambre en faisant une coupure sur l'énergie cédée dans un détecteur silicium.

L'énergie déposée dans la chambre tout au long du parcours du faisceau est quasi constante et donc toutes les pistes collectent approximativement la même charge. On obtient une hauteur

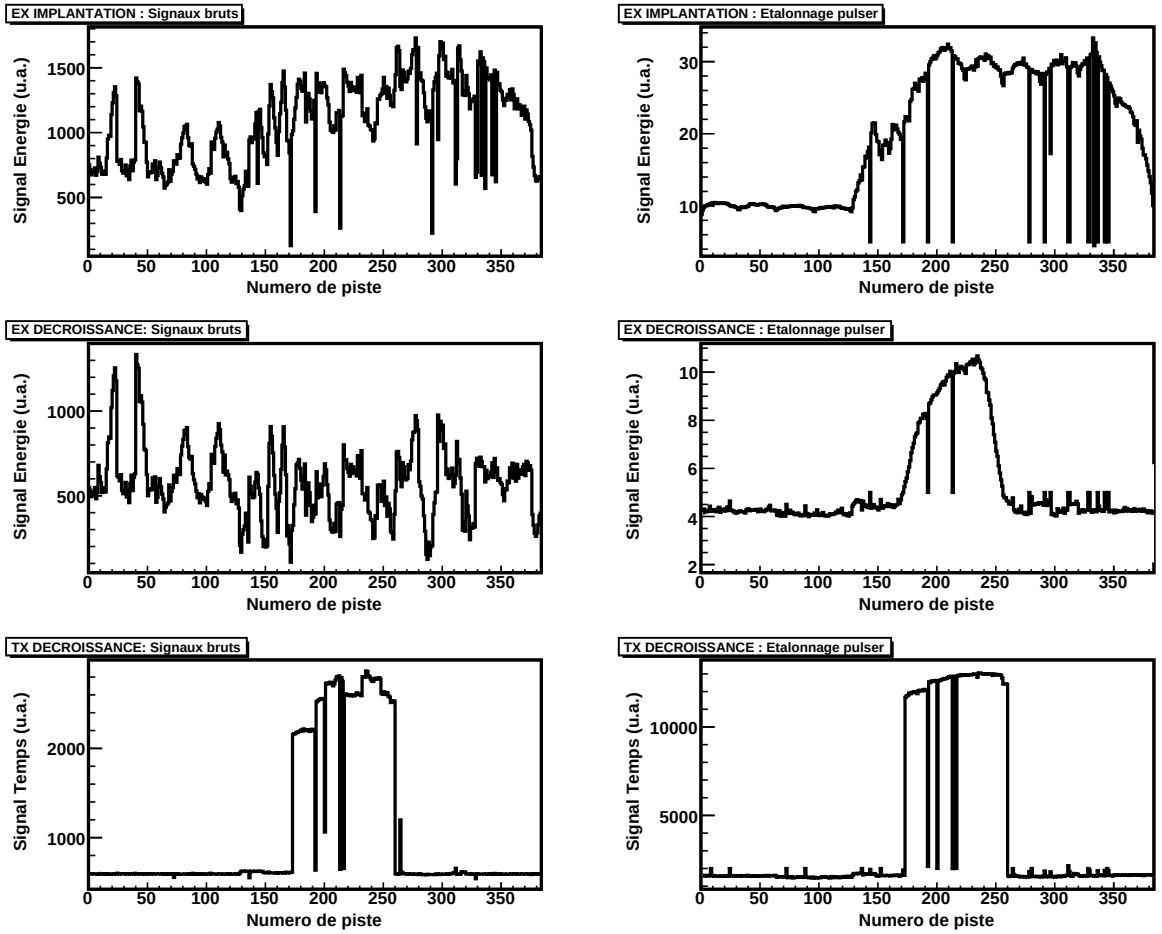


FIG. III.8 – Spectres TPC avant (gauche) et après (droite) étalonnage avec le générateur d'impulsions. En haut et au milieu, les spectres correspondent au dépôt d'énergie de la particule en fonction des pistes X. Un spectre d'implantation d'un ion (haut) et un spectre de décroissance (milieu) sont représentés. En bas figurent les spectres temps d'une décroissance en fonction des pistes X du détecteur X-Y.

de signal différente pour chaque noyau traversant la chambre, ce qui permet de construire une courbe d'étalonnage en fonction de l'énergie cédée par chaque noyau dans un silicium. Cette courbe $\Delta E_{silicium}$ *vs* ΔE_{TPC} est ajustée par une droite d'équation $y = a_{fi}x + b_{fi}$. Les coefficients d'étalonnage a_{fi} et b_{fi} sont ainsi obtenus pour chaque piste i. Comme expliqué précédemment, le faisceau entre à 45° des directions des pistes du détecteur, toutes les pistes des dimensions X et Y sont donc touchées. Cette procédure permet ainsi d'étalonner simultanément les deux plans du détecteur. La figure III.10 montre un exemple de spectre d'un ion qui traverse la chambre avant et après étalonnage faisceau. On peut remarquer sur le spectre du haut que les pistes sur les bords de la matrice présentent un effet de bord. Cela est dû au fait que le champ n'est plus très homogène au niveau des électrodes de dérive. Les trente premières et dernières pistes seront ainsi systématiquement rejetées lors de l'analyse.

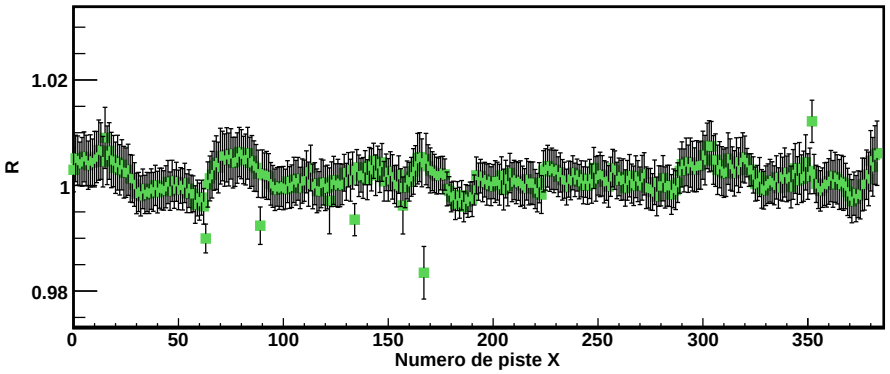


FIG. III.9 – Rapport du signal énergie mesuré sur chaque piste lors du premier étalonnage et celui mesuré lors du second étalonnage.

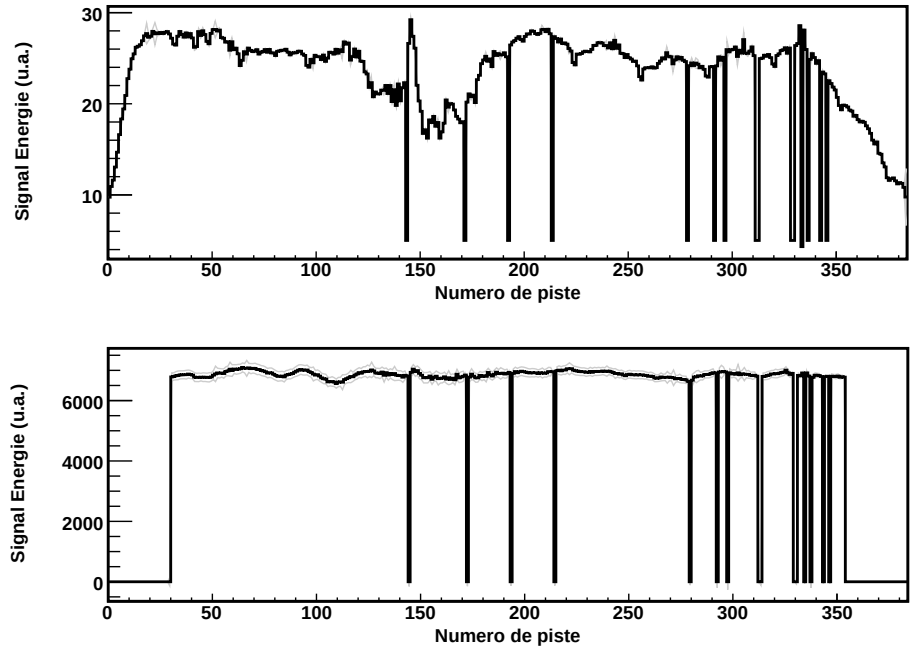


FIG. III.10 – Spectres du dépôt d'énergie d'un ion qui traverse la chambre en fonction des pistes X du détecteur après le premier étalonnage (haut). On remarque qu'il subsiste des disparités de collection de charges qui disparaissent après l'étalonnage faisceau (bas). En raison d'effets de bord, les trente premières et dernières pistes sont rejetées. On remarque que certaines pistes sont défectueuses ; celles-ci seront rejetées lors de l'analyse.

III.3.1.3 Correction du fond

Une dernière étape consiste à corriger les spectres énergie du fond. Lorsqu'une piste n'est pas déclenchée, un signal énergie est tout de même généré correspondant au bruit du détecteur. Cette dernière étape d'étalonnage vise à soustraire ce bruit piste par piste. On obtiendra donc

un "offset" à soustraire pour chaque piste. Pour cela, on sélectionne des événements de fond dont le dépôt d'énergie ne dépasse pas un certain seuil ($E_{GEM} < 200$, ce qui correspond au piédestal du GEM). Ensuite, pour ces événements, on ne considère que les pistes qui n'ont pas déclenché au niveau du temps.

Cet étalonnage n'est a priori pas indispensable mais il sera utile pour la détermination de l'énergie des protons de décroissance. La prise en compte du fond dans le calcul d'intégrale du spectre énergie ne sera pas nécessaire. Ceci est vrai uniquement pour les décroissances. En effet, comme on le voit sur la figure III.11 qui montre l'effet des trois étalonnages successifs sur des spectres d'implantation et de décroissance, on remarque qu'un fond constant subsiste quand le signal déposé est plus important (implantations).

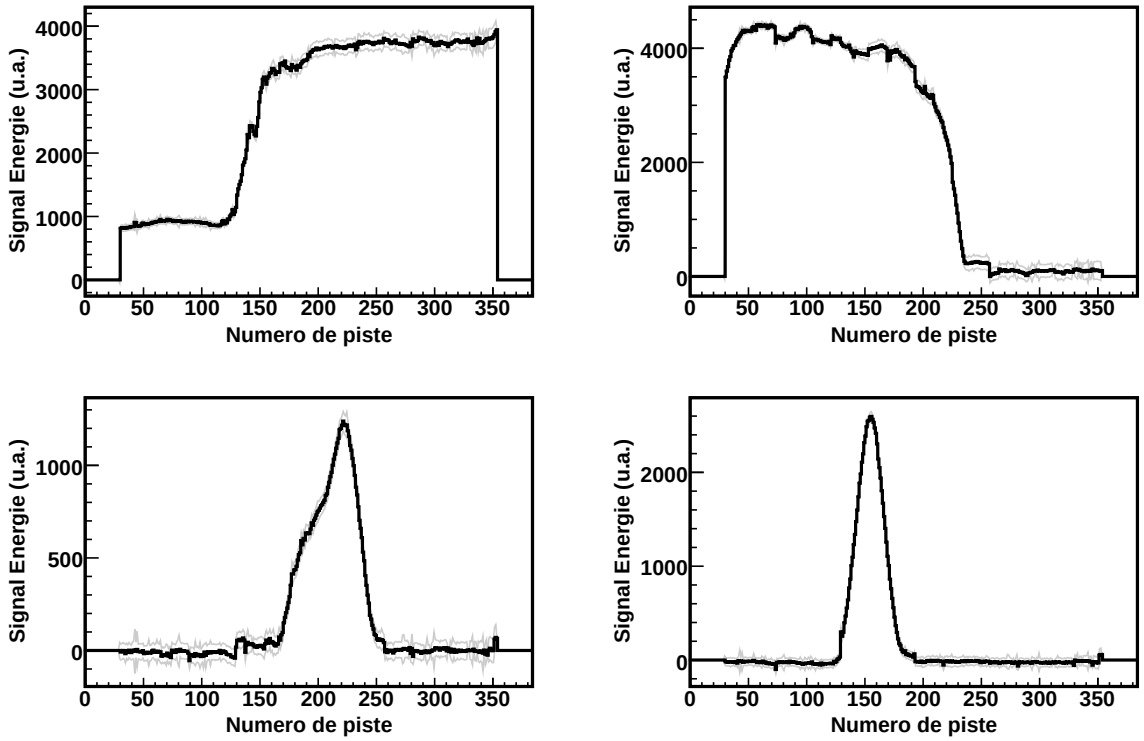


FIG. III.11 – Spectres d'implantation (haut) et de décroissance (bas) en fonction des numéros de pistes X (gauche) et Y (droite) après les trois étalonnages successifs. Les incertitudes sont représentées en gris.

III.3.2 Obtention des spectres TPC

La dernière étape de traitement pour obtenir des spectres prêts à être analysés consiste à rejeter les pistes non valides. Comme on le voit sur la figure III.8, certaines pistes sont défectueuses. Ces pistes sont systématiquement rejetées lors de l'analyse.

L'équation III.7 donne l'expression générale du signal énergie E_i d'une piste i après les trois étalonnages successifs ainsi que son erreur associée σ_{E_i}. r est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 qui permet d'éviter des effets de discrétisation au cours des étalonnages, les

signaux bruts étant codés sous forme d'entiers.

En ce qui concerne les signaux temps n'ayant subi qu'un étalonnage, l'expression plus simple du signal temps T_i d'une piste i après cet étalonnage est donnée dans l'équation III.8 ainsi que son erreur σ_{Ti}.

$$\begin{aligned} E_i &= (a_{Ei}(Ebrut_i + r) + b_{Ei})a_{fi} + b_{fi} - fond_i \\ \sigma_{Ei} &= \sqrt{(a_{fi}Ebrut_i)^2\sigma^2_{a_{Ei}} + a^2_{fi}\sigma^2_{b_{Ei}} + (a_{Ei}Ebrut_i + b_{Ei})^2\sigma^2_{a_{fi}} + \sigma^2_{b_{fi}} + \sigma^2_{fond_i}} \end{aligned} \quad \text{(III.7)}$$

$$\begin{aligned} T_i &= a_{Ti}(Tbrut_i + r) + b_{Ti} \\ \sigma_{Ti} &= \sqrt{Tbrut_i^2\sigma^2_{a_{Ti}} + \sigma^2_{b_{Ti}}} \end{aligned} \quad \text{(III.8)}$$

La figure III.11 montre des spectres d'implantation et de décroissance après les trois étalonnages successifs.

III.3.3 Étalonnage en énergie des GEM

Le signal mesuré sur une face (haut ou bas) d'un GEM correspond à l'énergie totale cédée par une particule se déplaçant dans la chambre. Si on veut étudier la décroissance d'un ion implanté, il faut avoir accès à l'énergie totale du ou des protons émis lors de la désintégration. Il est donc nécessaire de procéder à un étalonnage en énergie des GEM.

Pour cela, des mesures ont été effectuées avec une source 3α positionnée en face de différents collimateurs à angles définis (0°, 30° et 45° par rapport à la verticale) placés au-dessus de la cathode de dérive.

Les énergies moyennes de la source Am-Pu-Cm sont connues : E_1 = 5,148 MeV, E_2 = 5,478 MeV et E_3 = 5,794 MeV. Cependant, il faut tenir compte du fait que les particules α perdent de l'énergie lors du passage dans le collimateur avant d'entrer dans le volume actif de la chambre et d'y déposer leur énergie. Comme on le voit sur la figure III.12, cette perte d'énergie dépend du parcours dans le collimateur et donc de l'angle fixé. Les calculs des pertes d'énergie en fonction des différents collimateurs sont détaillés dans le tableau III.1.

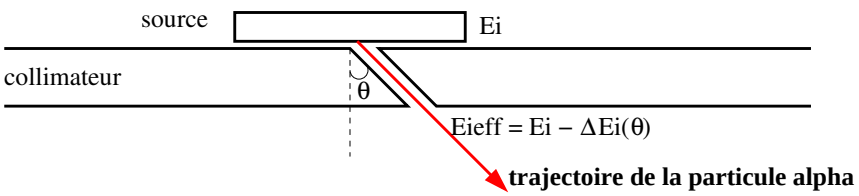


FIG. III.12 – Source placée en face d'un collimateur à un angle de 45°. L'énergie effective de la particule est l'énergie initiale moins la perte d'énergie lors du passage dans le collimateur.

Pour l'étalonnage des GEM, une triple gaussienne est ajustée au spectre en énergie du GEM (voir figure III.13). Les centres des trois gaussiennes ainsi que le piédestal correspondant

Angle(deg)	Parcours (cm)	ΔE1	ΔE2	ΔE3	$E1_{eff}$	$E2_{eff}$	$E3_{eff}$	E_{eff}
0	1	0,658	0,624	0,521	4,490	4,854	5,273	4,872
30	1,154	0,761	0,725	0,700	4,387	4,753	5,094	4,746
45	1,414	0,938	0,895	0,870	4,210	4,583	4,924	4,574

TAB. III.1 – Pertes d'énergie en MeV des particules α de la source dans les collimateurs à trois angles différents et énergies effectives des particules α entrant dans le volume actif de la TPC. La dernière valeur correspond à l'énergie moyenne pondérée des particules α (en MeV).

à une énergie déposée nulle permettent de construire une courbe d'étalonnage. La figure III.13 représente un spectre en énergie étalonné obtenu sur la face "bas" du dernier GEM avec un collimateur à 45°. On remarque que les trois pics sont bien distincts, la résolution est de l'ordre de 150 keV. La moyenne du spectre de 4571 keV correspond bien à l'énergie moyenne calculée dans le tableau III.1 (4574 keV). Cette procédure est effectuée pour chaque face de chaque GEM.

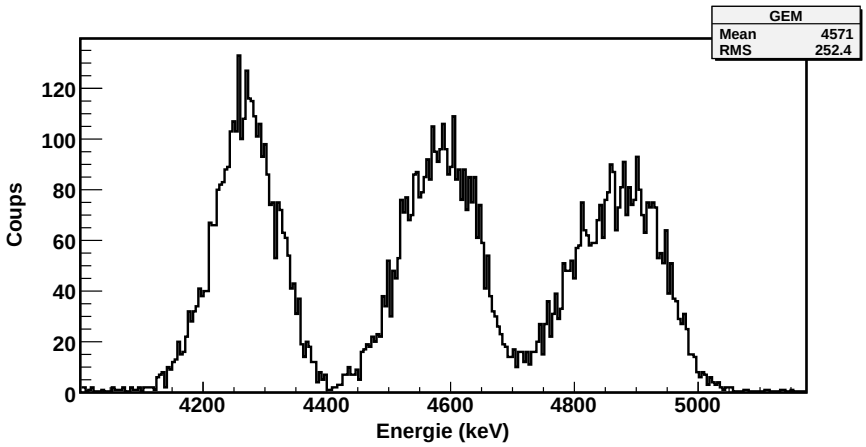


FIG. III.13 – Spectre en énergie du signal mesuré étalonné au niveau de la face bas du troisième GEM. Les trois pics α sont bien distincts.

On vérifie que les étalonnages sont exactement les mêmes quel que soit le collimateur utilisé. La source étant montée tout au long de l'expérience, on peut également vérifier que cela ne varie pas durant l'expérience. On remarque alors que la résolution obtenue en présence du faisceau est détériorée, les trois pics en énergie ne sont plus distincts. Cela peut s'expliquer par le fait qu'en présence du faisceau, l'énergie déposée par les ions dans la chambre est très élevée et induit des claquages au niveau des GEM. Cela entraîne une instabilité des gains et donc une dégradation de la résolution. Des observations similaires ont également été observées lors de tests de GEM pour des expériences de physique des particules [55].

Ainsi, au lieu d'ajuster une triple gaussienne, on ajuste une seule gaussienne et on détermine l'énergie moyenne des particules α. La figure III.14 montre les différentes énergies moyennes calculées pour différents groupes de mesures où la source était placée devant le collimateur à 45°. On remarque qu'il existe une très grande variation entre les différentes

énergies. Il n'est donc pas possible d'utiliser les coefficients d'étalonnage déterminés ci-dessus pour toutes les données de l'expérience. Un étalonnage est alors effectué pour chaque groupe de mesures. Il faudra par la suite appliquer les coefficients d'étalonnage adéquats selon le groupe de mesure étudié.

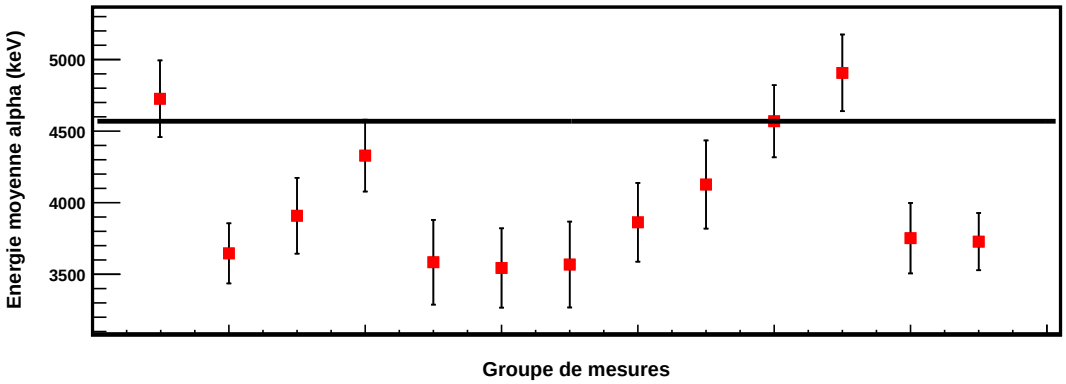


FIG. III.14 – Energies moyennes des particules α mesurées en fonction de différents groupes de mesures. Le trait horizontal correspond à la valeur obtenue lors de la procédure d'étalonnage, valeur que l'on devrait obtenir pour tous les groupes de mesures.

De même que pour la procédure d'identification, les différents étalonnages des pistes et des GEM sont effectués pour chaque acquisition.

Chapitre IV

Analyse et résultats

Sommaire

IV.1 Performances du détecteur avec une source α **64**
IV.1.1 Résolution spatiale 64
IV.1.2 Analyse des spectres TPC 66
IV.1.3 Vérification des observables déterminées 71
IV.1.4 Conclusion 72
IV.2 Décroissance βp de ^{52}Ni **73**
IV.2.1 État des lieux 73
IV.2.2 Analyse des événements d'implantation 74
IV.2.3 Analyse des spectres énergie des événements de décroissance 75
IV.2.4 Reconstitution de la trajectoire suivant l'angle azimutal ϕ 76
IV.2.5 Analyse des spectres temps 78
IV.2.6 Angle zénithal θ et parcours total R 81
IV.2.7 Conclusion 84
IV.3 Radioactivité 2p de ^{54}Zn **84**
IV.3.1 Observables macroscopiques 84
IV.3.2 Observables individuelles 86
IV.3.3 Analyse individuelle des événements de décroissance 90
IV.3.4 Résultats 104

Ce chapitre traite de l'analyse des données obtenues lors de l'expérience réalisée au GANIL avec la TPC. Le but de cette analyse est de déterminer les corrélations en énergie et en angle des deux protons émis lors de la radioactivité 2p de ^{54}Zn. Dans un premier temps, les performances du détecteur sont testées grâce à des mesures effectuées avec une source α. Une deuxième partie traite de l'analyse de la décroissance βp de ^{52}Ni, un noyau également produit et implanté dans la TPC lors de l'expérience. L'analyse des trajectoires des protons émis permet une deuxième caractérisation du détecteur. Une dernière partie est consacrée à l'analyse des événements de radioactivité 2p de ^{54}Zn, permettant de déterminer les corrélations entre les deux protons émis.

IV.1 Performances du détecteur avec une source α

Cette partie traite des mesures effectuées pendant l'expérience avec une source α positionnée en haut du volume actif de la TPC, conduisant à une première caractérisation de la chambre.

IV.1.1 Résolution spatiale

Idéalement, si une particule se déplace verticalement dans la TPC, une seule piste sur chaque dimension est touchée. Cela n'est pas réaliste car il faut prendre en compte la résolution spatiale du détecteur. En effet, la dispersion des électrons d'ionisation induit un étalement du signal sur les pistes voisines. Le signal énergie obtenu a donc une certaine largeur de distribution qui, pour une trajectoire strictement verticale, représente directement la résolution du détecteur.

Ainsi, afin d'estimer la résolution spatiale, des mesures ont été effectuées avec une source α positionnée au-dessus d'un collimateur vertical. Les signaux énergie obtenus dans cette configuration ont une forme quasiment gaussienne sur les pistes au voisinage de la verticale du collimateur. Deux effets contribuent à la largeur de ces distributions. D'une part, comme expliqué ci-dessus, la résolution du détecteur induit un étalement du signal. D'autre part, le système de collimation (1 mm de diamètre) n'est pas suffisamment sélectif : des particules α n'ayant pas une trajectoire strictement verticale sortent du collimateur (voir figure IV.1). Il faut donc pouvoir distinguer ces trajectoires de celles qui sont strictement verticales.

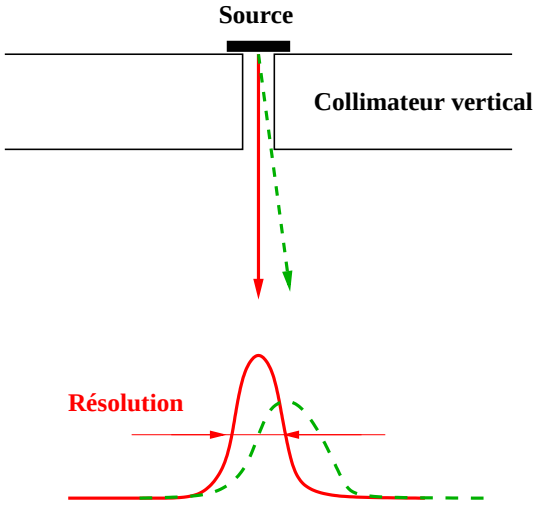


FIG. IV.1 – La résolution en position est mesurée en plaçant la source α au-dessus d'un collimateur vertical. La distribution du signal obtenu la plus étroite correspond aux trajectoires les plus verticales et donc à la résolution en position du détecteur.

Pour cela, une gaussienne est ajustée au signal énergie obtenu en fonction du numéro de piste pour chaque événement : la largeur de distribution (écart type σ de la gaussienne) est déterminée pour chaque événement ainsi que la position (numéro de la piste) du maximum (centre de la gaussienne). Sur la figure IV.2 sont représentées les largeurs à mi-hauteur des gaussiennes (FWHM $\sim 2{,}35\sigma$) en fonction de leur centre, déterminées pour les dimensions X (gauche) et Y (droite). La position pour laquelle la largeur de distribution est au minimum

correspond à la position où les particules arrivent verticalement. L'effet de manque de sélectivité du collimateur évoqué ci-dessus ne contribue pas à cette largeur minimale : c'est uniquement la résolution en position du détecteur qui y contribue. Une résolution de l'ordre de 8 mm est ainsi déterminée pour le détecteur X-Y.

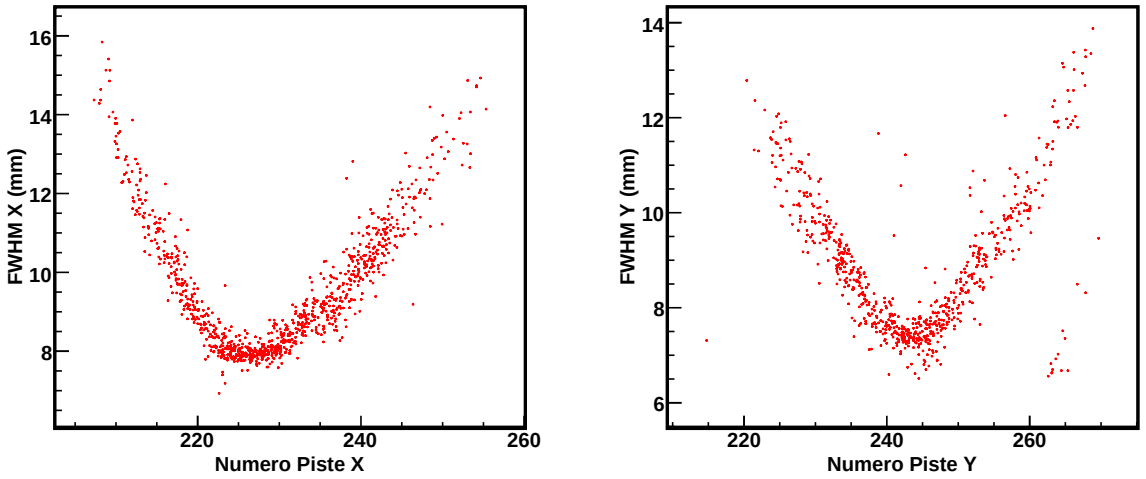


FIG. IV.2 – Largeurs à mi-hauteur (FWHM) des distributions gaussiennes ajustées aux signaux énergie obtenus pour chaque événement en fonction du centre de ces gaussiennes (numéro de piste) pour les dimensions X (gauche) et Y (droite). Le minimum de cette fonction est atteint pour la piste en dessous de laquelle a été montée la source et la largeur de la distribution associée correspond à la résolution en position.

Notons que pour ces événements où la trajectoire de la particule est strictement verticale, c'est-à-dire les événements où la largeur de la distribution est minimale, les spectres temps correspondants montrent qu'une dizaine de pistes sont déclenchées.

Notons également que la résolution en position mesurée ainsi inclut deux effets. D'une part, elle est due à la dispersion des électrons d'ionisation le long de leur dérive dans le volume actif de la chambre. Cet effet est quantifiable grâce au calcul du coefficient de diffusion transverse des électrons lors de leur dérive. D'autre part, les GEM créent un effet défocalisant qui induit également une dispersion des électrons qui arrivent sur la matrice de détection.

Le coefficient de diffusion transverse peut être calculé à l'aide d'un programme de simulation Magboltz [56] développé au CERN qui résout les équations de transport de Boltzmann des électrons dans différents types de gaz sous l'influence de champs électrique et magnétique. Le coefficient de diffusion transverse pour des électrons dans du P10 soumis à un champ électrique de 256 V/cm déterminé est : $D_T = 672\ \mu m/\sqrt{cm}$. Pour une dérive de 16 cm, on obtient donc une résolution d'environ 0,8 mm. Or, la résolution est beaucoup plus dégradée que cela. Cela laisse supposer que la majeure contribution dans la largeur de la distribution est due à la dispersion des électrons en sortie des GEM.

De plus, des tests avaient été effectués avant l'expérience avec la source placée sur le côté en face d'un collimateur horizontal à différentes hauteurs, jusqu'à une hauteur quasiment nulle, c'est-à-dire juste au-dessus du premier GEM. Ces mesures ont montré que quelle que soit la hauteur de la source, la largeur de distribution du signal obtenu reste constante. Cela

confirme que l'effet de la diffusion transverse des électrons le long de leur dérive est négligeable devant l'effet de dispersion qu'induisent les GEM.

IV.1.2 Analyse des spectres TPC

Des mesures ont été effectuées avec la source α positionnée en face de collimateurs à angles bien définis (0° et 45°). Il s'agit dans cette partie d'analyser les spectres TPC (énergie et temps) obtenus lors de ces mesures afin de vérifier que l'on reconstruit correctement les trajectoires fixées. La figure IV.3 est un exemple de spectres TPC obtenus lors de ces mesures. Les spectres énergie représentent l'énergie déposée par la particule α le long des pistes X et Y tandis que les spectres temps correspondent au temps de déclenchement des pistes lors du passage de la particule α.

L'angle de collimation est de 45° par rapport à la verticale Z ; il est dirigé selon l'axe des pistes Y. C'est donc sur les pistes X que l'on voit un effet de l'angle sur les spectres énergie et temps. Ainsi, on voit sur la figure IV.3 que le signal énergie sur les pistes X est élargi à cause de l'angle d'incidence des particules α. La courbe de Bragg est donc bien visible. Le signal temps correspondant présente une pente qui nous permet d'obtenir la composante Z de la trajectoire. Sur la dimension Y, le signal est une gaussienne car la particule a une trajectoire selon l'axe Y. Le signal obtenu est le même que lorsque la collimation est verticale. Les pistes se déclenchent donc toutes en même temps, comme on peut le voir sur le signal temps correspondant.

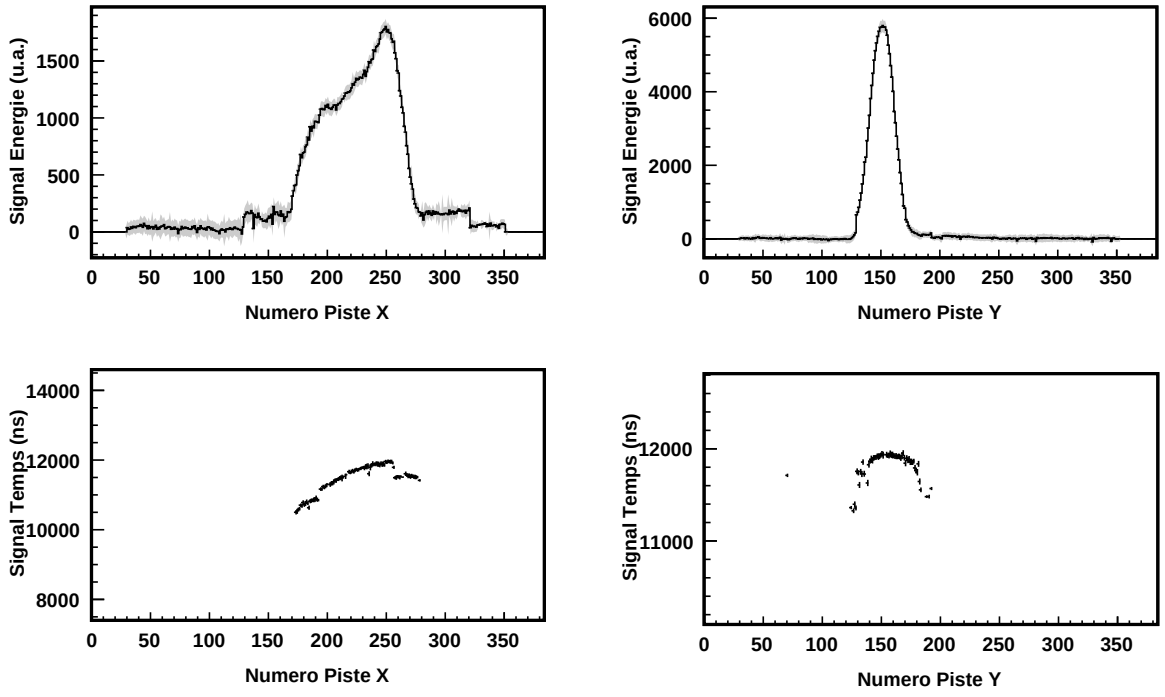


FIG. IV.3 – Haut : Spectres énergie correspondant au dépôt d'énergie de la particule α le long de sa trajectoire sur la dimension X (gauche) et Y (droite). Bas : Spectres temps correspondant au temps de déclenchement des pistes touchées lors du passage de la particule α.

IV.1.2.1 Spectres énergie

L'analyse des spectres énergie a pour but de déterminer la position de départ et d'arrivée de la particule α. Le principe consiste donc à ajuster ces spectres avec une fonction dépendant des paramètres recherchés. La fonction est un produit de convolution entre une droite et une gaussienne normalisée à 1. Le choix de la fonction est arbitraire mais celle-ci reproduit bien l'allure du spectre observé et constitue donc une approximation suffisante de la courbe de Bragg.
L'expression de cette fonction est donnée dans l'équation IV.1, où $erf(x)$ est la fonction erreur, x_0 et x_1 sont respectivement les positions de départ et d'arrivée de la particule.

$$\begin{aligned} f(x) &= \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(t-x)^2}{2\sigma^2}} (at+b)dt \\ f(x) &= \frac{a\sigma}{\sqrt{2\pi}}[e^{-\frac{(x_0-x)^2}{2\sigma^2}} - e^{-\frac{(x_1-x)^2}{2\sigma^2}}] \\ &+ \frac{1}{2}(ax+b)[erf(\frac{(x_1-x)}{\sigma\sqrt{2}}) - erf(\frac{(x_0-x)}{\sigma\sqrt{2}})] \end{aligned} \quad \text{(IV.1)}$$

Par le choix de cette fonction, on considère un dépôt linéaire le long du parcours projeté à travers les paramètres a et b de la droite. La gaussienne reflète la résolution spatiale du détecteur déterminée précédemment à travers le paramètre σ (σ = résolution/2,35).

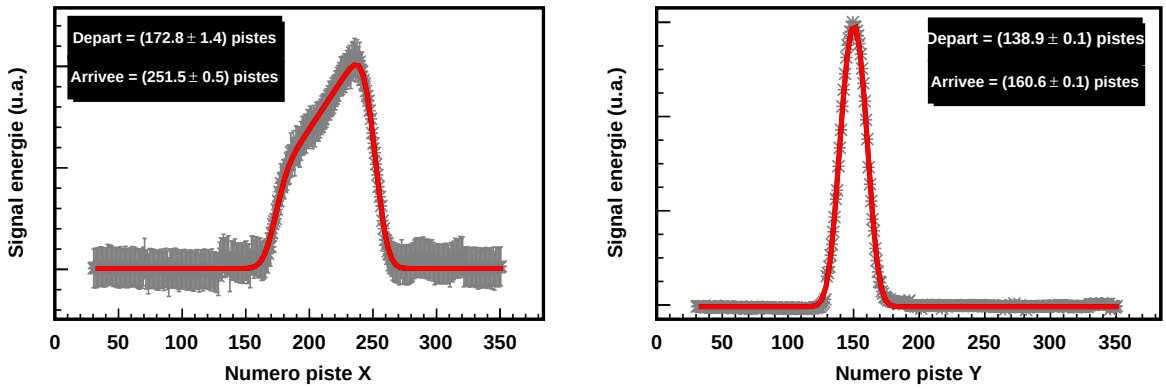


FIG. IV.4 – Spectres énergie sur les dimensions X (gauche) et Y (droite). Ils sont ajustés avec une gaussienne convoluée avec une droite, ce qui permet de bien reproduire la courbe de dépôt d'énergie le long de la trajectoire. On obtient ainsi les coordonnées x et y des positions de départ et d'arrêt de la particule α.

L'ajustement de ces spectres permet de déterminer les positions de départ x_0 et x_1 d'arrivée de la particule. On remarque sur la figure IV.4 que l'erreur sur ces positions donnée par l'ajustement pour cet événement est de 0,5-1 piste (0,2-0,4 mm). À cette erreur doit s'ajouter une erreur systématique à prendre en compte. La figure IV.5, qui représente la distribution des positions de départ déterminées par l'ajustement du spectre énergie, permet de déterminer cette erreur. En effet, la position de départ ne change pas (position de la source) tandis que les positions d'arrivée sont plus dispersées à cause des trajectoires qui ne

sont pas à 45° et des différentes énergies des particules α. Ainsi, la largeur de cette distribution représente directement l'erreur systématique sur la détermination de la position x_0 qui est estimée à 1,6 piste (0,6 mm).

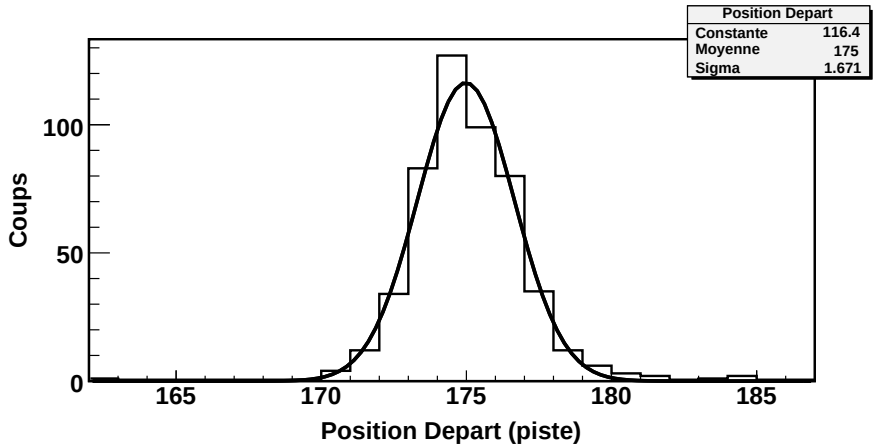


FIG. IV.5 – Distribution des positions de départ de la particule α déterminées par l'ajustement du spectre énergie. La largeur de cette distribution représente l'incertitude sur la position déterminée.

IV.1.2.2 Spectres temps

Comme on l'a vu dans les précédents chapitres, le signal temps donne une information pour chaque piste. C'est la différence de temps entre le déclenchement de la piste considérée, c'est-à-dire le temps d'arrivée des charges sur cette piste, et un "stop" commun. C'est donc un temps relatif, exprimé en ns après l'étalonnage avec le générateur d'impulsions.

La vitesse de dérive étant constante, le signal temps varie linéairement le long du parcours de la particule. Il peut donc être ajusté par une droite d'équation $y = ax + b$. La figure IV.6 montre un exemple de spectre temps obtenu lors de mesures avec la source α positionnée devant un collimateur à 45°. Deux problèmes (visibles sur la figure IV.6) se posent pour ajuster ce spectre avec une droite.

Le spectre présente des discontinuités qui ne sont actuellement pas encore comprises. Elles sont probablement dues à des dysfonctionnements au niveau de l'électronique de lecture des voies, mais aucune explication n'a été trouvée pour le moment. Elles sont présentes le plus souvent en début et fin de spectre, où le signal déposé est plus faible, ce qui laisse supposer un problème au niveau des déclenchements des pistes. Ce n'est donc pas une droite qui est ajustée mais des portions de droite pour chaque partie de spectre. Notons que la pente a est identique pour chacun des morceaux ; la fonction d'ajustement pour $(n-1)$ discontinuités s'écrit :

$$\begin{cases} y_1 &= ax + b_1 \\ y_2 &= ax + b_2 \\ \dots & \\ y_n &= ax + b_n \end{cases} \qquad \text{(IV.2)}$$

Un deuxième problème se pose pour ajuster ces spectres. On remarque une structure particulière qui est présente pour tous les événements : une pente bien visible en début de trajectoire puis un plateau en fin de trajectoire. Cela peut être expliqué par la dispersion des électrons en sortie des GEM, dont l'effet sur l'allure des spectres temps est illustré sur la figure IV.7.

Dans un cas idéal, tout au long de la trajectoire, chaque piste déclenchée correspond au passage de la particule exactement au-dessus de cette piste. C'est ce que l'on constate sur la figure IV.7 à gauche. Or, comme on l'a vu précédemment, les GEM induisent une dispersion non négligeable des électrons. Ainsi, avant qu'une piste ne puisse déclencher, les électrons dispersés créés au-dessus des pistes voisines où la position de la particule est plus basse ont déclenché plus tôt la piste. Par conséquent, tout au long de la trajectoire, une piste déclenchée ne correspond en réalité pas au passage de la particule au-dessus de cette piste, le signal temps est donc légèrement décalé par rapport à la réalité. Cela est illustré sur la figure IV.7 à droite. A la fin de la trajectoire, la particule est au plus bas et déclenche cette fois-ci elle-même directement les pistes du dessous : c'est le plateau observé en fin de trajectoire d'une dizaine de pistes, représentant la dispersion du signal.

Ainsi, pour ajuster les signaux temps avec une droite, une dizaine de pistes seront supprimées systématiquement à la fin de la trajectoire.

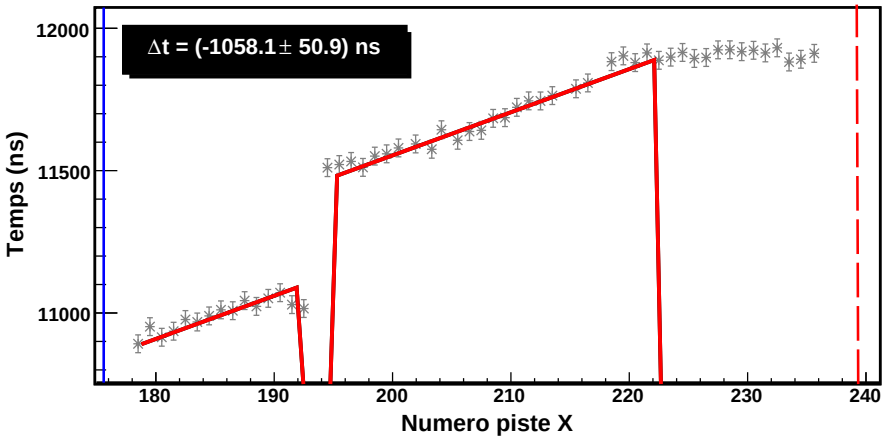


FIG. IV.6 – Exemple d'un spectre temps obtenu lors de mesures avec la source α placée au-dessus d'un collimateur à 45°. L'ajustement du spectre ignore les 10 dernières pistes (voir texte pour plus de détails) et permet de déterminer la pente du signal. Les lignes verticales en trait plein et pointillés correspondent respectivement aux positions de départ et d'arrêt de la particule α.

L'analyse des spectres temps permet alors de déterminer la différence de temps Δt entre le déclenchement de la première piste et celui de la dernière avec :

$$\Delta t = -a|x_1 - x_0| \tag{IV.3}$$

x_1 et x_0 sont les positions d'arrivée et de départ de la particule déterminées par l'analyse des spectres énergie. Le signe négatif provient du fait que les signaux temps sont mesurés par rapport à un "stop" commun pour toutes les pistes. Ainsi, la trajectoire d'une particule allant

vers le bas a une valeur de Δt négative tandis que pour une particule allant vers le haut, la valeur de Δt est positive.

Connaissant la vitesse de dérive des électrons dans le gaz, on peut ainsi déterminer la troisième composante Δz de la trajectoire avec :

$$\Delta z = v_d \Delta t \tag{IV.4}$$

La vitesse de dérive peut être calculée à l'aide du programme Magboltz [56] déjà utilisé pour le calcul de coefficient de diffusion transverse des électrons. Pour des électrons dans du P10 soumis à un champ électrique de 256 V/cm, elle est égale à 41,91 ± 0,12 mm/μs.

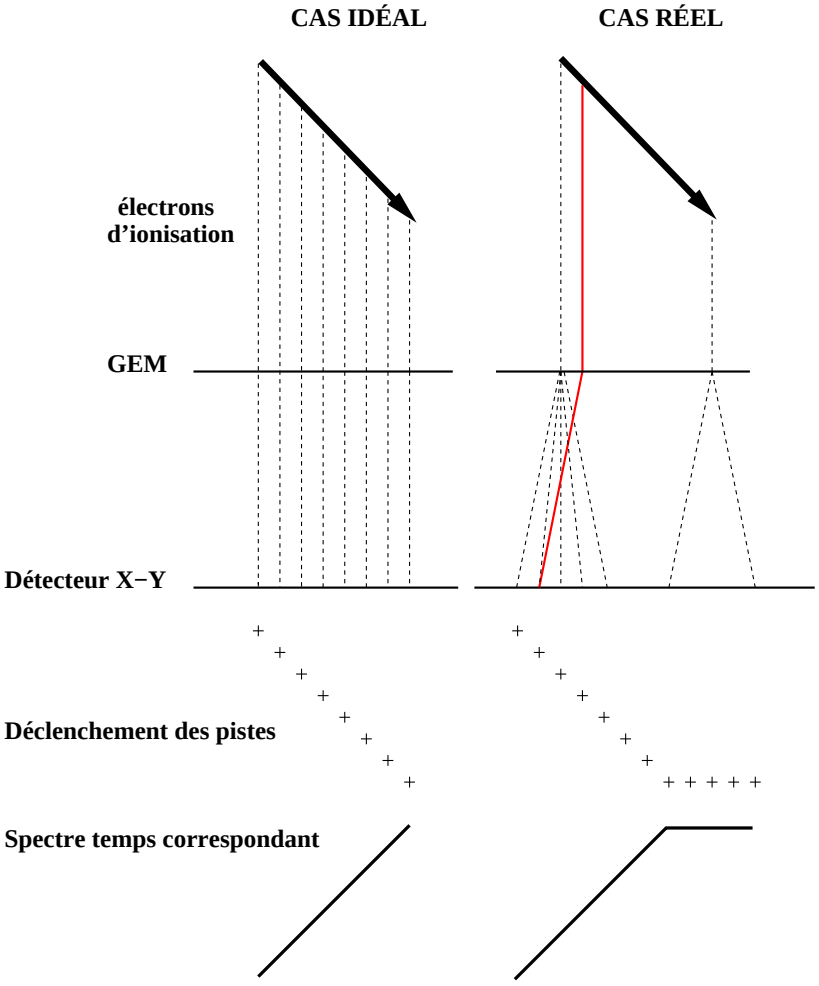


FIG. IV.7 – Schéma illustrant l'effet de la dispersion des électrons en sortie des GEM sur l'allure des spectres temps. On obtient une droite dont la pente dépend de la trajectoire puis un plateau en fin de parcours.

IV.1.3 Vérification des observables déterminées

L'analyse des spectres énergie et temps permet de déterminer les observables de la trajectoire de la particule α. Lors des mesures effectuées avec la source placée devant un collimateur à 45°, plusieurs informations sont fixées et connues :

- l'angle de la trajectoire par rapport à la verticale est égal à 45° ;
- la particule se déplace le long de l'axe Y ;
- on a vu dans le chapitre précédent que la résolution permet de séparer les trois pics correspondant aux trois énergies de la particule α. En faisant une coupure sur un des trois pics, on connait l'énergie de la particule.

Grâce à ces informations connues, nous pourrons vérifier que l'analyse des spectres énergie et temps permet de déterminer correctement les observables de la trajectoire.

Parcours projeté

Avant de déterminer l'angle fixé par le collimateur, vérifions que l'analyse des spectres énergie nous permet de déterminer le parcours projeté R_{proj} de la particule α. Il s'exprime en fonction des coordonnées de la trajectoire Δx et Δy déterminés par l'ajustement des spectres énergie :

$$R_{proj} = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \tag{IV.5}$$

et son erreur associée :

$$\sigma_{R_{proj}} = \frac{\sqrt{\Delta x^2 \sigma_{\Delta x}^2 + \Delta y^2 \sigma_{\Delta y}^2}}{R_{proj}} \tag{IV.6}$$

La figure IV.8 montre le spectre du parcours projeté déterminé lors de mesures avec un collimateur à un angle fixé de 45°. Ce parcours étant dépendant de l'énergie de la particule α, le spectre est conditionné par une coupure sur une des énergies de la particule α (la plus basse). On obtient un parcours projeté de 28,0 mm avec une distribution statistique de 2,8 mm. L'incertitude moyenne $\sigma_{R_{proj}}$ obtenue est de 0,8 mm.

La parcours projeté attendu est calculable à partir du parcours total R et de l'angle fixé par le collimateur avec :

$$R_{proj} = R.sin\theta \tag{IV.7}$$

Le parcours total R est calculé avec le programme SRIM (*Stopping and Ranges of Ions in Matter*) basé sur des simulations Monte Carlo utilisant l'approximation des collisions binaires [57][58]. Connaissant l'énergie de la particule α, son parcours dans la TPC (dans les conditions de fonctionnement) peut être calculé. En reprenant les valeurs du chapitre 3 (*cf.* tableau III.1), la particule α entrant dans la chambre à 45° a des énergies effectives E_1 = 4210 keV, E_2 = 4583 keV et E_3 = 4924 keV. Le parcours projeté déterminé ci-dessus par l'analyse des spectres énergie correspond à l'énergie E_1 = 4210 keV. Pour cette énergie, le parcours calculé R de la particule α est égal à 42,5 mm. Ainsi, R_{proj} = 42,5 * sin(45°) = 30,0 mm, ce qui est en accord avec le parcours projeté déterminé expérimentalement.

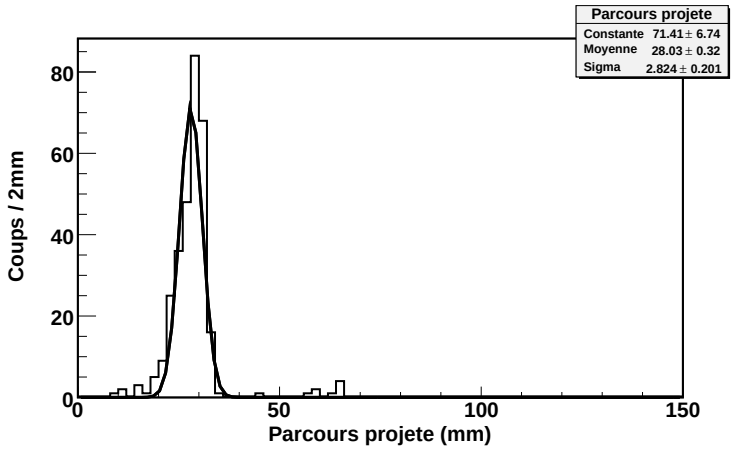


FIG. IV.8 – Parcours projeté déterminé par l'analyse des spectres énergie TPC pour des particules α collimatées à 45°.

Angle de la trajectoire

Vérifions à présent que l'angle déterminé grâce aux analyses des spectres temps correspond à celui qui est fixé par le collimateur. L'analyse des spectres temps permet de déterminer pour chaque événement une pente a. La particule α étant émise le long de l'axe Y, le spectre temps sur la dimension Y ne nous donne aucune information sur la troisième composante de la trajectoire. Ainsi, seulement les spectres temps sur la dimension X sont analysés.

Cette pente a permet de déterminer la troisième composante Δz de la trajectoire de la particule α avec $\Delta z = -a|\Delta x|.v_d$ De cette dernière coordonnée déterminée découle l'angle θ par rapport à la verticale :

$$\sin\theta = \frac{R_{proj}}{R} = \frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}} \tag{IV.8}$$

avec l'incertitude sur l'angle donnée par :

$$\sigma_\theta = \sqrt{\frac{\sigma^2_{R_{proj}} + \frac{R_{proj}}{R}^2 \sigma^2_R}{R^2 - R^2_{proj}}} \tag{IV.9}$$

La figure IV.9 montre l'angle déterminé avec un collimateur à 45°. On obtient un angle $\theta = 44{,}05°$ avec une incertitude moyenne de 1,34°, ce qui est en très bon accord avec l'angle fixé du collimateur à 45°.

IV.1.4 Conclusion

Cette première approche des données issues de la TPC a permis de déterminer la résolution spatiale du détecteur et en conclure qu'elle est principalement due à un effet défocalisant des GEM. C'est ce même effet qui a permis d'expliquer une structure particulière des spectres temps. Une procédure d'analyse des spectres énergie et temps a été établie et a permis de retrouver les coordonnées de la trajectoires de la particule α fixées par le collimateur.

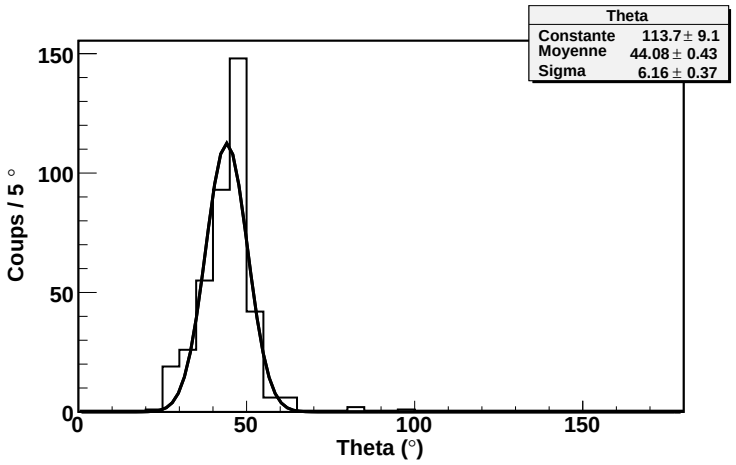


FIG. IV.9 – Angle déterminé par l'analyse des spectres énergie et temps pour des particules α collimatées à 45°. La valeur déterminée de 44,05° est en très bon accord avec l'angle fixé par le collimateur.

IV.2 Décroissance βp de ^{52}Ni

Rappelons que le but de l'expérience est d'observer directement les deux protons issus de la radioactivité 2p de ^{54}Zn afin de déterminer leurs corrélations. Avant de procéder à une reconstruction pour 2 protons, il est intéressant de tester les outils d'analyse développés pour la reconstruction spatiale d'une seule particule.

Au cours de l'expérience, quelques fragments exotiques ont traversé tous les filtres du spectromètre et ont été implantés dans la TPC, notamment des ions ^{52}Ni, émetteurs βp. La particule β émise lors de sa décroissance ne dépose pas assez d'énergie pour être détectée dans la chambre. Ainsi, seul le proton retardé émis est détecté. Cette partie traite de l'analyse de la trajectoire du proton émis.

IV.2.1 État des lieux

L'isotope ^{52}Ni a été produit pour la première fois au cours d'une expérience au GANIL en 1987 [59]. Les premières données concernant la durée de vie et le mode de décroissance de ce noyau ne sont apparues qu'en 1994 et 2004 suite à des expériences réalisées au GANIL [60] [61] [62]. Ces études ont permis de déterminer avec une bonne précision les observables de la décroissance et d'établir un schéma partiel de décroissance de ce noyau. Trois énergies ont été déterminées pour les protons émis ; elles sont indiquées dans le tableau IV.1 ainsi que leur intensité respective. Leurs parcours correspondants dans la TPC, calculés avec le programme SRIM [57][58], sont également indiqués dans le tableau IV.1. On peut remarquer que, au vu des dimensions de la chambre, seules les protons à 1056 keV et à 1344 keV pourront être arrêtés et totalement observés dans la TPC.

En 2005, la décroissance βp a été pour la première fois directement observée dans la TPC [23]. Des premiers résultats quant à la reconstruction de la trajectoire ont été obtenus et seront discutés dans les paragraphes suivants.

E_p (keV)	I_p (%)	Parcours dans la TPC (cm)
1056(13)	4,0(5)	3,84
1344(12)	10,2(8)	5,60
2824(30)	0,6(4)	18,40

TAB. IV.1 – Energies E_p en keV et intensités absolues I_p des émissions retardées des protons dans la décroissance βp de ^{52}Ni [61] ainsi que leur parcours respectif dans la TPC (dans les conditions de l'expérience).

IV.2.2 Analyse des événements d'implantation

Comme expliqué dans le chapitre précédent, l'ion entre avec un angle de 45° par rapport aux directions des pistes et s'arrête à une certaine profondeur (X,Y). La figure IV.10 montre un exemple de spectres énergie obtenus pour un événement d'implantation d'un ion ^{52}Ni dans la TPC. Ces spectres représentent l'énergie déposée par l'ion lourd dans la chambre le long des pistes X (gauche) et Y (droite), correspondant à la fin du pic de Bragg de la particule.

Ces spectres vont nous permettre de déterminer la position d'implantation de l'ion, afin de savoir où la décroissance est attendue. Pour cela, ces signaux sont ajustés avec la même fonction que pour les spectres énergie de particules α (*cf.* paragraphe IV.1.2.1) : une convolution d'une droite et d'une gaussienne, fonction qui décrit bien l'allure de l'énergie déposée d'une particule dans le gaz. Ce produit de convolution est effectué entre deux positions x_0 et x_1, où x_1 représente la position d'implantation de l'ion, x_0 est en dehors du volume actif de la chambre, représentant une position fictive de l'ion qui provient en réalité de la cible de production. Ainsi, l'ajustement des spectres permet de déterminer la position d'arrêt de l'ion, qui coïncide avec la position de départ du proton.

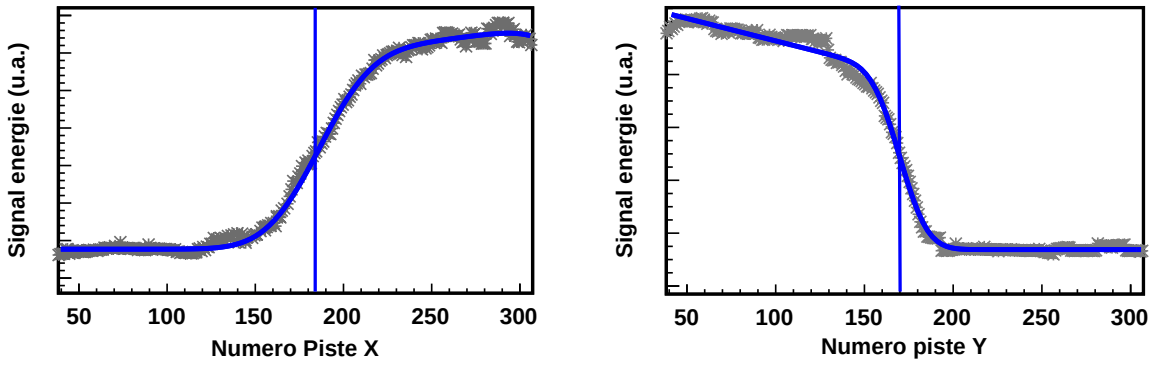


FIG. IV.10 – Spectres d'implantation d'un ion ^{52}Ni dans la chambre, représentant l'énergie déposée le long des pistes X (gauche) et Y (droite). L'ajustement des spectres permet de déterminer la position d'implantation de l'ion (ligne verticale bleue).

IV.2.3 Analyse des spectres énergie des événements de décroissance

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, des corrélations temporelles sont réalisées entre les événements de décroissance et d'implantation. Le principe est de prendre en compte les radioactivités ayant lieu pendant une fenêtre en temps T fixée après une implantation. Ce sont par conséquent des couples d'événements implantation-radioactivité qui sont analysés. La fenêtre de corrélation T est fixée selon deux critères :

- La durée de vie de ^{52}Ni est de l'ordre de 40 ms. Afin de minimiser le bruit de fond, la fenêtre de corrélation doit être de l'ordre de grandeur de cette durée de vie.

- La procédure de corrélation n'exclut pas le fait de prendre en compte deux fois la même radioactivité. En effet, si deux implantations de ^{52}Ni et une radioactivité ont lieu pendant la fenêtre en temps T, la radioactivité est attribuée aux deux implantations. Ici, le taux d'implantation de ^{52}Ni est $\lambda = 0{,}4$/s. La probabilité que deux implantations aient lieu dans une fenêtre en temps T est : $1-e^{-\lambda T}$. La fenêtre T doit être choisie assez courte pour minimiser cette probabilité, sans pour autant perdre trop de statistique.

D'après ces critères, la fenêtre temporelle choisie est de 50 ms. La probabilité pendant ces 50 ms d'avoir deux implantations de ^{52}Ni est de 2 %.

Les spectres énergie des événements de décroissance sont analysés exactement de la même manière que pour les événements correspondant aux mesures avec une source α. Ils sont ajustés par une fonction de convolution entre une gaussienne et une droite. Un exemple est montré sur la figure IV.11.

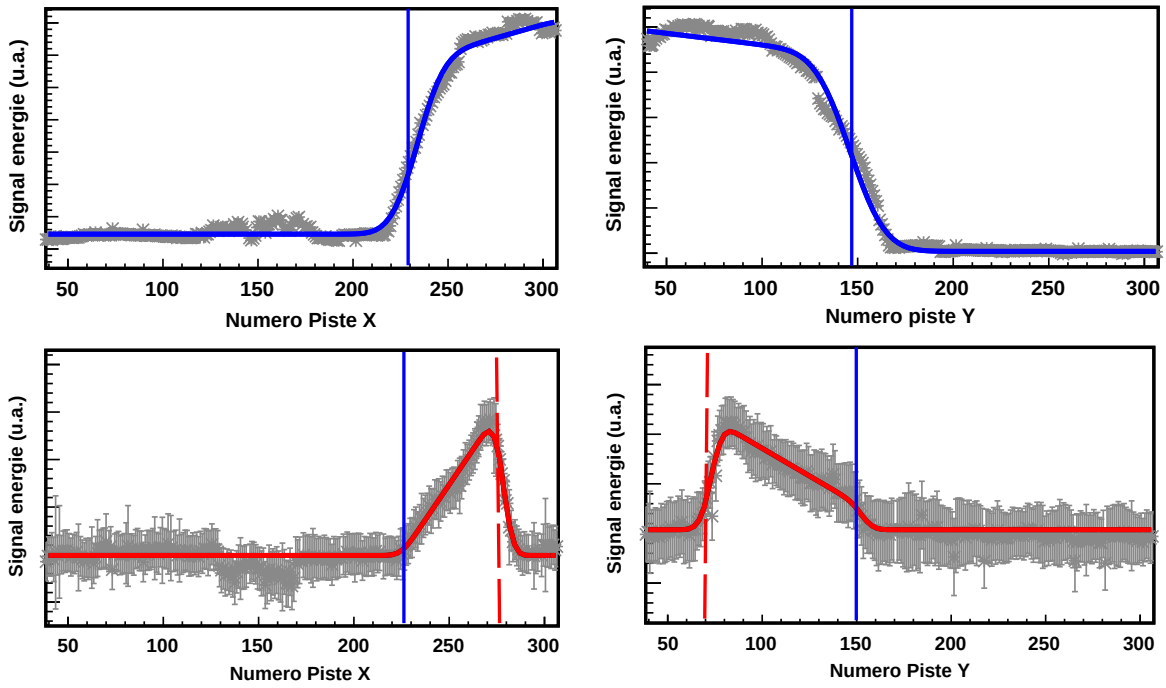


FIG. IV.11 – Spectres d'implantation d'un ion ^{52}Ni dans la chambre (haut) et de décroissance (bas). L'ajustement des spectres d'implantation permet de déterminer la position d'arrêt de l'ion, afin de savoir où la décroissance est attendue. L'ajustement des spectres de décroissance permet de déterminer les positions de départ et d'arrêt du proton émis.

Il est important de noter qu'une contrainte supplémentaire est ajoutée afin de minimiser le nombre de "fausses corrélations" : la position de départ, qui est définie comme la position la plus proche de la position de l'implantation, ne doit pas être éloignée de plus ou moins deux fois l'écart type moyen des gaussiennes utilisées pour les fonctions d'ajustement du signal d'implantation. Une étude antérieure [23] a montré que la position de départ d'une décroissance est très proche de la position de l'implantation de l'ion. Ces corrélations spatiales permettent ainsi de réduire considérablement le nombre d'événements fortuits. L'exemple d'analyse des spectres énergie de la figure IV.11 montre un "vrai" événement où la position de départ du proton émis coïncide avec la position d'implantation de l'ion.

Cette analyse des spectres énergie permet de reconstruire la trajectoire projetée de la particule émise, et ainsi de déterminer l'angle azimutal ϕ de la trajectoire.

IV.2.4 Reconstitution de la trajectoire suivant l'angle azimutal ϕ

Pour reconstruire la trajectoire de la particule, nous allons nous placer dans un système de coordonnées sphériques standard, comme le montre la figure IV.12.

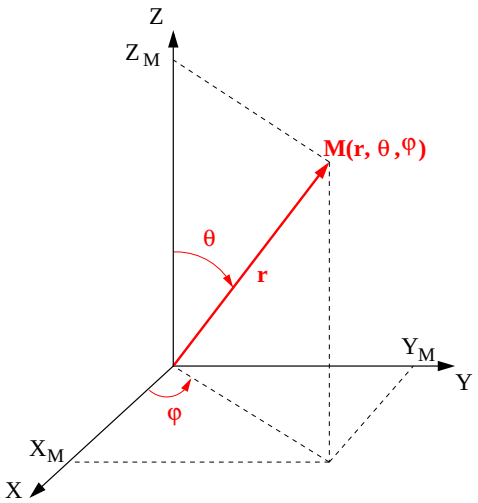


FIG. IV.12 – Représentation du système de coordonnées sphériques. La trajectoire $\vec{OM}$ a pour coordonnées cartésiennes (X_M, Y_M, Z_M) et pour coordonnées sphériques (r, θ, ϕ).

Une trajectoire est complètement décrite par son parcours r, son angle azimutal ϕ et son angle zénithal θ. L'analyse des spectres énergie des événements de décroissance nous a permis de déterminer les coordonnées Δx et Δy des trajectoires des protons émis. Ces informations nous permettent ainsi de déterminer l'angle azimutal ϕ et ainsi vérifier l'isotropie d'émission du proton. L'équation IV.10 donne l'expression de cet angle en fonction des coordonnées cartésiennes Δx et Δy.

$$\begin{cases} \phi = \arctan\left|\dfrac{\Delta y}{\Delta x}\right| & si \quad \Delta x \geq 0 \quad et \quad \Delta y \geq 0 \\ \phi = 2\pi - \arctan\left|\dfrac{\Delta y}{\Delta x}\right| & si \quad \Delta x \geq 0 \quad et \quad \Delta y \leq 0 \\ \phi = \pi + \arctan\left|\dfrac{\Delta y}{\Delta x}\right| & si \quad \Delta x \leq 0 \quad et \quad \Delta y \leq 0 \\ \phi = \pi - \arctan\left|\dfrac{\Delta y}{\Delta x}\right| & si \quad \Delta x \leq 0 \quad et \quad \Delta y \geq 0 \end{cases} \tag{IV.10}$$

L'incertitude σ_ϕ associée à l'angle azimutal est donnée par :

$$\sigma_\phi = \frac{\sqrt{\Delta x^2 \sigma_{\Delta x}^2 + \Delta y^2 \sigma_{\Delta y}^2}}{\Delta x^2 + \Delta y^2} \tag{IV.11}$$

Pour une émission isotrope, la distribution de l'angle azimutal ϕ sur l'intervalle [0°,360°] doit être constante. La distribution angulaire obtenue est montrée sur la figure IV.13. Afin de prendre en compte l'incertitude dans l'histogramme, chaque valeur de ϕ est distribuée suivant une gaussienne normalisée à 1 autour de la valeur moyenne ϕ correspondante avec pour écart type l'erreur σ_ϕ.

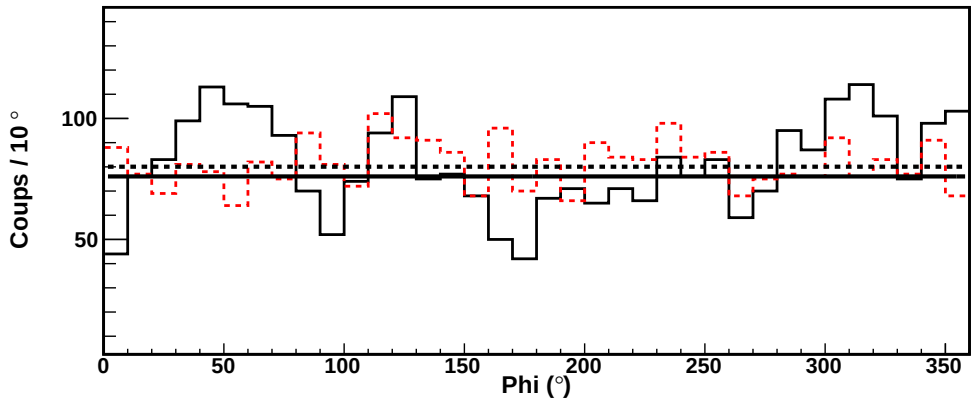


FIG. IV.13 – Distribution angulaire de la trajectoire projetée des protons émis dans la décroissance βp de ^{52}Ni. L'histogramme en trait plein représente les données expérimentales tandis que celui en pointillé correspond à une simulation d'une émission isotrope. Les ajustements des spectres par une constante sont très proches et confirment une émission isotrope.

On remarque qu'il existe des "trous" dans le spectre pour des angles de 0°, 90°, 180° et 270°. Ces angles particuliers correspondent aux cas où le proton est émis parallèlement à une piste, c'est à-dire parallèlement à l'axe X ou l'axe Y. En effet, l'analyse des spectres énergie ne permet pas de déterminer un déplacement strictement nul selon une dimension car le produit de convolution entre la position de départ et d'arrêt utilisée pour l'ajustement n'aurait plus de sens. Ainsi, dans la situation où Δx (ou Δy) est nul, le parcours projeté est légèrement surestimé. Nous verrons par la suite que pour ces cas particuliers il sera très difficile, voire impossible, de déterminer l'angle zénithal θ. Ici, l'effet est relativement

faible. Sur la figure IV.13 est également représentée une simulation d'une émission isotrope normalisée au nombre d'événements. Les ajustements de la simulation et de la distribution expérimentale sont très proches et permettent de vérifier que la trajectoire est relativement isotrope suivant l'angle azimutal ϕ.

L'analyse des spectres énergie a permis de déterminer les coordonnées de la trajectoire projetée des protons émis, et ainsi de vérifier l'isotropie d'émission suivant l'angle azimutal ϕ. Il s'agit maintenant d'analyser les spectres temps afin de déterminer les deux autres coordonnées de la trajectoire : le parcours total r et l'angle zénithal θ.

IV.2.5 Analyse des spectres temps

L'analyse des spectres temps repose sur le même principe que pour les particules α. Afin de s'affranchir du problème de discontinuités dans le spectre, une fonction affine par morceaux est ajustée pour déterminer la pente du spectre. Nous avions vu au paragraphe IV.1.2.2 l'effet de la dispersion des électrons en sortie du GEM sur l'allure des spectres temps. Lorsque la particule va vers le bas, le signal temps est légèrement décalé par rapport à la réalité et présente un plateau en fin de trajectoire. Considérons maintenant une particule allant vers le haut. Le principe est le même que pour une particule qui va vers le bas, excepté le fait que l'effet de plateau sera observé en début de trajectoire et non en fin de trajectoire. Cela est illustré sur la figure IV.15.

Ainsi, un premier ajustement est effectué pour déterminer la direction de la particule (haut ou bas), suivi d'un deuxième ajustement ignorant les dix dernières pistes dans le cas d'une particule allant vers le bas et les dix premières si la particule va vers le haut.

La figure IV.15 montre un exemple de spectre temps ajusté d'une particule allant vers le haut. Ainsi, la différence de temps Δt entre le début et la fin de la trajectoire peut être calculée grâce à la pente a déterminée par l'ajustement des spectre temps et grâce aux coordonnées de la trajectoire projetée Δx ou Δy déterminées par l'analyse des spectres énergie avec :

$$\Delta t = -a|\Delta x| \tag{IV.12}$$

et l'incertitude sur Δt est donnée par :

$$\sigma_{\Delta t} = \sqrt{\Delta x^2 \sigma_a^2 + a^2 \sigma_{\Delta x}^2} \tag{IV.13}$$

A priori, la valeur de Δt peut être déterminée par l'ajustement du spectre temps sur la dimension X et sur la dimension Y de manière indépendante. Cependant, il existe des cas où les valeurs de Δt ne sont pas du tout similaires. Un exemple est représenté sur la figure IV.16, où le parcours projeté sur la dimension X est très petit. Dans cette situation, la valeur temps issue de l'ajustement du spectre sur la dimension X est erronée car le proton a suivi une trajectoire quasi parallèle aux pistes X. Les pistes sont donc déclenchées quasi simultanément et la pente du spectre est beaucoup plus faible que ce qu'elle devrait être en réalité. La valeur à prendre en compte est donc la valeur de Δt déterminée par l'ajustement du spectre temps sur la dimension Y où la trajectoire projetée est plus longue et le résultat est ainsi plus précis et non biaisé. Dans la suite de l'analyse, la valeur de Δt retenue sera la valeur sur la dimension pour laquelle le parcours projeté est le plus long.

Une autre situation, plus délicate, présente également des difficultés de reconstruction. Dans le cas précédent, le parcours projeté sur la dimension X était très petit, mais un grand nombre de pistes était touché sur la dimension Y. Comme on l'a vu, ce problème est facilement

pris en considération. En revanche, si les trajectoires sont très courtes sur les deux dimensions, l'ajustement des spectres temps ne permet pas de déterminer la valeur temps de la trajectoire. On atteint là une des principales limites de ce détecteur. Une situation où les parcours projetés sont petits correspond à une trajectoire avec un petit angle par rapport à la verticale. Ainsi, pour s'affranchir de ce biais expérimental, les événements pour lesquels très peu de pistes sont touchées sur les deux dimensions sont ignorés. Nous verrons que cela induit un léger biais dans la distribution de l'angle zénithal θ où il manque quelques événements à petits et grands angles (*cf*. ci-après).

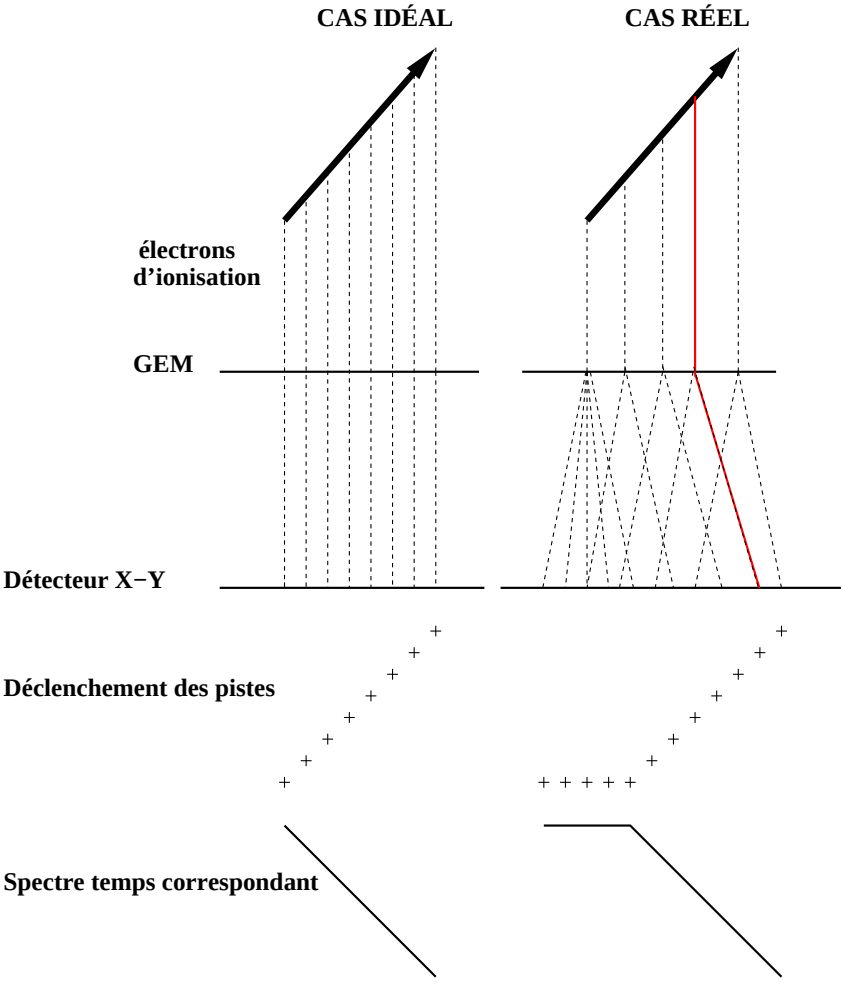


FIG. IV.14 – Schéma illustrant l'effet de la dispersion des électrons en sortie des GEM sur l'allure des spectres temps pour une particule allant vers le haut. On obtient un plateau en début de trajectoire puis une droite.

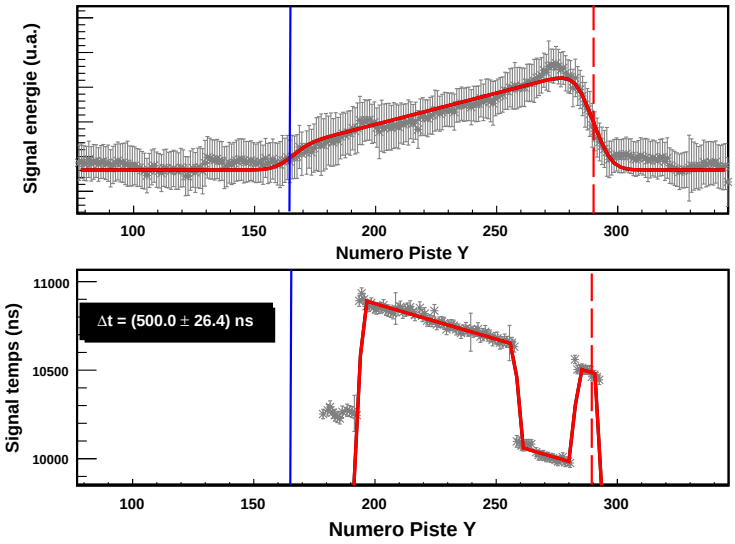


FIG. IV.15 – Spectres de décroissance énergie (haut) et temps (bas). Les traits pleins et en pointillé correspondent respectivement aux positions de départ et d'arrêt du proton . La pente est négative donc le proton va vers le haut. Ainsi, le début de la trajectoire n'est pas pris en compte dans l'ajustement du spectre.

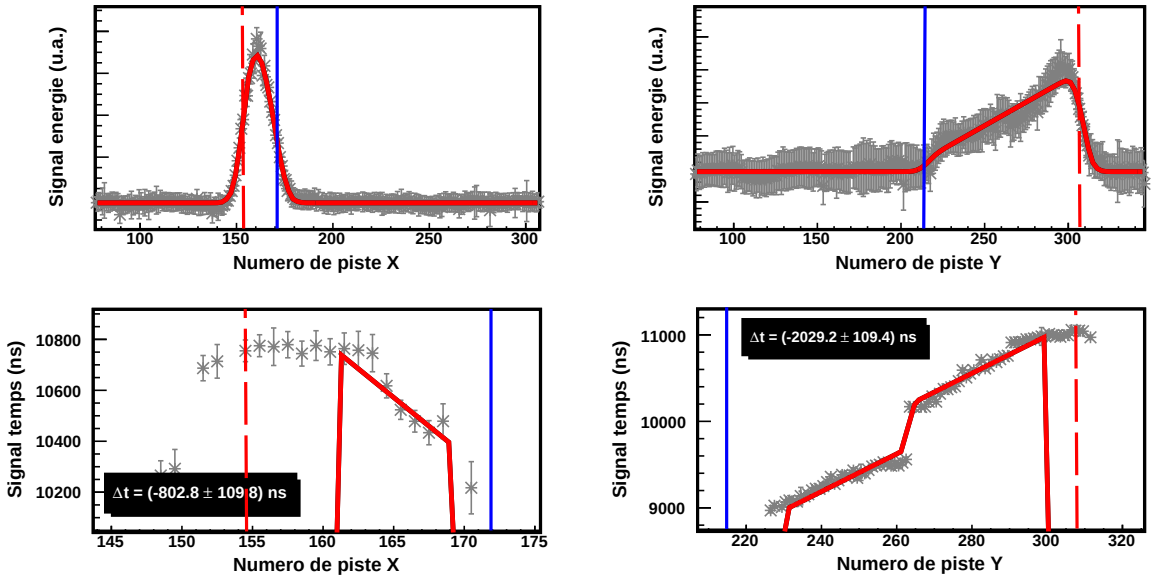


FIG. IV.16 – Spectres énergie (haut) et temps (bas) d'un événement de décroissance. Les valeurs temps sur les deux dimensions sont en désaccord. Le proton a une trajectoire quasi parallèle aux pistes X, qui sont donc déclenchées quasi simultanément et la valeur temps déterminée est ainsi plus faible que celle déterminée par l'ajustement sur la dimension Y, où la trajectoire est mieux définie.

IV.2.6 Angle zénithal θ et parcours total R

L'analyse des spectres énergie a permis de déterminer le parcours projeté R_{proj} qui est égal à $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$. Afin de calculer l'angle d'émission du proton dans la décroissance βp de ^{52}Ni, la troisième composante Δz de la trajectoire doit avant tout être déterminée avec

$$\Delta z = v_d \Delta t \pm \sqrt{v_d^2 \sigma_{\Delta t}^2 + \Delta t^2 \sigma {v_d}^2} \tag{IV.14}$$

avec v_d la vitesse de dérive des électrons dans le gaz déjà déterminée au paragraphe IV.1.2.2. L'angle zénithal θ est ensuite calculé à partir des coordonnées cartésiennes $\Delta x, \Delta y$ et Δz de la trajectoire selon :

$$\theta = \begin{cases} arcsin\left(\sqrt{\dfrac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}}\right) = arcsin\left(\dfrac{R_{proj}}{R}\right) & si \quad \Delta z > 0 \\ \pi - arcsin\left(\sqrt{\dfrac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}}\right) = \pi - arcsin\left(\dfrac{R_{proj}}{R}\right) & si \quad \Delta z < 0 \end{cases} \tag{IV.15}$$

Son erreur associée est donnée par :

$$\sigma_\theta = \frac{\sqrt{\sigma_{R_{proj}}^2 + \left(\frac{R_{proj}}{R}\right)^2 \sigma_R^2}}{\Delta z} \tag{IV.16}$$

avec σ_R l'erreur sur le parcours total R définie ci-après.
La figure IV.17 montre la distribution angulaire obtenue pour des événements de décroissance de ^{52}Ni. L'émission du proton dans la décroissance βp de ^{52}Ni est, en principe, isotrope. Or, la distribution angulaire obtenue expérimentalement présente une anisotropie. On remarque que l'émission est clairement favorisée vers le bas, soit pour un angle $\theta > 90^\circ$. Ce constat ne concerne pas uniquement ces données, ceci avait déjà été observé lors de la première expérience avec la TPC [23]. Aucune explication n'a pu être trouvée. Les questions principales à élucider sont :
i) est-ce un biais du détecteur qui conduit à une mauvaise reconstruction de la trajectoire, auquel cas l'angle déterminé est erroné ?
ii) est-ce plus simplement un défaut d'efficacité pour les événements qui vont vers le haut ?
iii) existe-t-il une réelle anisotropie du proton ?

Concernant la première considération, la reconstruction spatiale de la trajectoire peut être vérifiée en déterminant le parcours total R de la particule. Il est calculé avec

$$R = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \tag{IV.17}$$

et son erreur associée :

$$\sigma_R = \frac{\sqrt{\Delta x^2 \sigma_{\Delta x}^2 + \Delta y^2 \sigma_{\Delta y}^2 + \Delta z^2 \sigma_{\Delta z}^2}}{R} \tag{IV.18}$$

La figure IV.18 montre le spectre du parcours total des événements de décroissance corrélés à une implantation de ^{52}Ni. On remarque que deux pics apparaissent à $r_1 = 3{,}94 \pm 0{,}78$ cm

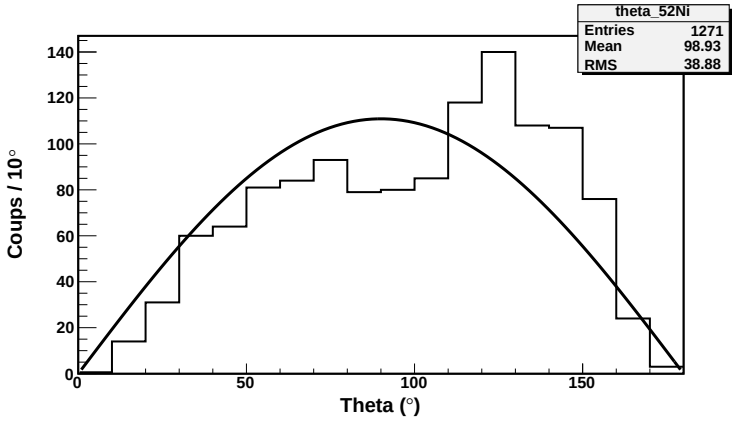


FIG. IV.17 – Distribution angulaire des protons émis dans la décroissance βp de ^{52}Ni. Une forte anisotropie est observée avec plus d'événements pour lesquels les protons vont vers le bas. Le trait plein représente la courbe (sinus) que devrait suivre l'angle pour une émission isotrope.

et $r_2 = 5{,}81 \pm 1{,}01$ cm. Ces deux valeurs de parcours différents correspondent aux deux énergies identifiées lors de la précédente expérience [61] ($E_1 = 1056$ keV et $E_2 = 1344$ keV). Les parcours calculés avec SRIM [57][58] correspondant à ces énergies sont $r_1 = 3{,}84$ cm et $r_2 = 5{,}60$ cm, ce qui est en très bon accord avec les parcours expérimentaux obtenus. On remarque également que le rapport de ces deux pics ne correspond pas au rapport des intensités relatives des deux branches évoquées au paragraphe IV.2.1 (4% pour E_1 et 10% pour E_2) [61]. Deux arguments peuvent expliquer ce constat :

- L'implantation de l'ion n'est pas toujours au centre de la chambre, la distribution de parcours étant relativement importante. Il y a donc des événements où les protons sortent de la chambre. La probabilité que les protons ayant un parcours plus grand sortent de la chambre est plus élevée : on perd donc plus d'événements appartenant au deuxième pic dans la distribution de parcours qu'au premier.

- Le premier GEM est situé à 4 cm de la position d'implantation. Cela n'altère pas la reconstruction spatiale des protons avec l'énergie E_1 mais les protons avec l'énergie E_2 peuvent s'arrêter dans le GEM et ne pas déposer toute leur énergie : le parcours déterminé est donc sous estimé.

Notons que les événements dont le parcours total ne fait pas partie de ces deux pics sont des cas où le proton est sorti du volume actif et n'a donc pas déposé toute son énergie, ce qui inclut également les cas où le proton a une énergie $E_3 = 2824$ keV prédite dans le paragraphe IV.2.1 [61]. Tous ces événements induisent ainsi un fond dans le spectre du parcours total.

Les deux pics présents dans la distribution du parcours montrent que la reconstruction spatiale est bonne et donc que les angles déterminés ne sont pas erronés. De plus, nous avons vu que l'angle fixé par le collimateur était également bien reconstruit pour des mesures avec une source α.

Cela nous amène à croire qu'il pourrait y avoir un défaut d'efficacité pour les événements allant vers le haut. Celui-ci serait dû à des cas où la TPC n'est pas déclenchée. Or, cela pourrait arriver dans des situations où l'énergie déposée par piste est extrêmement faible, c'est-à-dire pour des trajectoires allant horizontalement. Le fait qu'il y ait plus d'événements vers le bas ne peut donc pas être expliqué par un problème de déclenchement de la TPC.

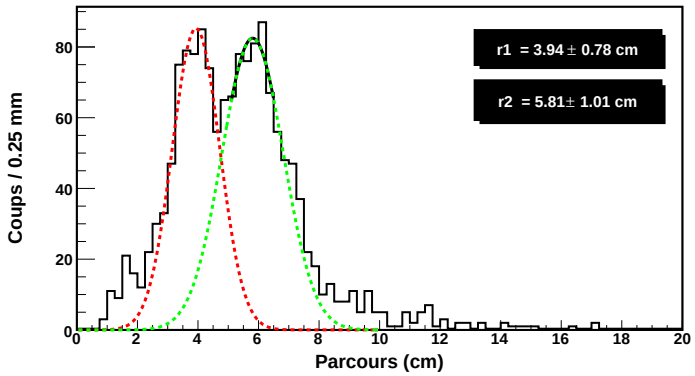


FIG. IV.18 – Reconstruction spatiale de la trajectoire des proton émis dans la décroissance βp de ^{52}Ni. Deux pics apparaissent correspondant aux deux énergies identifiées dans [61].

Enfin, aucun argument ne permettrait de montrer qu'il existe une réelle anisotropie du proton émis. Des calculs concernant l'influence du champ électrique de la TPC sur la trajectoire d'un proton ont montré que cet effet est complètement négligeable.
Finalement, aucune des trois pistes n'a pu aboutir pour expliquer cette anisotropie.

Cependant, un élément de réponse a pu être apporté par les observations suivantes. Si on sélectionne les événements pour lesquels le parcours du proton est relativement petit (R $<$ 4 cm) la distribution angulaire obtenue représentée sur la figure IV.19 est isotrope. Cela signifie que l'anisotropie concerne des événements pour lesquels le parcours est supérieur à 4 cm. Cette distance correspond à la hauteur de l'entrée du faisceau par rapport au premier GEM. Une explication plausible serait que lorsque le proton touche le GEM, la forme des signaux est altérée et ne permet pas une bonne reconstruction de la trajectoire. Aucune preuve de cela n'a pu être apportée mais cette explication est la plus probable.

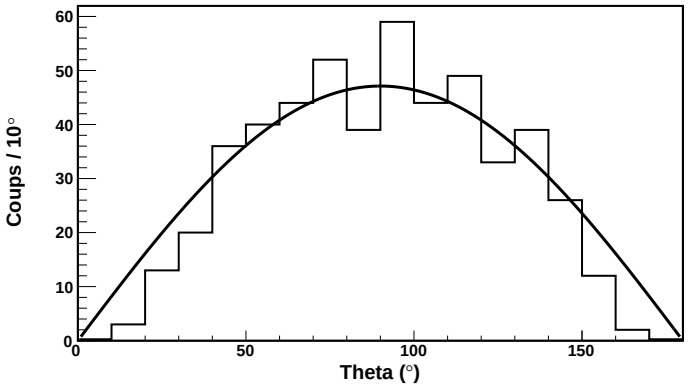


FIG. IV.19 – Distribution angulaire des protons émis dans la décroissance βp de ^{52}Ni. Seuls les événements pour lesquels le parcours est inférieur à 4 cm sont sélectionnés. Une distribution isotrope est alors obtenue.

On peut également remarquer sur la figure IV.19 qu'il manque des événements aux très petits et grands angles. Ceci s'explique par le biais expérimental déjà évoqué plusieurs fois : lorsque les trajectoires projetées sur les deux dimensions X et Y sont très petites, c'est-à-dire lorsque la trajectoire de la particule est quasi verticale, l'analyse des spectres temps ne permet pas de reconstruire la troisième composante Δz de la trajectoire.

IV.2.7 Conclusion

Cette partie nous a permis de mettre en évidence certaines limitations du détecteur et de les prendre en compte dans la reconstruction spatiale des trajectoires. L'isotropie de l'émission des protons lors de la décroissance de ^{52}Ni a été vérifiée pour l'angle azimutal. La reconstruction spatiale en trois dimensions montre que l'on retrouve bien les valeurs connues des parcours des protons. En ce qui concerne l'angle zénithal, l'isotropie d'émission a été vérifiée pour les parcours inférieurs à 4 cm mais la distribution angulaire obtenue pour des parcours plus grands n'est pas encore totalement comprise.

Nous appliquerons cette méthode d'analyse pour reconstruire les trajectoires des protons dans la radioactivité 2p de ^{54}Zn. Ces protons ont un parcours d'environ 2 cm et nous verrons que, ayant accès précisément à l'énergie individuelle des protons, nous pourrons utiliser une deuxième méthode d'analyse permettant ainsi de vérifier que la reconstruction des trajectoires est correcte.

IV.3 Radioactivité 2p de ^{54}Zn

L'objet de cette troisième partie est d'analyser les données concernant la radioactivité 2p de ^{54}Zn afin de déterminer les corrélations entre les deux protons émis. Au cours des deux semaines d'expérience, dix-huit noyaux ^{54}Zn ont été implantés dans la TPC et identifiés (*cf.* procédure d'identification au paragraphe III.1.2.). Parmi ces dix-huit implantations de ^{54}Zn, seulement treize ont pu être corrélées à des décroissances. En effet, cinq événements de décroissance ont été perdus, très probablement à cause du temps mort et de la durée de vie très courte de l'isotope.

IV.3.1 Observables macroscopiques

IV.3.1.1 Durée de vie

La différence de temps entre un événement d'implantation et son événement de décroissance corrélé permet d'établir la courbe de décroissance temporelle de ^{54}Zn (figure IV.20). Celle-ci permet de déterminer la durée de vie de ^{54}Zn. Deux méthodes peuvent être utilisées, menant au même résultat :

- Une moyenne des différentes valeurs de temps est effectuée après avoir préalablement soustrait le temps mort moyen (400 μs) à chaque valeur. Cela donne directement la durée de vie (1,59 ms) car il n'y a pas de fond dans la courbe de décroissance.

- On peut également ajuster une exponentielle à la courbe de décroissance en utilisant la méthode de maximum de vraisemblance (*log likelyhood*) en excluant les 400 premières microsecondes. Le résultat est exactement le même : 1,59 ms.

La durée de vie ainsi obtenue est donc : $T_{1/2} = 1{,}59^{+0{,}60}_{-0{,}35}$ ms

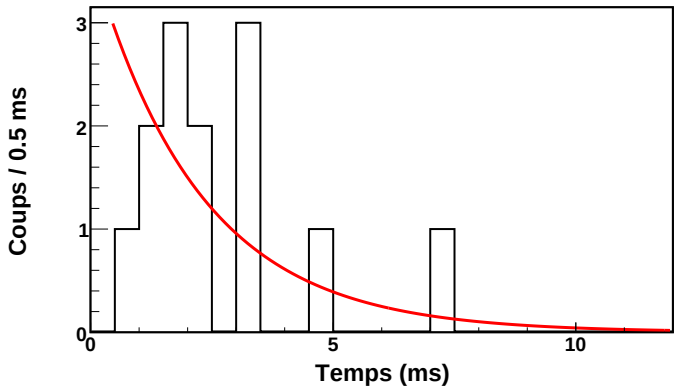


FIG. IV.20 – Distribution temporelle des événements de décroissance de ^{54}Zn permettant de déterminer la durée de vie de l'isotope à $1{,}59^{+0{,}60}_{-0{,}35}$ ms.

IV.3.1.2 Énergie de décroissance

Une mesure du signal au niveau d'un des GEM pour chaque événement de décroissance corrélé à une implantation de ^{54}Zn donne accès à l'énergie totale de décroissance Q_{2p}. La figure IV.21 montre le signal extrait du troisième GEM. L'étalonnage en énergie est détaillé dans le chapitre 3.

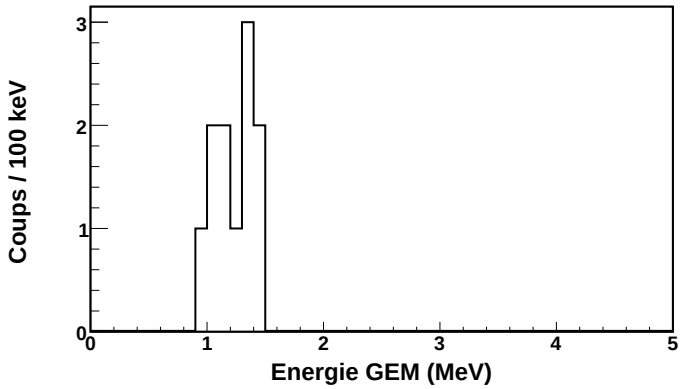


FIG. IV.21 – Spectre en énergie des événements de décroissance de ^{54}Zn obtenu à partir du signal mesuré au niveau du troisième GEM. L'énergie de décroissance Q_{2p} est estimée à 1,28 ± 0,21 MeV.

Parmi les treize événements de décroissance, l'énergie totale a pu être déterminée pour onze événements. En effet, pour deux événements, les protons émis ne sont pas arrêtés dans la chambre et n'ont ainsi pas déposé toute leur énergie. Dans un cas, le parcours des protons émis est très long (plus de 8 cm). Un si grand parcours n'est compatible qu'avec une émission de protons retardés (βp ou β2p). Concernant le deuxième cas, en raison de la grande acceptance en moment du spectromètre LISE3 et de la distribution de parcours des ions ^{54}Zn non négligeable, l'ion est implanté juste à l'entrée de la TPC. Les protons émis sont donc sortis

de la chambre. Ainsi, onze événements sont représentés dans le spectre de la figure IV.21. L'énergie de décroissance ainsi obtenue est : $Q_{2p} = 1{,}28 \pm 0{,}21$ MeV.

IV.3.1.3 Rapport d'embranchement 2p

Comme expliqué ci-dessus, un événement de décroissance obtenu correspond à une émission de protons retardés. L'autre événement où les protons sortent de la chambre ne permet pas de conclure quant au type de radioactivité. Ainsi, 11 événements sont des événements de radioactivité 2p parmi 12 événements observés. Le rapport d'embranchement de la voie 2p est donc BR (*Branching Ratio*) $= 92^{+6}_{-13}$ %.

IV.3.1.4 Comparaison

Ces observables de décroissance sont en accord avec celles obtenues au cours de la précédente expérience [28]. Les valeurs sont répertoriées dans le tableau IV.2.

Expériences	$T_{1/2}$ (ms)	Q_{2p} (MeV)	BR (%)
Blank et al.[28]	$3{,}2^{+1,8}_{-0,8}$	$1{,}48 \pm 0{,}02$	87^{+10}_{-17}
ce travail	$1{,}59^{+0,60}_{-0,35}$	$1{,}28 \pm 0{,}21$	92^{+6}_{-13}

TAB. IV.2 – Comparaison des observables expérimentales de la décroissance de ^{54}Zn avec les valeurs obtenues dans la précédente expérience.

En combinant les valeurs de rapport d'embranchement et de durée de vie avec celles de la précédente expérience, on obtient BR $= 90^{+5}_{-10}$% et $T_{1/2} = 1{,}78^{+0,66}_{-0,76}$ ms. De ces deux observables découle la durée de vie partielle 2p : $T^{2p}_{1/2} = \frac{T_{1/2}}{BR} = 1{,}98^{+0,73}_{-0,41}$ ms. Cette durée de vie obtenue sera discutée et confrontée à des modèles théoriques dans le chapitre 5.

IV.3.2 Observables individuelles

L'étape suivante consiste à déterminer les observables individuellement pour chaque proton. C'est le but même de cette expérience.

En raison du nombre de biais expérimentaux, particulièrement dus à la dispersion des électrons en sortie des GEM, et du peu d'événements de décroissance observés, une analyse individuelle de chaque événement a été réalisée. Nous allons donc, dans la partie qui suit, analyser et discuter un à un chaque événement de décroissance 2p observé dans la TPC. Les deux observables que l'on souhaite obtenir sont : le partage de l'énergie disponible entre les protons et leur angle relatif d'émission.

IV.3.2.1 Partage en énergie

Les spectres énergie sont ajustés avec la même fonction que pour les décroissances βp de ^{52}Ni. Ici les spectres de décroissance 2p correspondent à la somme de deux courbes de Bragg. Ainsi, la fonction utilisée est la somme de deux convolutions droite-gaussienne, qui s'écrit :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi}} \int_{x_0}^{x_1} e^{-\frac{(t-x)^2}{2\sigma_1^2}} (a_1 t + b_1)dt + \frac{1}{\sigma_2\sqrt{2\pi}} \int_{x_0}^{x_2} e^{-\frac{(t-x)^2}{2\sigma_2^2}} (a_2 t + b_2)dt \qquad \text{(IV.19)}$$

avec x_0 la position d'émission des deux protons, x_1 et x_2 les positions d'arrêt de chacun des protons.

L'analyse des spectres énergie permet ainsi de déterminer le parcours projeté de chaque proton. Les valeurs de $\Delta x_1 = |x_1 - x_0|$, $\Delta x_2 = |x_2 - x_0|$, $\Delta y_1 = |y_1 - y_0|$, $\Delta y_2 = |y_2 - y_0|$ seront utiles pour la détermination de la trajectoire en trois dimensions de chaque proton (*cf.* paragraphe suivant).

En plus du parcours projeté, la fonction de convolution de cette analyse permet de déterminer l'intégrale de la courbe de Bragg pour chaque proton, et donc le partage de l'énergie totale entre les protons. Pour ceci, une contrainte indispensable doit être ajoutée : l'énergie que dépose un proton sur la dimension X doit être impérativement la même que l'énergie déposée sur la dimension Y. En d'autres termes, les surfaces des courbes de Bragg sont les mêmes pour chaque dimension. Pour ce faire, une analyse simultanée des spectres des deux dimensions est réalisée.

Les partages en énergie ϵ_1 et ϵ_2 de chaque proton sont donnés par :

$$\epsilon_1 = \frac{E_1}{E} \quad , \quad \epsilon_2 = \frac{E_2}{E} \qquad \text{(IV.20)}$$

avec E_1 et E_2 les surfaces calculées de la fonction d'ajustement pour chaque proton et l'énergie E la somme des énergies E_1 et E_2 correspondant à l'énergie totale de décroissance.
Les erreurs associées à ces partages d'énergie sont :

$$\sigma_{\epsilon_1} = \epsilon_1\sqrt{\frac{\sigma_{E_1}^2}{E_1^2} + \frac{\sigma_E^2}{E^2}} \quad , \quad \sigma_{\epsilon_2} = \epsilon_2\sqrt{\frac{\sigma_{E_2}^2}{E_2^2} + \frac{\sigma_E^2}{E^2}} \qquad \text{(IV.21)}$$

IV.3.2.2 Angle relatif d'émission

La détermination de l'angle relatif d'émission des deux protons nécessite les résultats de l'analyse des spectres énergie et des spectres temps de décroissance, afin de reconstruire en trois dimensions la trajectoire suivie par les particules.

L'expression de l'angle relatif est déduite du produit scalaire dans l'espace entre les deux vecteurs trajectoires $\vec{p_1}$ et $\vec{p_2}$:

$$cos\theta = \frac{\vec{p_1}.\vec{p_2}}{||\vec{p_1}||.||\vec{p_2}||} \qquad \text{(IV.22)}$$

Si on exprime cette relation en fonction des coordonnées des trajectoires Δx_1, Δx_2, Δy_1, Δy_2, Δz_1 et Δz_2, on obtient :

$$cos\theta = \frac{\Delta x_1\Delta x_2 + \Delta y_1\Delta y_2 + \Delta z_1\Delta z_2}{\sqrt{\Delta x_1^2 + \Delta y_1^2 + \Delta z_1^2}\sqrt{\Delta x_2^2 + \Delta y_2^2 + \Delta z_2^2}} \qquad \text{(IV.23)}$$

où Δx_1, Δx_2, Δy_1 et Δy_2 sont déterminés par l'analyse des spectres énergie (*cf.* paragraphe précédent) et Δz_1, Δz_2 restent encore à déterminer.

L'erreur sur cet angle θ est donné par :

$$\sigma_\theta = \sqrt{\sum_{p_i} \left(\frac{\partial\theta}{\partial p_i}\right)^2 (\sigma_{p_i})^2} \quad , \quad avec \quad \vec{p} = (\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta y_1, \Delta y_2, \Delta z_1, \Delta z_2) \tag{IV.24}$$

Détermination de Δz

La troisième composante Δz de la trajectoire découle de Δt déterminé par l'analyse des spectres temps avec $\Delta z = \mathrm{v}_d \Delta t$.

Nous avons vu lors de l'analyse de la décroissance βp de ^{52}Ni qu'il existe une influence de la dispersion des électrons en sortie des GEM sur l'allure des spectres temps correspondants. Pour une particule allant vers le haut, une dizaine de pistes sont supprimées en début de trajectoire pour l'ajustement, tandis que pour une particule allant vers le bas la fin de la trajectoire est ignorée. La figure IV.22 montre l'effet de cette dispersion sur l'allure des spectres temps correspondant à une émission de deux protons. Cette approche est purement qualitative mais permet tout de même de mieux comprendre la structure des spectres temps des événements de décroissance 2p. Trois cas sont détaillés dans cette figure :

Cas I : Les deux protons vont vers le bas de part et d'autre du point d'implantation. Si les pentes sont différentes, l'ajustement de la trajectoire avec la pente la plus grande commence au point d'implantation, tandis que pour l'autre proton quelques pistes doivent être supprimées en début de trajectoire. Si les pentes sont similaires, aucune piste n'est supprimée en début de trajectoire. Les deux particules vont vers le bas, donc présentent un plateau sur le spectre temps en fin de trajectoire. Ainsi, une dizaine de pistes sont supprimées à la fin de chaque trajectoire. Ce cas concerne l'événement n°1 détaillé par la suite.

Cas II : Les deux protons vont vers le haut de part et d'autre du point d'implantation. L'étalement du signal au niveau du point d'implantation situé au plus bas est directement visible sur les spectres temps. Ainsi, quelques pistes sont supprimées en début de chaque trajectoire. Ce cas concerne les événements n°3 et n°4.

Cas III : Les deux protons partent de part et d'autre du point d'implantation, l'un va vers le haut, l'autre va vers le bas. Ici, l'ajustement est décalé par rapport au point d'implantation. Concernant le proton qui va vers le haut, quelques pistes sont supprimées en début de trajectoire, tandis que la trajectoire du proton allant vers le bas est ajustée quelques pistes avant le point d'implantation. De plus, comme on l'a déjà évoqué, l'ajustement de la trajectoire allant vers le bas se termine une dizaine de pistes avant la fin du spectre. Ce cas concerne l'événement n° 2.

Les autres cas, où les protons partent du même côté par rapport au point d'implantation, sont traités de la même manière que pour l'ajustement de la trajectoire d'un proton. La seule différence est que la trajectoire allant le plus vers le bas masque l'autre trajectoire. On perd dans ce cas une partie de l'information. C'est le cas des événements n°5, 6, 7, 8, 9 et 10.

Cette approche qualitative permet de donner une première information sur les valeurs de Δt des trajectoires des deux protons. En revanche, les biais expérimentaux étant nombreux et par conséquent les incertitudes sur le Δt mal maîtrisées, une deuxième méthode indépendante pour déterminer la troisième composante de la trajectoire est nécessaire.

En effet, la valeur de Δz peut être obtenue autrement que par la détermination de Δt. Δz peut être exprimé en fonction des coordonnées Δx et Δy de la trajectoire et du parcours total R avec :

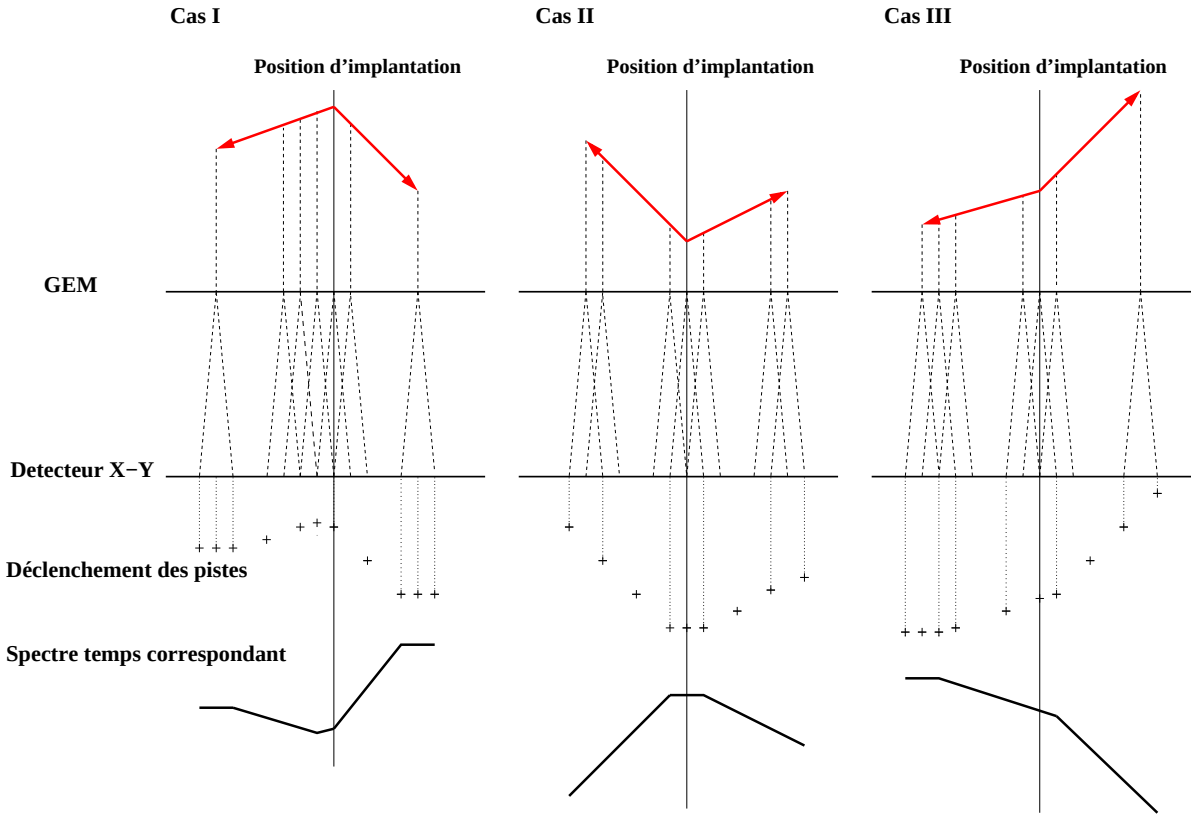


FIG. IV.22 – Schémas illustrant l'effet de la dispersion des électrons en sortie des GEM sur l'allure des spectres temps correspondant à une émission de deux particules. Trois cas sont distingués : les deux protons vont tous les deux vers le bas (cas I), tous les deux vers le haut (cas II), un proton va vers le haut et un vers le bas (cas III). Pour les trois cas, les protons partent de part et d'autre du point d'implantation de l'ion.

$$\Delta z = \pm\sqrt{R^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2} \tag{IV.25}$$

et son erreur associée :

$$\sigma_{\Delta z} = \frac{\sqrt{R^2\sigma_R^2 + \Delta x^2\sigma_{\Delta x}^2 + \Delta y^2\sigma_{\Delta y}^2}}{\Delta z} \tag{IV.26}$$

Δx et Δy sont déterminés par l'analyse des spectres énergie. Le signe de Δz correspond à la direction du proton, avec un signe positif pour une trajectoire vers le haut et un signe négatif pour une trajectoire vers le bas. Cette information sur la direction de la trajectoire est déduite de l'analyse des spectres temps.

Finalement, la dernière observable à déterminer est le parcours total R de la trajectoire calculable à partir de l'énergie individuelle de chaque proton. Le partage en énergie des protons a été déterminé par l'ajustement des spectres énergie sur les deux dimensions. Si on combine cette information avec l'énergie totale Q_{2p} = 1,48(2) MeV déterminé dans la référence [28],

on a alors l'énergie individuelle de chaque proton ($E = \epsilon * 1.48$ MeV). La figure IV.23 montre l'évolution du parcours R (dans les conditions de l'expérience) calculé avec SRIM [57][58] en fonction de l'énergie individuelle du proton.

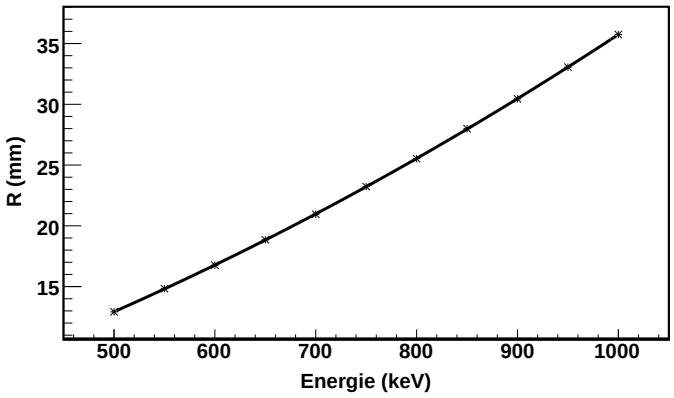


FIG. IV.23 – Parcours R calculé avec SRIM pour un proton se déplaçant dans la TPC en fonction de son énergie.

IV.3.3 Analyse individuelle des événements de décroissance

Événement n°1

La figure IV.24 montre le premier événement de décroissance 2p obtenu. On peut distinguer la trace laissée par les deux protons sur chaque dimension X et Y. Les contraintes d'ajustement concernent les surfaces qui doivent être les mêmes pour chaque proton sur les deux dimensions. De plus, la position de départ est contrainte à $\pm 1\sigma$ de la position d'arrêt de l'ion obtenue par l'analyse du spectre d'implantation.

L'ajustement de ces spectres énergie permet de déterminer le partage en énergie individuel de chaque proton : $\epsilon_1 = 41{,}8 \pm 0{,}6$ % et $\epsilon_2 = 58{,}2 \pm 0{,}6$ %.

La partie gauche de la figure IV.25 montre les trajectoires projetées déterminées grâce à cet ajustement des spectres énergie de décroissance. Les parties du milieu et de droite montrent les trajectoires projetées sur le plan [X,Z] et sur le plan [Y,Z] calculées à l'aide des parcours individuels. Cette méthode ne permettant pas d'obtenir la direction de la trajectoire du proton (haut ou bas), deux possibilités sont indiquées sur la figure avec le proton n°1 en pointillé et le proton n°2 en pointillés plus longs. Dans toute la suite, nous définirons arbitrairement un proton n°1 et un proton n°2 par souci de clarté, représentés respectivement sur les différentes figures par un trait en pointillés et un trait en pointillés plus longs.

Intéressons-nous aux spectres temps : sur la dimension Y, les protons sont partis de part et d'autre de l'implantation de l'ion. Ainsi, on peut séparer facilement les portions du spectre temps correspondant à chaque proton, et en déduire qu'ils sont partis tous les deux vers le bas.

Cette conclusion est corroborée par le spectre temps sur la dimension X où l'on voit la trace vers le bas du proton n°2. Celle-ci cache la trace du proton n°1 qui va également vers le bas mais avec une pente plus faible. Compte tenu de ces directions, l'angle relatif obtenu à l'aide des parcours calculés est $\theta = 80{,}1 \pm 2{,}6^\circ$.

Si on considère les valeurs obtenues par l'ajustement des spectres temps, l'angle déterminé est $\theta = 84{,}8 \pm 10{,}0^{\circ}$, ce qui est en très bon accord avec la valeur obtenue par le calcul du parcours.

Événement n°2

La figure IV.26 montre le deuxième événement de décroissance 2p. Les traces des deux protons ne sont visibles que sur la dimension Y. Étant partis du même coté sur la dimension X, on ne peut pas les distinguer. L'analyse des spectres énergie permet de déterminer le partage en énergie de chaque proton avec $\epsilon_1 = 50{,}3 \pm 1{,}9$ % et $\epsilon_2 = 49{,}7 \pm 1{,}9$ %.

De même que pour l'événement précédent, la figure IV.27 montre les deux possibilités de trajectoires projetées sur les plans [X,Y], [X,Z] et [Y,Z], calculées avec le parcours théorique individuel de chaque proton.

Ces trajectoires sont en bon accord avec ce qui est observé sur les spectre temps ; elles ont approximativement le même angle par rapport à la verticale, avec le proton n°1 qui va vers le haut et le proton n°2 qui va vers le bas. Seuls les spectres temps sur la dimension Y sont ajustés car les trajectoires sont plus longues et ainsi plus précises.

L'angle relatif déterminé à l'aide des parcours calculés est $\theta = 129{,}2 \pm 9{,}8^{\circ}$.

En considérant les valeurs obtenues avec les ajustements des spectres temps, on obtient un angle $\theta = 123{,}8 \pm 3{,}1^{\circ}$, ce qui est en très bon accord avec la valeur de l'angle déterminé par le calcul du parcours.

Événement n°3

Le troisième événement de décroissance 2p est montré sur la figure IV.28. Sur les dimensions X et Y, les deux protons sont partis de part et d'autre de l'implantation de l'ion ^{54}Zn mais ne sont bien distinguables uniquement sur la dimension Y.

L'analyse des spectres énergie permet de déterminer le partage en énergie de chaque proton avec $\epsilon_1 = 53{,}8 \pm 0{,}8$ % et $\epsilon_2 = 46{,}2 \pm 0{,}8$ à%.

Concernant l'analyse des spectres temps, seulement la dimension Y est analysée, les trajectoires étant plus longues. Les deux protons vont tous les deux vers le haut. Ainsi, la partie centrale autour de l'implantation est négligée pour des raisons de résolution spatiale qui ont été évoquées dans le paragraphe IV.3.2.1.

La figure IV.29 montre les possibilités de trajectoires projetées sur les plans [X,Y], [X,Z] et [Y,Z] obtenues avec les parcours individuels calculés. Au vu de ces trajectoires prédites, on s'attend à obtenir des valeurs de Δt relativement grandes. Or, on remarque que le spectre temps n'est pas du tout en accord avec ces prédictions. Cela provient de biais expérimentaux déjà évoqués qui concernent les trajectoires ayant un petit angle par rapport à la verticale. En effet on peut voir sur les figures IV.28 et IV.29 que les traces projetées des protons sont courtes sur les deux dimensions ce qui implique que l'angle par rapport à la verticale est très petit. L'ajustement des spectres temps ne permet donc pas de reconstruire quantitativement la trajectoire des protons émis mais les trajectoires n'étant pas strictement verticales, on peut tout de même conclure que les deux protons vont vers le haut.

L'angle relatif déterminé avec les parcours individuels calculés est $\theta = 60{,}1 \pm 1{,}3^{\circ}$.

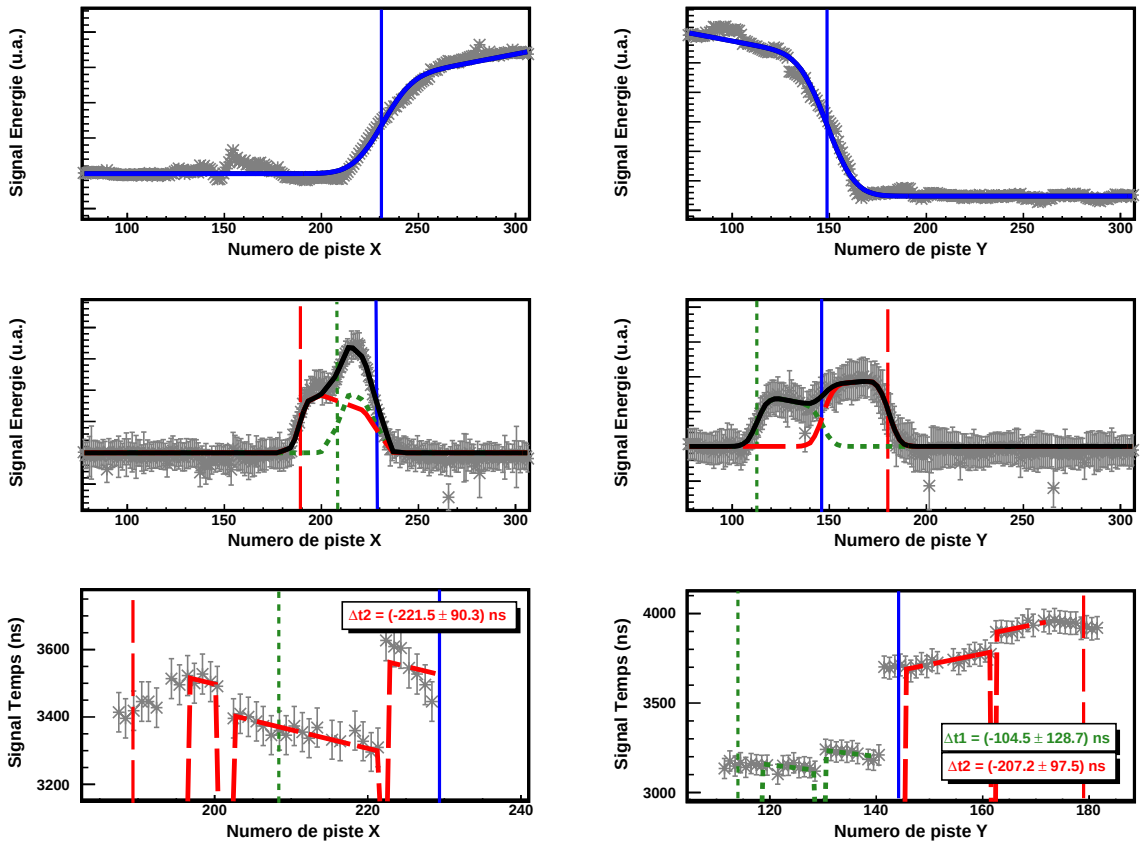


FIG. IV.24 – Premier événement de décroissance 2p. Les spectres d'implantation (haut) permettent de déterminer la position d'implantation de l'ion (trait bleu). Les spectres de décroissance (milieu) nous donnent les positions de départ (trait bleu) et d'arrêt de chaque proton (vert pour le proton n°1 et rouge pour le proton n°2). Les spectres temps (bas) donnent accès à la direction (haut ou bas) de chaque proton individuel. Voir le texte pour plus de détails.

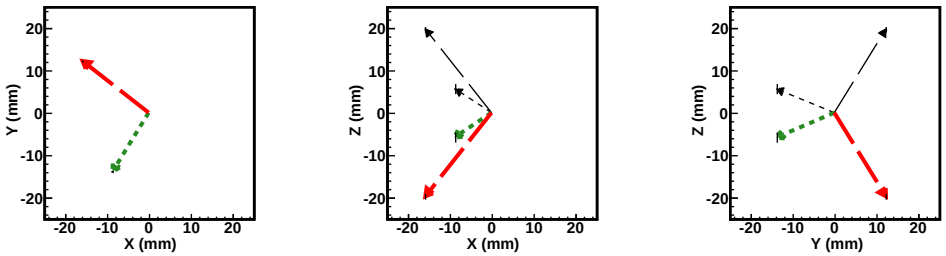


FIG. IV.25 – Trajectoires projetées sur le plan [X,Y](gauche) déterminés par l'analyse des spectres énergie. Figurent également les trajectoires projetées sur les plans [X,Z] (milieu) et [Y,Z] (droite) déterminées à partir des parcours calculés. Pour chaque proton, deux possibilités sont représentées (haut ou bas). L'analyse des spectres temps permet de déterminer la direction de la trajectoire qui est, dans ce cas, représentée en couleur.

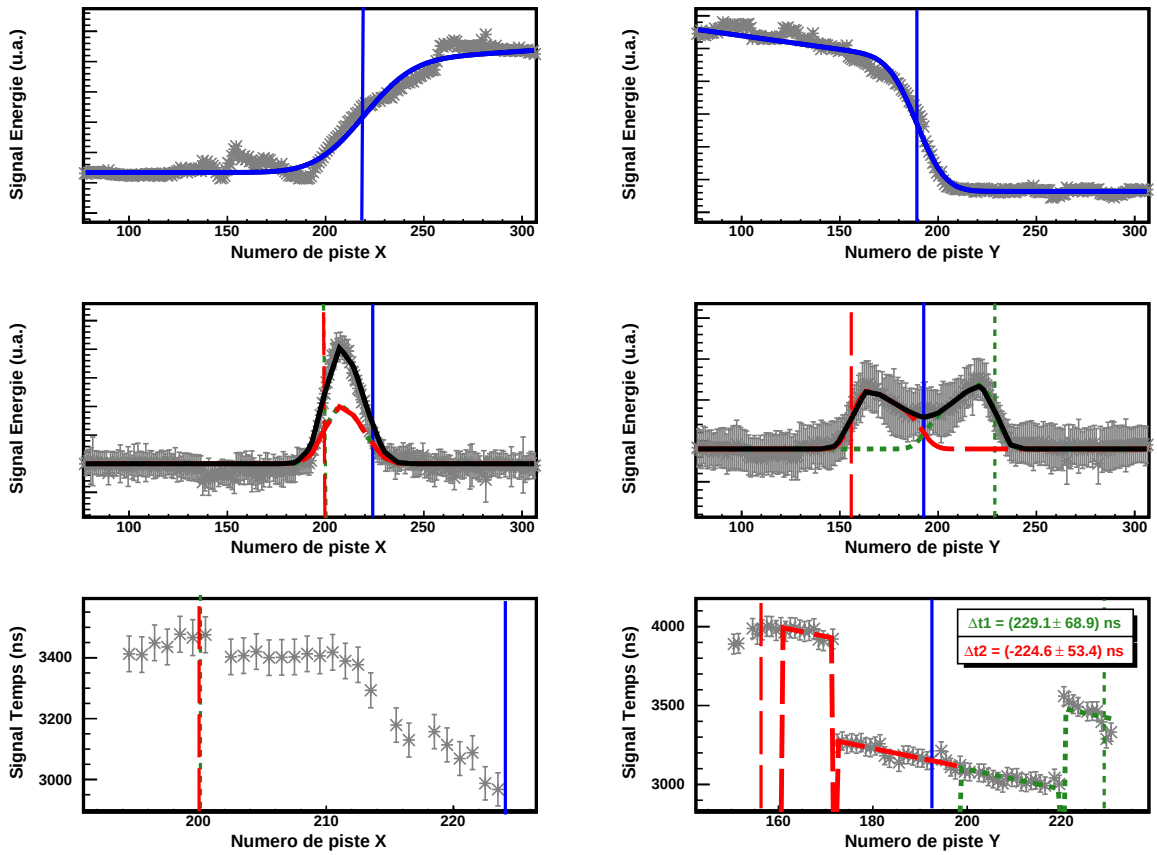


FIG. IV.26 – Deuxième événement de décroissance 2p. Voir légende détaillée de la figure IV.24. Ici, seulement les spectres temps de la dimension Y sont analysés, les trajectoires projetées étant plus longues sur cette dimension.

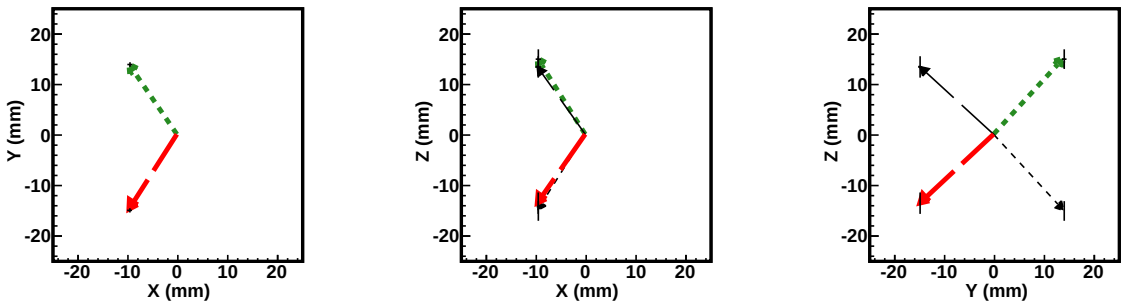


FIG. IV.27 – Voir légende de la figure IV.25. L'analyse des spectres temps permet de déterminer les directions des protons. Le proton n°1 (en vert) va vers le haut tandis que le proton n°2 (en rouge) va vers le bas.

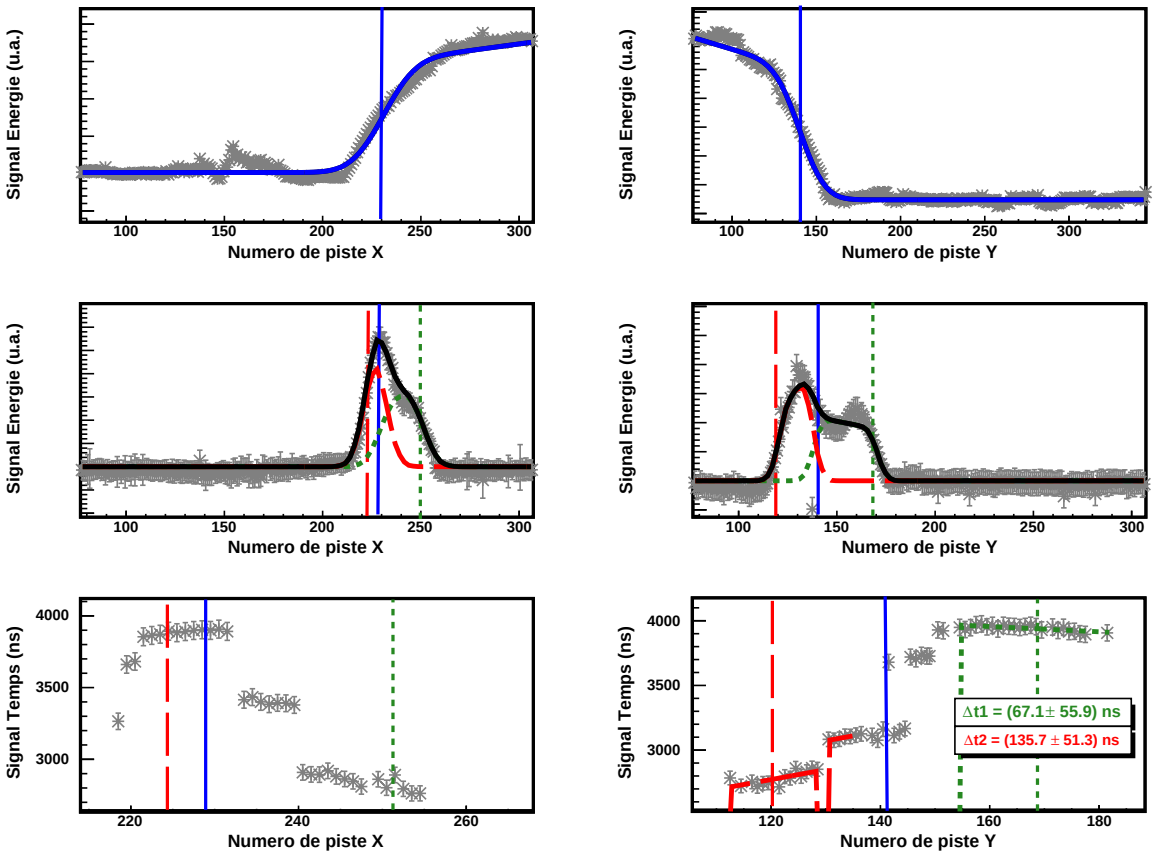


FIG. IV.28 – Troisième événement de décroissance 2p. Voir légende détaillée de la figure IV.24. Ici, les spectres temps de la dimension Y sont analysés, permettant d'affirmer que les deux protons vont vers le haut. Cependant, les trajectoires étant très courtes pour les deux protons, l'analyse ne permet pas de déterminer les valeurs des Δt des trajectoires. Cela est effectué par les calculs de parcours individuels.

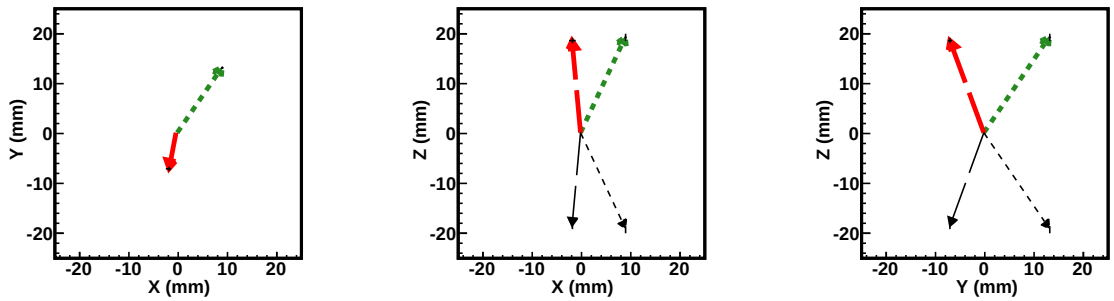


FIG. IV.29 – Voir légende de la figure IV.25. L'analyse des spectres temps permet d'affirmer que les deux protons vont vers le haut (trajectoires en couleur).

Événement n°4

Le quatrième événement de décroissance 2p est montré sur la figure IV.30. La trace des deux protons est clairement visible sur la dimension X.

L'analyse des spectres énergie permet de déterminer le partage en énergie de chaque proton avec $\epsilon_1 = 35{,}3 \pm 5{,}3$ % et $\epsilon_2 = 64{,}7 \pm 5{,}3$ %.

Comme on le voit sur la figure IV.27, qui montre les trajectoires possibles calculées avec le parcours théorique, le proton n°1 est parti le long de l'axe Y. Par conséquent, le spectre temps pour ce proton sur la dimension Y ne permet d'extraire aucune information. L'ajustement du spectre temps est donc réalisé sur la dimension X. En revanche, le spectre temps du proton n°2 est ajusté sur la dimension Y, la trajectoire étant plus longue.

L'angle relatif déterminé avec les parcours totaux calculés est $\theta = 88{,}9 \pm 9{,}5^\circ$. Si on considère la troisième composante des trajectoires déterminée avec les ajustements des spectres temps, on obtient un angle $\theta = 95{,}5 \pm 7{,}8^\circ$, ce qui est en très bon accord avec la valeur déterminée avec les parcours.

Événement n°5

La figure IV.32 montre le cinquième événement de décroissance 2p. Sur le spectre énergie de la dimension Y, les traces des deux protons sont visibles. Sur la dimension X, on remarque une fluctuation du signal importante mais l'allure du spectre n'en est pas altérée.

L'ajustement de ces spectres permet de déterminer le partage en énergie de chaque proton avec $\epsilon_1 = 40{,}1 \pm 0{,}5$ % et $\epsilon_2 = 59{,}9 \pm 0{,}5$ %.

Concernant les spectres temps, une pente est bien visible sur la dimension Y correspondant au proton n°2 qui va vers le haut. Le plateau en début de trajectoire étant particulièrement long, on en déduit, par comparaison avec les trajectoires projetées de la figure IV.33, que le proton n°1 est parti vers le bas et masque ainsi le début de la trajectoire du proton n°2.

L'angle relatif déterminé avec les parcours totaux calculés est $\theta = 111{,}7 \pm 1{,}8^\circ$. De même que pour l'événement n°3, la trajectoire projetée du proton n°1 est très courte sur les dimensions X et Y. L'ajustement du spectre temps ne permet donc pas de reconstruire la trajectoire de ce proton.

Événement n°6

Le sixième événement de décroissance est montré sur la figure IV.34. Le spectre d'implantation sur la dimension X présente une structure particulière due à un dysfonctionnement de la réponse du détecteur X-Y. Le paramètre de position d'émission des protons sur la dimension X est par conséquent relâché dans l'ajustement. Les deux protons étant clairement visibles sur le spectre de décroissance, la position d'émission des protons est tout de même déterminée précisément. L'ajustement des spectres énergie permet de déterminer le partage en énergie de chaque proton avec $\epsilon_1 = 46{,}5 \pm 0{,}7$ % et $\epsilon_2 = 53{,}5 \pm 0{,}7$ %.

Concernant les spectres temps, on voit clairement sur la dimension X que les deux protons partent vers le bas. Cela est confirmé par le spectre temps de la dimension Y où seule la trace du proton n°1 est visible et est très clairement dirigé vers le bas. La figure IV.35 montre les trajectoires possibles calculées avec les parcours individuels. Les trajectoires vers le bas sont donc retenues et l'angle ainsi obtenu avec les parcours calculés est $\theta = 51{,}6 \pm 1{,}0^\circ$.

Si on considère la troisième composante des trajectoires déterminées avec les ajustements des spectres temps, on obtient un angle $\theta = 47{,}4 \pm 3{,}4^\circ$, ce qui est en très bon accord avec l'angle déterminé avec les parcours.

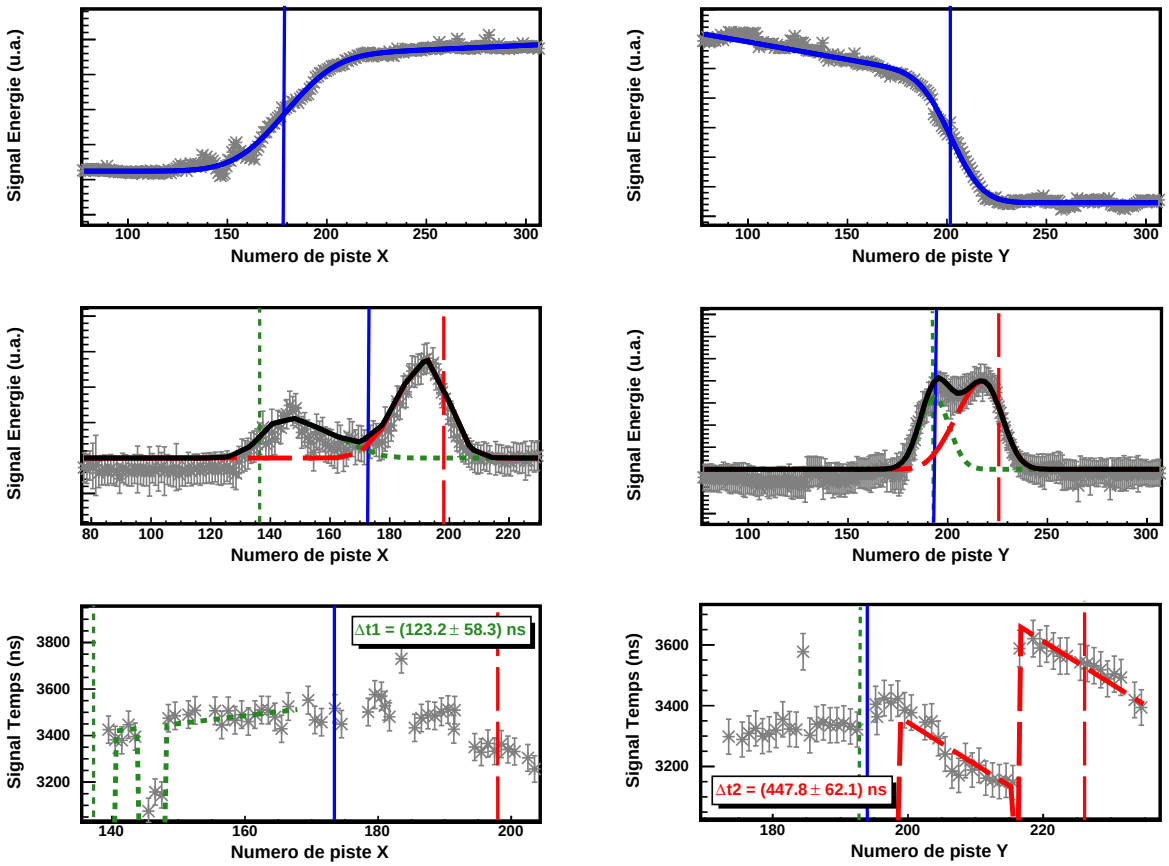


FIG. IV.30 – Quatrième événement de décroissance 2p. Voir légende détaillée de la figure IV.24. Ici, le spectre temps est ajusté sur la dimension X pour le proton n°1 et sur la dimension Y pour le proton n°2. Cette analyse permet d'affirmer que les deux protons sont partis vers le haut.

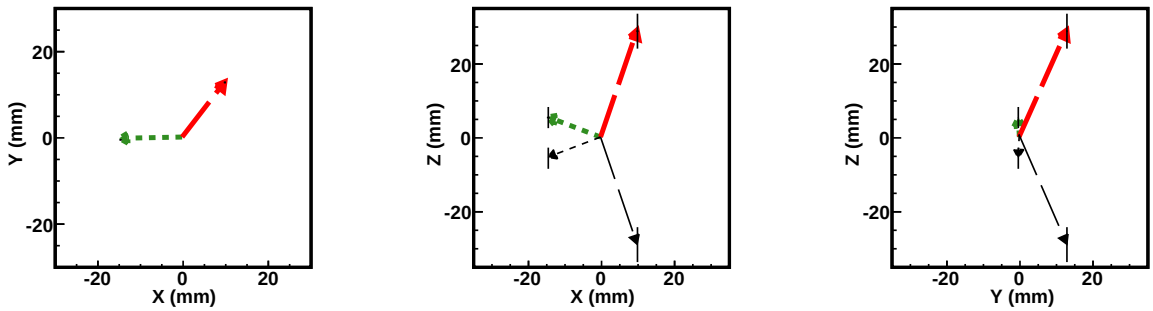


FIG. IV.31 – Voir légende de la figure IV.25. Ici, les deux protons vont vers le haut (trajectoires en couleur). Les traits pleins verticaux indiquent les incertitudes sur les coordonnées des trajectoires.

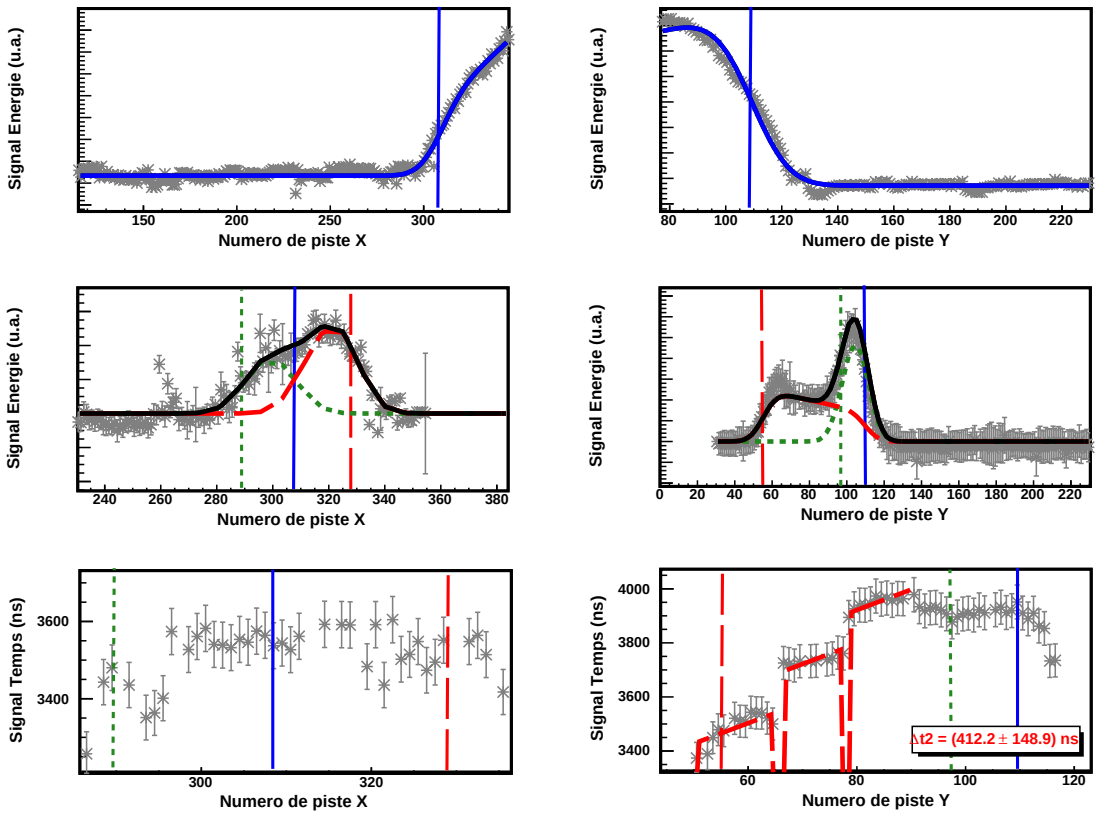


FIG. IV.32 – Cinquième événement de décroissance 2p. Voir légende détaillée de la figure IV.24. Ici, le spectre temps est uniquement analysé sur la dimension Y pout le proton n° 2. Le proton n°1 ayant un très faible parcours projeté sur les deux dimensions, la reconstruction de sa trajectoire est impossible par l'analyse des spectres temps. En revanche, le plateau important en début de trajectoire du proton n°2 sur la dimension Y permet d'affirmer que le proton n°1 est parti vers le bas, masquant ainsi le début de la trajectoire du proton n°2.

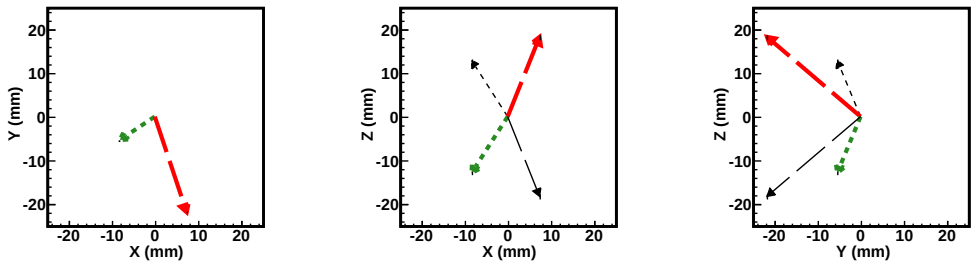


FIG. IV.33 – Voir légende de la figure IV.25. L'analyse du spectre temps de la dimension Y permet d'affirmer que le proton n°1 (en vert) est parti vers le bas tandis que le proton n°2 (en rouge) est parti vers le haut.

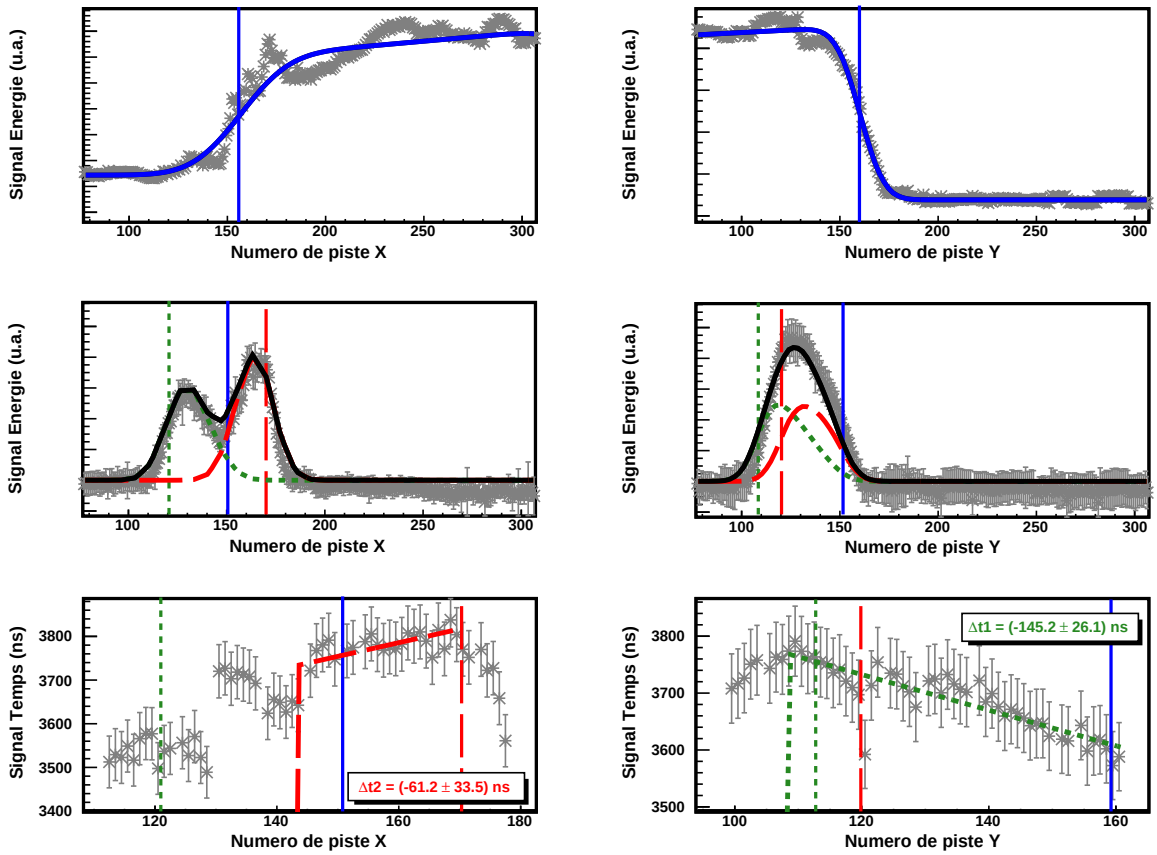


FIG. IV.34 – Sixième événement de décroissance 2p. Voir légende détaillée de la figure IV.24. Ici, Les spectres temps sont analysés sur la dimension X pour le proton n°2 et sur la dimension Y pour le proton n°1.

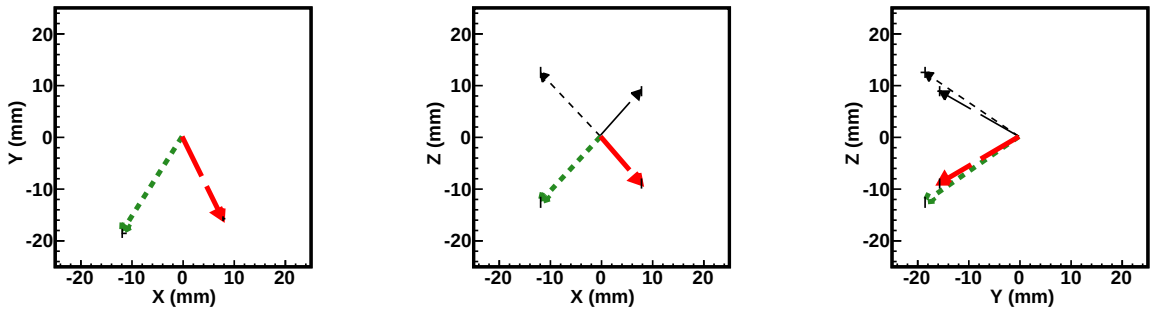


FIG. IV.35 – Voir légende de la figure IV.25. L'analyse des spectres temps permet d'affirmer que les deux protons vont vers le bas.

Événement n°7

La figure IV.36 montre le septième événement obtenu de décroissance 2p. Ici, les traces des deux protons ne sont distinguables sur aucune des deux dimensions, les deux protons sont partis du même côté et ont donc un angle relatif d'émission petit. L'ajustement des spectres énergie permet de déterminer le partage en énergie de chaque proton avec $\epsilon_1 = 40{,}5\pm 1{,}3$ % et $\epsilon_2 = 59{,}5 \pm 1{,}3$ %. Les spectres temps de la dimension X ne permettent aucune conclusion quant à la trajectoire des protons, le nombre de points étant très limité. Concernant la dimension Y, les positions d'arrêt des protons sont approximativement égales. Un ajustement du spectre permet de conclure qu'un des deux protons est parti vers le bas avec un Δt très petit ($-\ 50,4 \pm 51,1$ ns). Le schéma de la trajectoire projetée sur le plan [Y,Z] sur la figure IV.37 permet d'affirmer que le spectre temps ajusté correspond au proton n°1 qui a une pente très petite. Le proton n°2 n'étant pas visible sur le spectre temps, on en conclut qu'il est parti vers le haut. Ceci est l'unique information que l'on peut tirer du spectre temps sur la trajectoire du proton n°2.

L'angle relatif d'émission peut être par conséquent uniquement déterminé par le calcul des parcours individuels : $\theta = 68{,}0 \pm 9{,}0^\circ$.

Événement n°8

Concernant les trois événements n°8, n°9 et n°10, seulement les partages en énergie ont pu être déterminés. En effet, le groupe de mesures au cours desquels ces décroissances ont lieu ont été altérés par un dysfonctionnement de l'électronique, rendant indisponible l'information temps sur la dimension Y. De plus, pour ces trois événements, les deux protons sont partis du même côté sur la dimension X, rendant impossible la reconstruction des trajectoires. Le calcul des parcours individuels permet tout de même d'obtenir deux possibilités d'angle relatif d'émission : la première si les deux protons sont partis dans le même hémisphère, l'autre possibilité s'ils sont partis dans différents hémisphères.

La figure IV.38 montre le huitième événement de décroissance 2p obtenu. L'analyse des spectres énergie permet de déterminer le partage en énergie de chaque proton avec $\epsilon_1 = 49{,}3 \pm 1{,}1$ % et $\epsilon_2 = 50{,}7 \pm 1{,}1$ %.

Les deux angles relatifs d'émission possibles sont $\theta_1 = 27{,}3 \pm 3{,}4^\circ$ et $\theta_2 = 90{,}3 \pm 3{,}5^\circ$.

Événement n°9

La figure IV.40 montre le neuvième événement de décroissance 2p obtenu. L'analyse des spectres énergie permet de déterminer le partage en énergie de chaque proton avec $\epsilon_1 = 51{,}6 \pm 6{,}0$ % et $\epsilon_2 = 48{,}4 \pm 6{,}0$ %.

Les deux angles relatifs d'émission possibles sont $\theta_1 = 21{,}6 \pm 13{,}0^\circ$ et $\theta_2 = 54{,}8 \pm 5{,}6^\circ$.

Événement n°10

La figure IV.42 montre le dixième événement de décroissance 2p obtenu. La trace des deux protons est clairement visible sur le spectre énergie de la dimension X. L'analyse des spectres de décroissance permet de déterminer le partage en énergie de chaque proton avec $\epsilon_1 = 40{,}3 \pm 1{,}2$ % et $\epsilon_2 = 59{,}7 \pm 1{,}2$ %.

Les deux angles relatifs d'émission possibles sont $\theta_1 = 31{,}7 \pm 1{,}4^\circ$ et $\theta_2 = 79{,}5 \pm 2{,}4^\circ$.

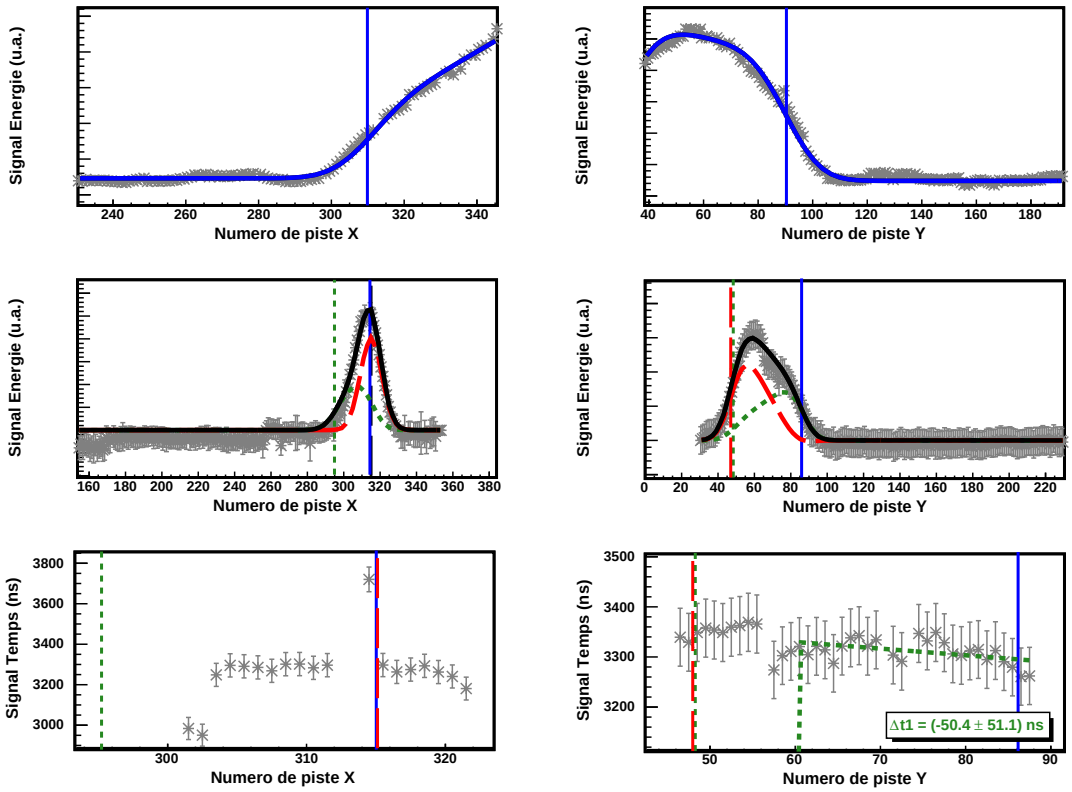


FIG. IV.36 – Septième événement de décroissance 2p. Voir légende détaillée de la figure IV.24. Le spectre temps de la dimension X n'est pas analysé, le nombre de points étant très limité. Un ajustement du spectre sur la dimension Y est effectué. L'analyse du spectre temps sur la dimension Y permet de conclure qu'un des deux protons est parti vers le bas avec un Δt très petit. Grâce à une comparaison avec les trajectoires déterminées avec les parcours calculés, on peut en déduire que c'est le proton n°1 qui est parti vers le bas, tandis que le proton n°2 ne peut être parti que vers le haut.

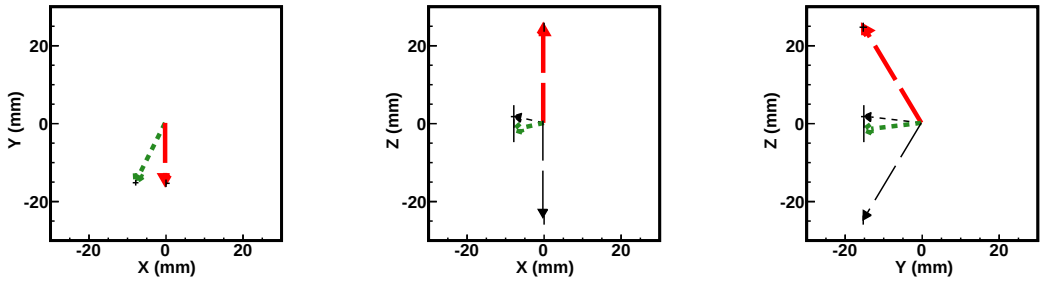


FIG. IV.37 – Voir légende de la figure IV.25. En combinant les informations sur les trajectoires projetées des protons et l'analyse du spectres temps de la dimension Y, on peut en conclure que le proton n°1 (en vert) est parti vers le bas tandis que le proton n°2 (en rouge) est parti vers le haut.

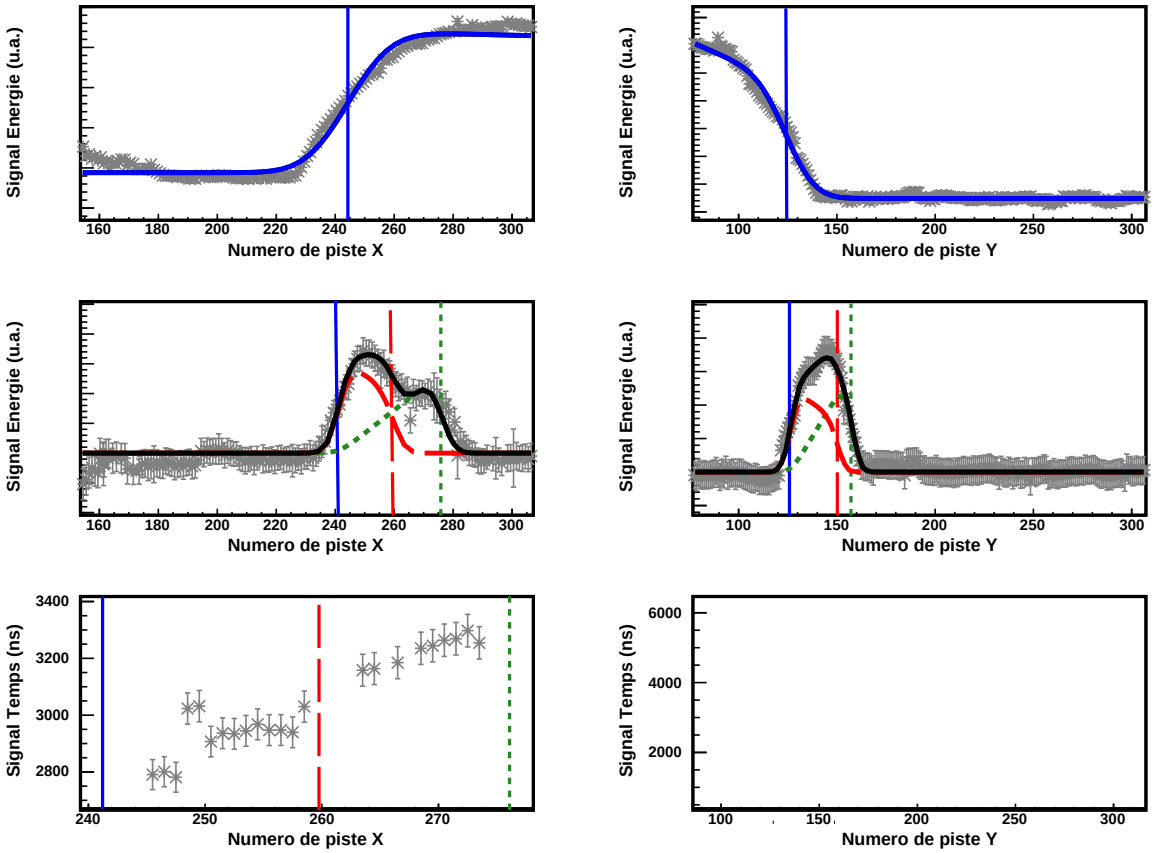


FIG. IV.38 – Huitième événement de décroissance 2p. Voir légende détaillée de la figure IV.24. Ici, le signal temps sur la dimension Y n'a pas fonctionné. Sur la dimension X, les deux protons sont partis du même côté et ont un parcours projeté relativement petit. Par conséquent, aucune information ne peut être tirée des spectres temps.

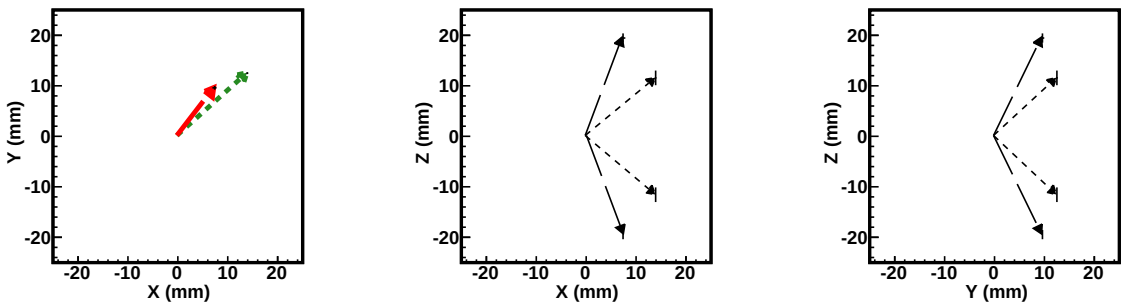


FIG. IV.39 – Voir légende de la figure IV.25. Les spectres temps ne permettent pas de déterminer le direction (haut ou bas) des trajectoires des protons donc deux possibilités subsistent.

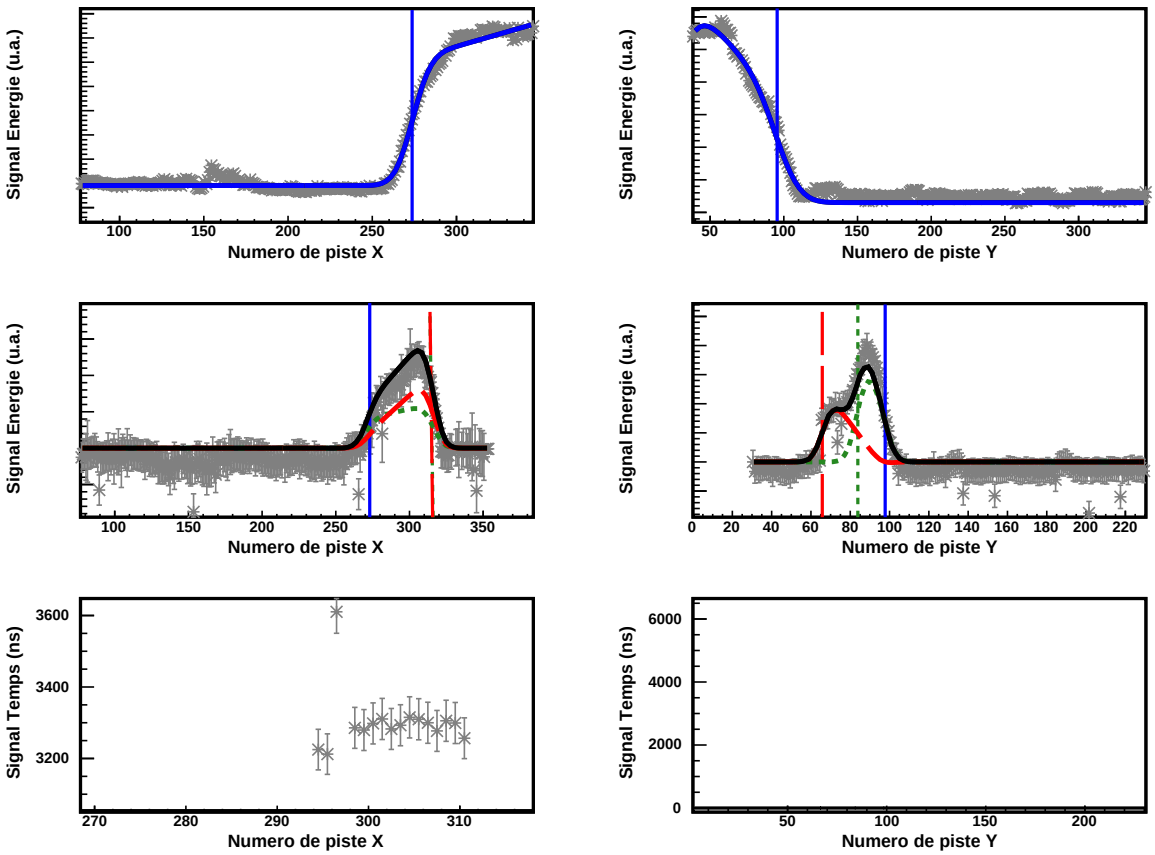


FIG. IV.40 – Neuvième événement de décroissance 2p. Voir légende détaillée de la figure IV.24. Ici, le signal temps sur la dimension Y n'a pas fonctionné. Sur la dimension X, les deux protons sont partis du même côté et ont un parcours projeté relativement petit. Par conséquent, aucune information ne peut être tirée des spectres temps.

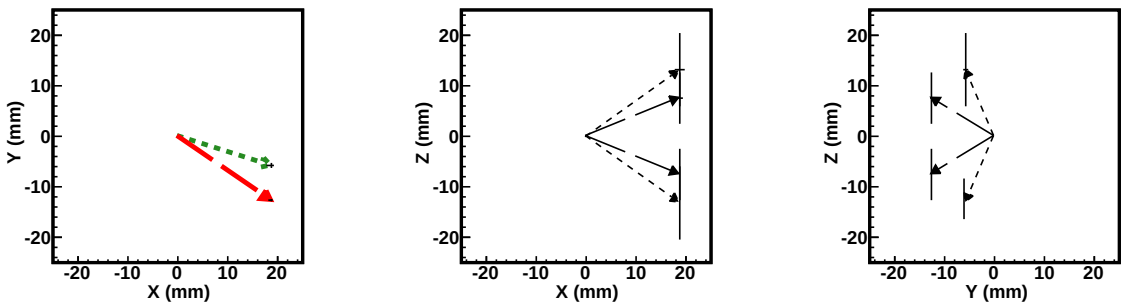


FIG. IV.41 – Voir légende de la figure IV.25. Les spectres temps ne permettent pas de déterminer le direction (haut ou bas) des trajectoires des protons donc deux possibilités subsistent.

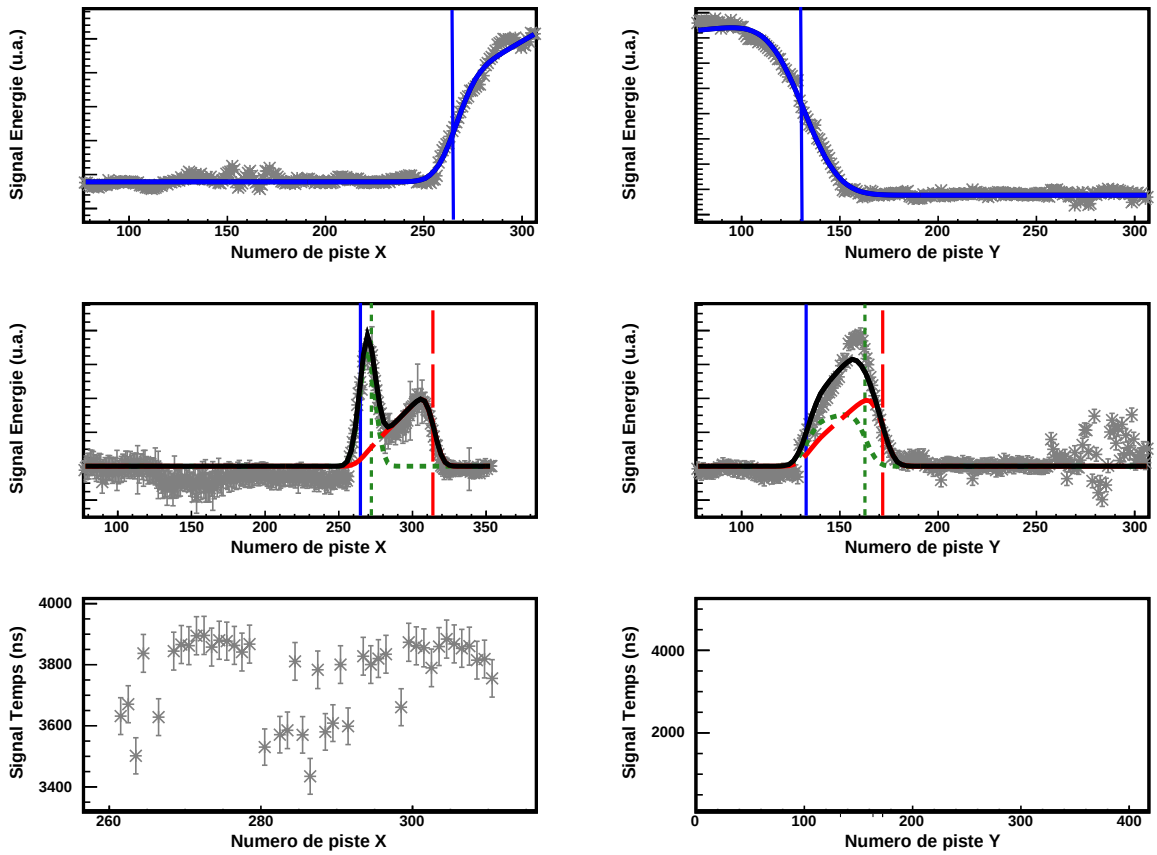


FIG. IV.42 – Dixième événement de décroissance 2p. Voir légende détaillée de la figure IV.24. Ici, le signal temps sur la dimension Y n'a pas fonctionné. Sur la dimension X, les deux protons sont partis du même côté et ont un parcours projeté relativement petit. Par conséquent, aucune information ne peut être tirée des spectres temps.

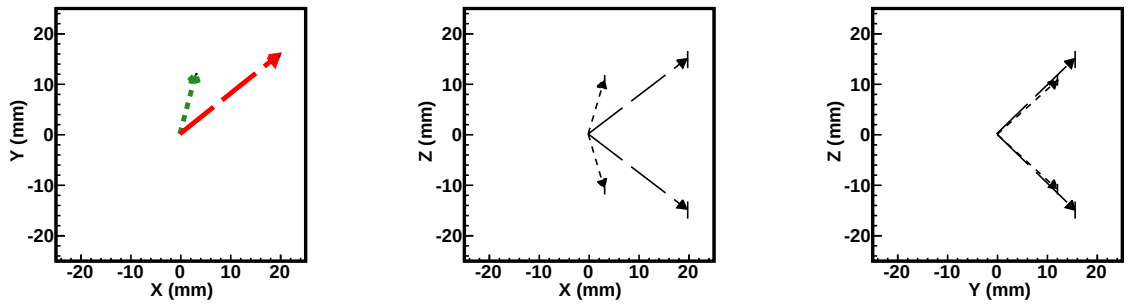


FIG. IV.43 – Voir légende de la figure IV.25. Les spectres temps ne permettent pas de déterminer le direction (haut ou bas) des trajectoires des protons donc deux possibilités subsistent.

Événement n°11

La figure IV.44 montre le onzième événement de décroissance 2p obtenu. Seulement les spectres énergie de la dimension X sont montrés pour l'implantation et la décroissance. En effet, du à un dysfonctionnement du détecteur sur les piste Y, ni le spectre d'implantation ni celui de décroissance n'a pu être analysé. Par conséquent, n'ayant aucune information sur les coordonnées Δy des trajectoires des protons, leur reconstruction spatiale en trois dimensions est impossible. C'est pourquoi les spectres temps n'ont pas été analysés. La seule information que l'on peut extraire de cet événement est le partage en énergie de chaque proton grâce à l'analyse du spectre énergie de la dimension X avec $\epsilon_1 = 49{,}9 \pm 2{,}8$ % et $\epsilon_2 = 50{,}1 \pm 2{,}8$ %.

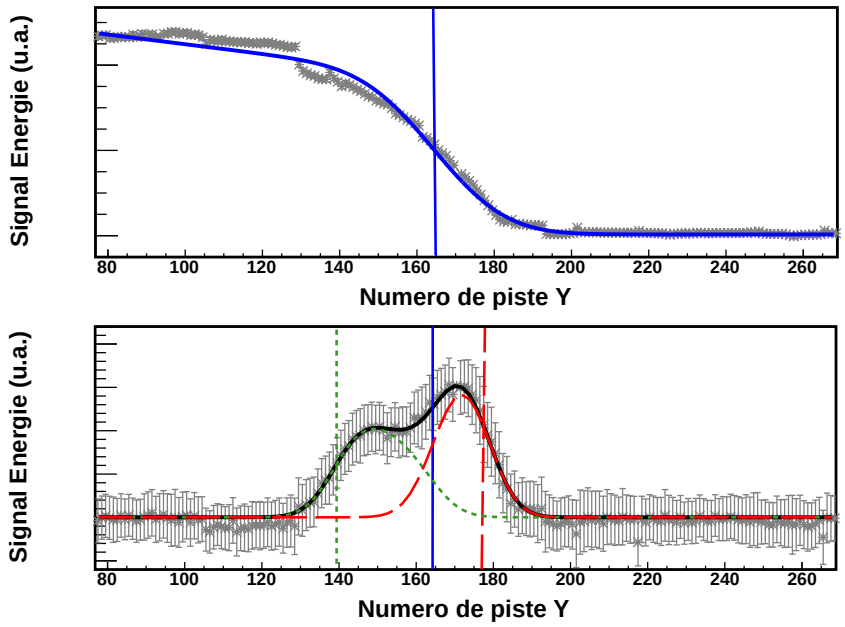


FIG. IV.44 – Onzième événement de décroissance 2p. En raison d'un dysfonctionnement du détecteur altérant les spectres énergie d'implantation et de décroissance sur la dimension Y, seuls les spectres énergie de la dimension X sont montrés.

IV.3.4 Résultats

L'analyse individuelle des événements de décroissances 2p a permis de déterminer le partage en énergie entre les deux protons pour les onze événements. Concernant l'angle relatif d'émission, seulement sept événements ont pu être reconstruits en trois dimensions (*cf*. figure IV.45).

IV.3.4.1 Partage de l'énergie

L'analyse des spectres énergie permet de calculer la fraction d'énergie totale de décroissance emportée par chaque proton. Pour chaque événement, les valeurs correspondantes sont détaillées dans la partie précédente présentant l'analyse individuelle des événements de décroissance. La figure IV.46 montre la distribution de la fraction d'énergie obtenue

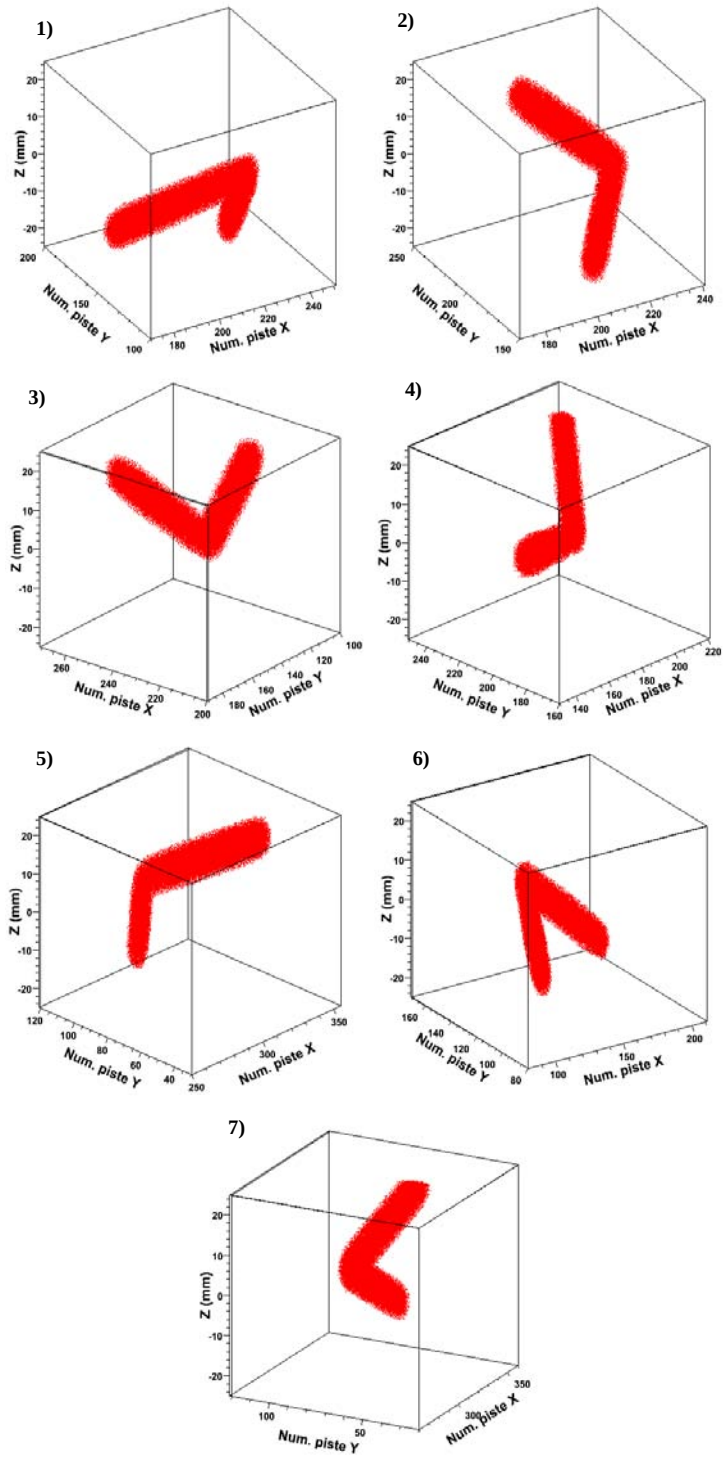


FIG. IV.45 – Représentation en trois dimensions des trajectoires des protons émis dans la décroissance de ^{54}Zn. Chaque figure est labélisée de la même manière que dans le paragraphe IV.3.3 où chacun des sept événements est décrit en détail.

pour les onze événements analysés [29]. Cette distribution est parfaitement symétrique par construction car pour chaque événement la fraction d'énergie ϵ emportée par un proton et celle emportée par l'autre proton (1-ϵ) sont reportées dans l'histogramme. Les erreurs sont incluses dans ce spectre par la méthode du maximum de vraisemblance qui consiste à distribuer chaque valeur sur les canaux voisins reflétant ainsi l'incertitude sur cette valeur. Pour cela, une gaussienne normalisée à 1 est définie pour chaque valeur ϵ, dont le centre est ϵ et l'écart type σ_ϵ.

On constate que les deux protons se partagent équitablement l'énergie disponible. Une confrontation de cette distribution aux modèles théoriques est effectuée dans le chapitre suivant.

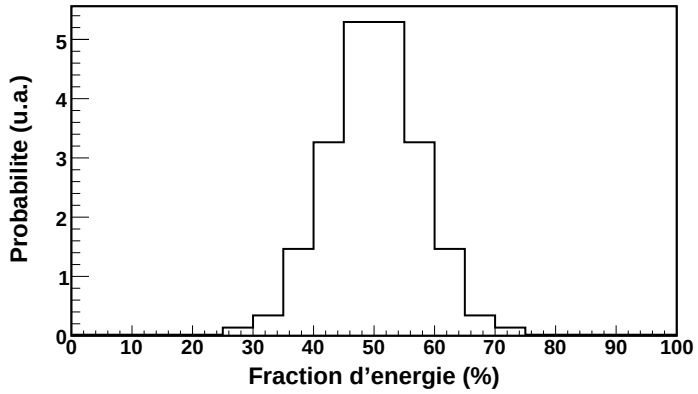


FIG. IV.46 – Fraction d'énergie totale de décroissance emportée par chaque proton émis. Les onze événements figurent dans le spectre qui prend en compte les incertitudes associées à chaque événement. On constate que les protons se partagent équitablement l'énergie disponible.

IV.3.4.2 Deux méthodes indépendantes pour la détermination de l'angle relatif d'émission

L'utilisation de deux méthodes indépendantes pour déterminer les observables des trajectoires des protons permet une contre-vérification des résultats obtenus. Pour déterminer la troisième composante des trajectoires, la première méthode utilise les paramètres obtenus par l'ajustement des spectres temps tandis que la seconde utilise le parcours individuel calculé de chaque proton. Des limites à ces méthodes ont été mises en évidence. La première est limitée par la difficulté d'interpréter les spectres temps. Cette complexité provient principalement de l'effet défocalisant des GEM modifiant la structure des signaux. La deuxième procédure dépend des paramètres déterminés par l'analyse des spectres énergie, dont les biais et incertitudes sont beaucoup mieux maîtrisés. En revanche, elle dépend tout de même des signaux temps pour la direction du proton (haut ou bas) et de l'énergie de chaque proton, qui doit être connue avec une bonne précision.

La figure IV.47 montre les corrélations entre les deux méthodes pour la détermination de la composante Δz et pour le calcul de l'angle relatif entre les deux protons émis. Nous avons vu que sept événements sur les onze ont pu être reconstruits en trois dimensions (événements n°1 à n°7). Sur ces sept événements, seulement quatre ont été reconstruits complètement grâce

aux deux méthodes (événements n°1, n°2, n°4 et n°6). Concernant les événements n°5 et n°7, la troisième composante Δz n'a pu être déterminée par la méthode de l'analyse des spectres temps que pour un seul proton tandis qu'elle n'a été déterminée pour aucun des deux protons dans le cas de l'événement n°3. C'est pourquoi dix valeurs de Δz et seulement quatre valeurs d'angle sont représentés sur la figure IV.47.

On constate que les deux jeux de valeurs sont en bon accord, autant pour les Δz que pour les angles, ce qui donne confiance aux résultats obtenus.

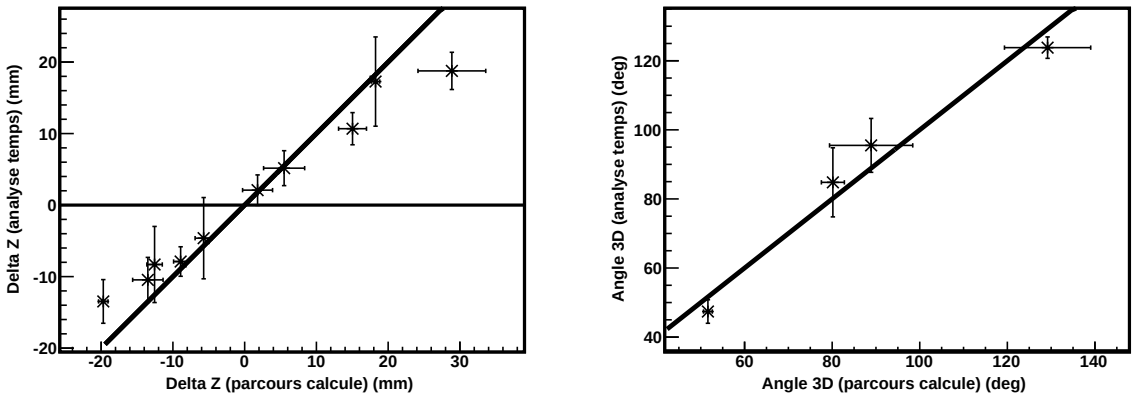


FIG. IV.47 – Corrélations entre les observables déterminées par un ajustement des spectres temps et celles obtenues avec les parcours individuels calculés. A gauche sont représentés les composantes Δz des trajectoires tandis qu'à droite figurent les angles relatifs d'émission qui ont pu être déterminés par les deux méthodes uniquement pour quatre événements. Le trait plein correspond à la droite d'équation y=x.

IV.3.4.3 Distribution angulaire des protons émis

L'analyse des spectres de décroissance 2p a permis de reconstruire en trois dimensions les trajectoires des deux protons émis pour sept événements [29]. Cette analyse a été détaillée événement par événement dans le paragraphe IV.3.3. Le haut de la figure IV.48 représente les angles d'émission obtenus pour ces sept événements par des gaussiennes dont le centre correspond à la valeur de l'angle relatif et l'écart type à l'incertitude sur cet angle. Le bas de la figure IV.48 montre la distribution angulaire obtenue incluant les erreurs de la même manière que pour le partage en énergie. Notons qu'une structure à "deux bosses" se dégage avec un premier maximum situé autour de 60° et un deuxième aux environs de 120°. Cette distribution angulaire sera discutée et comparée à des modèles théoriques dans le chapitre suivant.

En plus de ces sept événements reconstruits en trois dimensions, trois ont pu être "partiellement" reconstruits, les signaux temps ne permettant pas de conclure quant à la direction des protons (haut ou bas). Il existe donc, pour ces trois événements, deux possibilités pour l'angle relatif d'émission. Cela est représenté sur le bas de la figure IV.48 par un trait plein pour la première possibilité et un trait en pointillé pour la seconde.

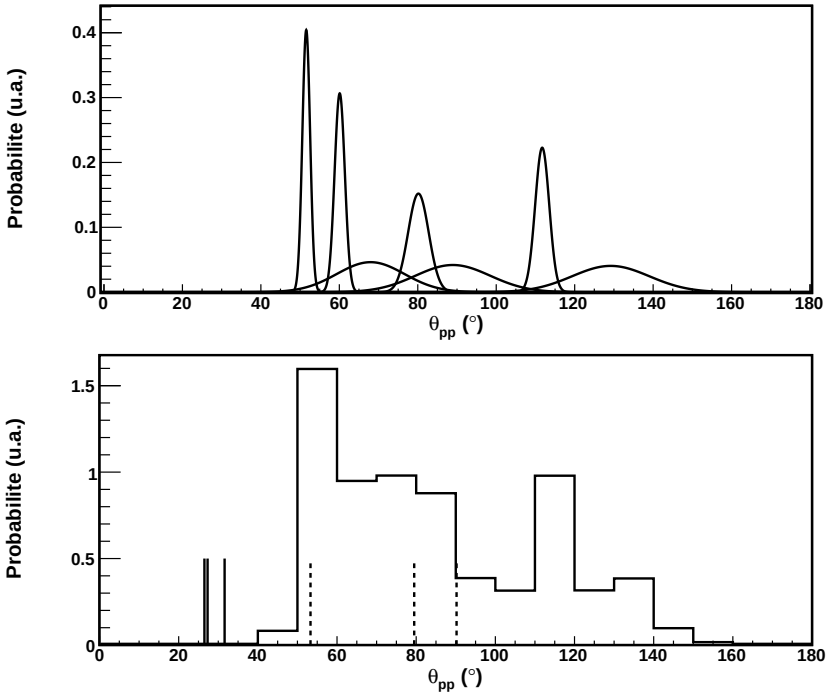


FIG. IV.48 – Angle relatif d'émission entre les deux protons calculé dans l'espace à trois dimensions. En haut sont représentés les sept événements de décroissance reconstruits en trois dimensions par des gaussiennes dont le centre correspond à la valeur de l'angle relatif déterminé et dont l'écart type correspond à l'erreur sur cet angle. En bas figure la distribution expérimentale correspondant à la somme des gaussiennes de la figure du haut. Les traits pleins et en pointillé correspondent aux deux angles relatifs possibles pour les trois événements non reconstruits totalement.

Chapitre V

Interprétation des résultats et perspectives

Sommaire

V.1 Interprétation des résultats **109**
V.1.1 Durée de vie de ^{54}Zn 109
V.1.2 Corrélations entre les protons émis 112
V.2 Perspectives **115**
V.2.1 Du point de vue physique 115
V.2.2 Du point de vue technique 117

Ce dernier chapitre est consacré à l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus. La durée de vie de ^{54}Zn ainsi que les corrélations énergétiques et angulaires sont comparés à des modèles théoriques. Des perspectives concernant les études sur la radioactivité 2p sont également présentées, en particulier les possibles expériences à venir dans les prochaines années et les développements techniques concernant la réalisation d'un nouveau détecteur TPC.

V.1 Interprétation des résultats

Dans cette partie, les résultats expérimentaux décrits dans le chapitre précédent sont confrontés aux modèles théoriques présentés au paragraphe I.5. Nous allons évoquer à plusieurs reprises les orbitales actives prédites par le modèle en couches "standard" pour les protons du noyau ^{54}Zn. Une représentation schématique de ces orbitales est montrée sur la figure V.1 où la configuration des protons la plus probable est schématisée. Nous verrons par la suite qu'il existe en réalité un mélange de différentes configurations.

V.1.1 Durée de vie de ^{54}Zn

Dans le chapitre 1, différents modèles développés pour décrire la radioactivité 2p ont été introduits. En particulier, le modèle *diproton* de Brown prend en compte la structure nucléaire pour prédire la durée de vie de l'émetteur 2p à travers des calculs de facteurs spectroscopiques dans le cadre du modèle en couches standard. Le modèle à trois corps de Grigorenko, quant

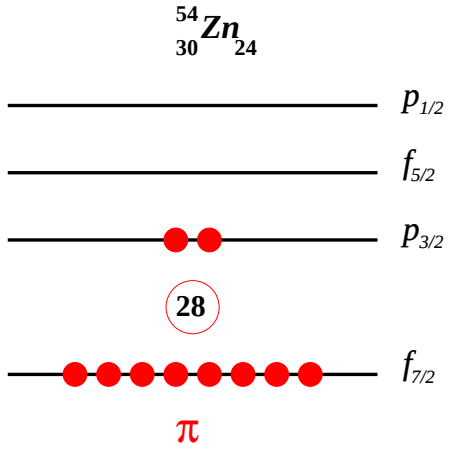


FIG. V.1 – Représentation schématique de la disposition en couches des protons π dans le noyau ^{54}Zn d'après le modèle en couches standard.

à lui, traite la dynamique de manière plus réaliste en considérant explicitement un système *cœur+p+p*. Cependant, ces deux modèles ne sont pas complets. Brown traite la dynamique de manière très simplifiée : il définit le processus de radioactivité 2p comme une quasi-particule ^{2}He qui traverse la barrière de potentiel tandis que Grigorenko prend en compte les effets de structure très simplement en calculant la durée de vie pour différentes configurations "l^2" des deux protons dans le noyau initial. La structure nucléaire est donc uniquement un paramètre de son modèle.

Dans cette partie, la durée de vie partielle 2p de ^{54}Zn est à nouveau calculée [29] en considérant la partie plus réaliste de chacun des deux modèles. En d'autre termes, la partie "structure" de la décroissance est prise en compte à travers les facteurs spectroscopiques calculés par le modèle en couches tandis que la partie "dynamique" de la décroissance est donnée par le modèle de Grigorenko.

Les durées de vie calculées par Grigorenko pour des configurations pures p^2 et f^2 sont :

$$\begin{aligned} T_{1/2}(f^2) &= 45 \quad ms \\ T_{1/2}(p^2) &= 0,9 \quad ms \end{aligned} \tag{V.1}$$

Des configurations p^2 ou f^2 correspondent aux cas où les deux protons sont sur une orbitale p ($p_{1/2}$ ou $p_{3/2}$) ou sur une orbitale f ($f_{5/2}$) (voir figure V.1).

Concernant le modèle en couches, les "amplitudes spectroscopiques" pour une paire de protons prennent en compte le recouvrement des fonctions d'onde pour un *diproton* avec le noyau initial (^{54}Zn) et le noyau final (^{52}Ni). Ces amplitudes de probabilité correspondent aux facteurs spectroscopiques si on les élève au carré. Elles sont calculées en utilisant l'hamiltonien GPFX1A [63]. Notons que l'applicabilité de cet hamiltonien à ^{54}Zn (T=3, T_Z=-3) peut être jugée par son applicabilité sur le noyau miroir ^{54}Cr (T=3, T_Z=3). Ce noyau est stable et a été étudié en détail. Il se trouve juste à côté de la région pour laquelle l'hamiltonien GPFX1A a été établi. La comparaison des niveaux d'énergie théoriques et expérimentaux est très bonne [64]. Cet hamiltonien a également été utilisé avec succès pour d'autres noyaux de cette région de

masse. Il est donc bien adapté pour des calculs d'amplitude à deux particules dans le cadre de la radioactivité 2p de ^{54}Zn.

Ces amplitudes ainsi calculées sont : 0,3159 pour une configuration $(f_{7/2})^2$, 0,3121 pour une configuration $(f_{5/2})^2$, 0,6539 pour une configuration $(p_{3/2})^2$ et 0,2631 pour une configuration $(p_{1/2})^2$.

Pour pouvoir combiner ces facteurs spectroscopiques avec les durées de vie calculées par Grigorenko, il faut déterminer les amplitudes pour les configurations où les deux protons sont sur une orbitale p ou f. Ainsi, les amplitudes calculées dans un couplage jj sont transformées dans un couplage LS car le moment cinétique total J n'est pas pris en considération dans le calcul du modèle à trois corps. En ne prenant que la partie $L = S = 0$ (les configurations où $L = S > 0$ étant négligeables), les résultats sont : 0,443 pour une configuration f^2 et 0,686 pour une configuration p^2.

On peut donc calculer des "durées de vie corrigées par le modèle en couches" en pondérant les durées de vie calculées par le modèle à trois corps avec les facteurs spectroscopiques donnés par le modèle en couches :

$$\begin{aligned} T_{1/2}^{corr}(f^2) &= \frac{45}{0,443^2} = 230 \quad ms \\ T_{1/2}^{corr}(p^2) &= \frac{0,91}{0,686^2} = 1,9 \quad ms \end{aligned} \tag{V.2}$$

Cette procédure de calcul est exactement la même que pour le calcul du modèle *diproton* vu au paragraphe I.5., où $T_{1/2} = \frac{t_{1/2}}{S}$ où le facteur spectroscopique S ralentit plus ou moins le processus par des effets de structure.

Finalement, la durée de vie totale pour l'émission 2p est déduite en additionnant les amplitudes partielles de décroissance de manière cohérente avec :

$$\sqrt{\frac{1}{T_{1/2}^{2p}}} = \sqrt{\frac{1}{T_{1/2}^{corr}(f^2)}} + \sqrt{\frac{1}{T_{1/2}^{corr}(p^2)}} \tag{V.3}$$

Les probabilités ne sont pas indépendantes car elles sont les composantes d'une seule décroissance. C'est pourquoi ce ne sont pas les probabilités que l'on ajoute mais les amplitudes de probabilité. De cette manière, on obtient $T_{1/2}^{2p} = 1,6$ ms. Cette valeur théorique est en excellent accord avec la valeur expérimentale $T_{1/2}^{2p} = 1,98^{+0,73}_{-0,41}$ ms. La valeur du modèle *diproton*, calculée de la même manière que ci-dessus, était d'environ 10 ms. Ainsi, le fait de prendre en compte une dynamique plus réaliste donne une valeur de durée de vie plus faible et en accord avec celle déterminée expérimentalement.

De plus, on peut déduire de ces derniers résultats la probabilité relative que la décroissance se fasse via une configuration p^2 avec :

$$P(p^2) = \frac{\frac{1}{1,9}}{\frac{1}{1,9} + \frac{1}{230}} = 99 \quad \% \tag{V.4}$$

Ce résultat n'est pas surprenant car la partie "dynamique" de la décroissance favorise une émission via une configuration p^2, la durée de vie $T_{1/2}(p^2)$ étant plus faible. De plus, la partie "structure" est également en faveur d'une configuration p^2, le facteur spectroscopique $S(p^2)$ étant plus grand. Cette probabilité prend donc en compte la structure de l'émetteur 2p,

le recouvrement de fonction d'onde lié à un ralentissement du processus dû à des effets de structure et la dynamique calculée par Grigorenko.

V.1.2 Corrélations entre les protons émis

Les corrélations entre les deux protons ont été obtenues grâce à l'analyse des spectres énergie et temps des événements de décroissance 2p de ^{54}Zn [29]. Confrontons les distributions énergétiques et angulaires aux prédictions théoriques.

V.1.2.1 Corrélations énergétiques

L'analyse des spectres énergie des événements de décroissance 2p a permis de déterminer la distribution de la fraction d'énergie totale emportée par chaque proton. La figure V.2 montre cette distribution expérimentale déjà décrite dans le chapitre précédent ainsi que celle prédite par le modèle à trois corps. Un partage de l'énergie centré à 50 % est obtenu. Cela confirme que l'émission est bien simultanée car, pour favoriser la pénétration de la barrière, les deux protons se partagent équitablement l'énergie disponible. Cela est en très bon accord avec le modèle à trois corps, ainsi que les premières prédictions de Goldansky.

Concernant la largeur de cette distribution, nous avons vu qu'elle dépend principalement de la hauteur de la barrière coulombienne, donc du nombre de protons Z dans le noyau considéré, et de l'énergie disponible Q_{2p} (*cf.* paragraphe I.5.5.2). On peut remarquer que la largeur de la distribution expérimentale est en très bon accord avec les prédictions du modèle à trois corps. Notons qu'aucun ajustement n'est effectué entre les distributions théoriques et expérimentales. Notons également que la distribution théorique est préalablement convoluée avec la réponse du détecteur pour pouvoir la comparer aux données qui comprennent intrinsèquement cette résolution. Elle est également normalisée au nombre d'événements expérimentaux.

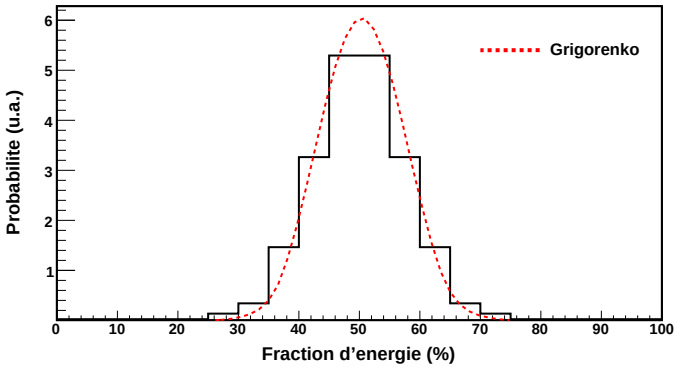


FIG. V.2 – Fraction d'énergie disponible emportée par chaque proton lors de la radioactivité 2p. L'histogramme représente les données expérimentales tandis que la courbe correspond aux prédictions du modèle à trois corps de Grigorenko

V.1.2.2 Corrélations angulaires

La distribution angulaire entre les deux protons émis a été présentée dans le chapitre précédent. Elle est à nouveau présentée sur la figure V.3 et comparée aux prédictions du modèle à trois corps de Grigorenko.

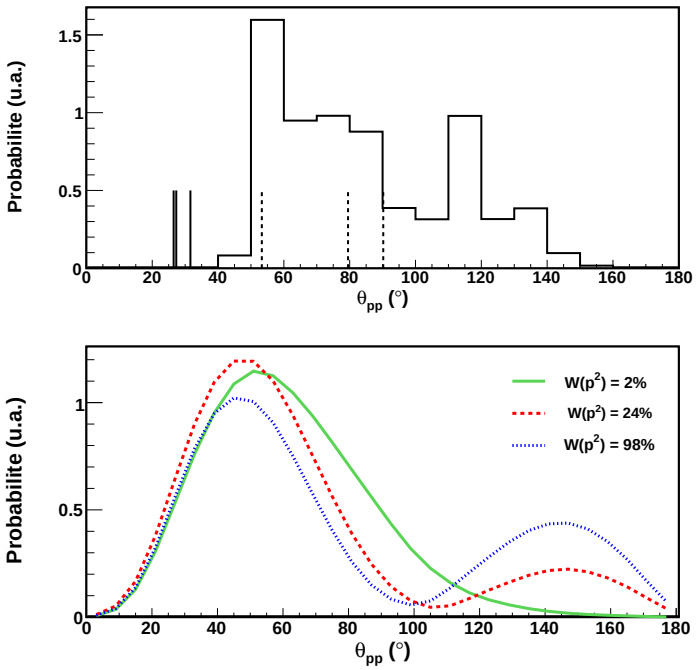


FIG. V.3 – Haut : Distribution expérimentale de l'angle relatif d'émission des deux protons. Sept événements sont représentés dans cet histogramme. Les trois autres événements, non reconstruits intégralement, sont représentés par un trait en pointillé pour la première possibilité d'angle et par un trait plein pour la seconde. Bas : Prédictions théoriques de la distribution angulaire pour différentes configurations des deux protons dans le noyau émetteur.

Comme expliqué dans le chapitre I, ces prédictions sont sensibles à la configuration des deux protons dans le noyau initial. Plus la contribution d'une configuration p^2 est importante, plus le second pic dans la distribution angulaire est important. Le moyen le plus simple et le plus réaliste pour comparer quantitativement les données expérimentales aux prédictions est de comparer l'importance du deuxième pic par rapport au premier.

Concernant les données, on peut constater qu'il y a deux événements pour lesquels l'angle relatif d'émission de deux protons est supérieur à 110° tandis qu'il y a cinq événements pour un angle inférieur à 110° (*cf.* figure IV.48). Si on considère également les trois événements supplémentaires non reconstruits intégralement dont l'angle d'émission est dans tous les cas inférieur à 110°, on obtient un rapport R du nombre d'événements constituant le "deuxième pic" par rapport au nombre total d'événements égal à 20 %. En prenant en considération l'erreur statistique, on a $R = 20^{+17}_{-12}\%$.

Concernant les prédictions théoriques, les rapports entre l'intégrale du second pic et l'intégrale totale sont calculés pour trois configurations différentes où $W(p^2) = 2$, 24 et 98%.

Ces trois valeurs sont reportées sur le graphe de la figure V.4 et sont ajustées avec une fonction parabolique afin de pouvoir interpoler les valeurs de R. Ainsi, un rapport R = 20^{+17}_{-12}% correspond à un W(p^2) = 30^{+46}_{-22}%. L'importance des barres d'erreur provient de la très faible statistique et de la grande sensibilité du rapport R à la contribution $W(p^2)$ (*cf.* figure V.4).

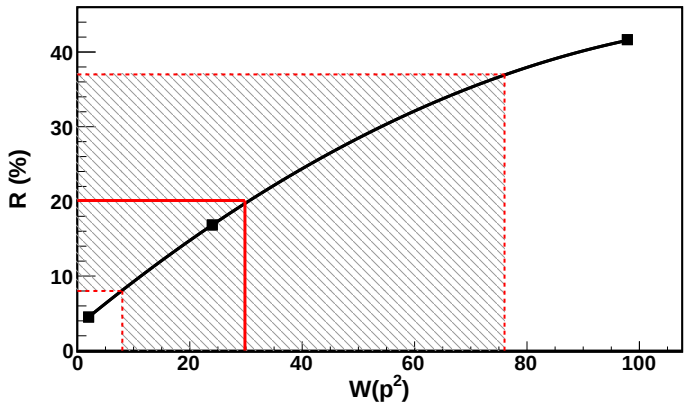


FIG. V.4 – Rapport R de l'intégrale du second pic par rapport à l'intégrale totale de la distribution angulaire prédite par le modèle à trois corps. Les trois valeurs de R correspondent à trois configurations différentes des deux protons dans le noyau initial où la contribution d'une configuration p^2 est égale à 2, 24 et 98%. Les trois points sont ajustés par une parabole.

Nous avons ainsi obtenu grâce à la comparaison des distributions angulaires expérimentales et théoriques les contributions de la fonction d'onde dans le noyau émetteur ^{54}Zn. Confrontons maintenant ces résultats aux prédictions du modèle en couches.

Lorsqu'on fait des calculs de modèle en couches, on considère deux espaces : un espace où le cœur est inerte et un espace de valence où on considère toutes les configurations possibles des nucléons sur les orbitales actives. Pour le noyau $^{54}_{30}Zn_{24}$, un cœur inerte de $^{40}_{20}Ca_{20}$ est considéré et les amplitudes de probabilité sont calculées pour les dix protons et quatre neutrons dans l'espace de valence. Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement aux protons. Le tableau V.1 montre les différentes configurations possibles pour les dix protons sur les orbitales $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$ ainsi que leur probabilité respective. Est notée également la configuration des deux protons de valence : p^2 et f^2 signifient qu'ils sont tous les deux sur la même orbitale p ou f. "$p_{3/2}p_{1/2}$" ne correspond pas à une configuration p^2 car les deux protons ne sont pas sur la même orbitale p. Notons que la somme des probabilités est inférieure à 1 car les configurations ayant une probabilité <1 % n'ont pas été répertoriées dans le tableau.

Rappelons que ce que l'on veut calculer est la probabilité $W(p^2)$ que les deux protons se trouvent tous les deux sur l'orbitale p par rapport à la probabilité qu'ils se trouvent sur l'orbitale f en considérant que seules ces deux configurations sont possibles. Calculons tout d'abord la probabilité que les deux protons soient sur des orbitales p ou f :

$$\begin{aligned} P(p^2) &= 4,9 + 35,5 + 1,4 + 4 = 45,8\% \\ P(f^2) &= 6,6 + 1,1 + 4,1 = 11,8\% \end{aligned} \qquad \text{(V.5)}$$

Ainsi, après normalisation, on a $W(p^2)$ = 79,5 % et $W(f^2)$ = 20,5 %. Il est important

$f_{7/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	configuration	probabilité
8	0	0	2	p^2	4,9 %
8	0	1	1	pf	2,8 %
8	0	2	0	f^2	6,6 %
8	1	0	1	$p_{3/2}p_{1/2}$	7,1 %
8	1	1	0	pf	5,7 %
8	2	0	0	p^2	35,5 %
7	3	0	0	p^2	1,4 %
7	2	1	0	p^2	4 %
7	1	2	0	f^2	1,1 %
6	2	2	0	f^2	4,1 %

TAB. V.1 – Principales configurations possibles des dix protons dans l'espace de valence ainsi que leur probabilité respective. Figurent également les configurations des deux protons avant d'être émis lors de la décroissance 2p.

de rappeler que ces chiffres n'ont pas de rapport avec la probabilité de l'équation V.4 qui comprenait à la fois la structure de l'émetteur mais aussi le recouvrement de fonction d'onde du *diproton* avec l'état initial et l'état final. Ici, $W(p^2)$ comprend uniquement la structure de l'émetteur ^{54}Zn.

Cette valeur est en désaccord avec celle déterminée par la comparaison des distributions angulaires expérimentale et théorique, mais, au vu de la faible statistique obtenue, aucune conclusion ne peut être tirée. Nous avons calculé la valeur de $W(p^2)$ attendue dans le cadre du modèle en couches. Elle doit maintenant être vérifiée dans de futures expériences avec plus de statistique. De plus, notons que, d'après la figure V.3, la distribution angulaire pour des valeurs de $W(p^2)$ importantes est très peu sensible à la contribution de la fonction d'onde. Une grande statistique est d'autant plus nécessaire pour extraire de manière précise une information sur la structure du noyau émetteur.

V.2 Perspectives

V.2.1 Du point de vue physique

Les expériences "pionnières" ont permis de découvrir la radioactivité 2p et de déterminer les corrélations entre les deux protons émis. Aujourd'hui, les données existantes concernent uniquement trois cas et sont très pauvres en statistiques. L'interprétation des résultats obtenus est donc assez limitée. Grâce au développement de futures installations, la production de ces noyaux devrait augmenter considérablement. De nouvelles expériences doivent être alors réalisées pour aller plus loin dans l'interprétation des données et extraire des informations sur les noyaux aux limites d'existence.

Aujourd'hui, trois noyaux émetteurs 2p sont connus : ^{45}Fe, ^{54}Zn et ^{48}Ni, pour lesquels la durée de vie est de l'ordre de quelques millisecondes. Il en existe certainement plus de trois, d'où un investissement futur pour en rechercher de nouveaux. Pour les noyaux plus légers à la *drip-line* proton, des expériences ont montré que la décroissance β^+ dominait. C'est donc la région de masse plus lourde qui reste à explorer. D'après des modèles de masse, des candidats possibles sont : ^{59}Ge, ^{63}Se et ^{67}Kr. La figure V.5 montre les différentes énergies de décroissance calculées pour ces trois noyaux et pour les trois déjà connus. On peut constater que ^{63}Se et ^{67}Kr sont de meilleurs candidats que ^{59}Ge dont l'énergie Q_{2p} est probablement trop basse devant la hauteur de la barrière coulombienne, ce qui se traduit par une durée de vie trop longue pour que la radioactivité 2p domine par rapport à la radioactivité β.

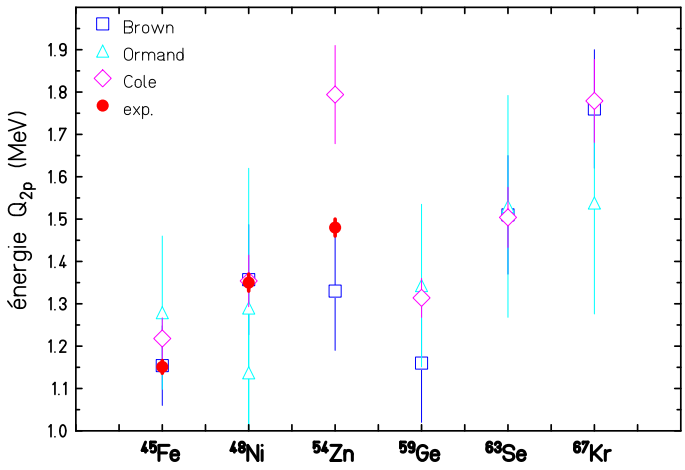


FIG. V.5 – Energie de décroissance Q_{2p} calculée pour différents noyaux à partir de différents modèles de masse. Les noyaux ^{59}Ge, ^{63}Se et ^{67}Kr semblent être de bons candidats à la radioactivité 2p.

Cependant, ces noyaux candidats n'ont jamais été observés et rien ne permet de savoir s'ils existent et s'ils peuvent effectivement être produits dans des expériences de type fragmentation. Aller à la "chasse" de ces noyaux sera possible lors d'une expérience réalisée l'année prochaine à RIKEN, au Japon. Cette installation est, à ce jour, la plus performante en matière de taux de production de noyaux très exotiques dans cette région de masse. Les noyaux d'intérêt seront produits par fragmentation d'un faisceau de ^{78}Kr à 350 MeV/nucléon sur une cible de ^{nat}Ni, et sélectionnés par le séparateur BigRIPS. Les taux de production attendus sont de 9 ppd (*particles per day*) pour ^{59}Ge, 6 ppd pour ^{63}Se et 4 ppd pour ^{67}Kr. Dans le cas d'une découverte, leurs décroissances seront dans un premier temps étudiées avec un dispositif simple constitué de détecteurs silicium, afin de mesurer précisément les observables globales de la décroissance. Une étude des corrélations des protons émis sera par la suite possible avec un nouveau détecteur TPC, qui sera développé dans les années à venir (*cf*. paragraphe suivant).

Les développements au niveau des accélérateurs dans les prochaines années (RIKEN au Japon ou FAIR à GSI) pourraient également permettre de rechercher des modes de radioactivité à la *drip-line* neutron : les radioactivités "1n" et "2n" [45]. D'un point de vue expérimental, il est très difficile de trouver de bons candidats pour ces modes de décroissance.

En effet, en raison de l'absence d'une barrière coulombienne pour les neutrons, seule la barrière centrifuge serait capable de retenir les neutrons avant qu'ils ne soient émis. Ainsi, pour créer une barrière suffisante, des moments orbitaux assez élevés sont nécessaires, ce qui est possible pour l'état fondamental des noyaux situés aux régions de masse *medium* (A∼50-60). Il faudra attendre encore quelques temps avant de pouvoir atteindre la *drip-line* neutron dans cette région de masse. D'un point de vue théorique, les émetteurs 2n seraient des cas plus bien simples à traiter que les émetteurs 2p, du fait de l'absence d'interaction coulombienne entre les trois corps. Les neutrons ne franchissant pas de barrière coulombienne, on devrait obtenir de manière plus directe des informations sur les corrélations nucléon-nucléon dans le noyau.

V.2.2 Du point de vue technique

Dans le cadre du projet ACTAR-TPC [65], une nouvelle TPC va être développée au CENBG. D'importants changements vont être réalisés afin d'améliorer les performances du détecteur.

Méthode de détection

Comme on peut le voir sur la figure V.6, des pads seront utilisés à la place des pistes, ce qui permettra une détection en deux dimensions. De plus, le signal sera échantillonné, dans le but d'avoir accès à l'évolution en temps du signal sur chaque pad et ainsi avoir une réelle détection en trois dimensions. Cela permettra de s'affranchir de certaines difficultés rencontrées lors de l'analyse de cette thèse. Notamment, le cas où une particule se déplace verticalement ou avec un petit angle par rapport à la verticale ne posera pas de problème de reconstruction spatiale.

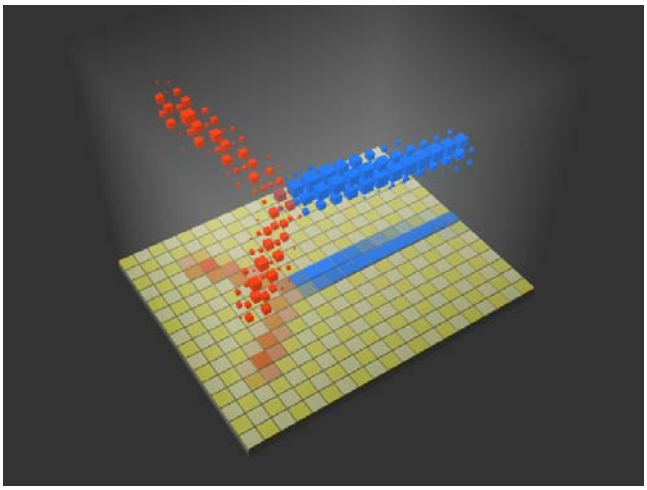


FIG. V.6 – Image représentant schématiquement la future TPC où l'on peut voir la projection de la radioactivité 2p sur des pads et la discrétisation du signal en temps, permettant une détection des particules en trois dimensions.

Une autre limitation importante du détecteur actuel constatée lors de l'analyse de cette thèse est la résolution spatiale fortement dégradée par l'effet défocalisant des GEM, entraînant notamment une déformation des spectres temps de la TPC. Par conséquent, une feuille Micromegas (MICRO Mesh GAseous Structure) remplacera la série de quatre GEM pour

l'amplification du signal. C'est une microgrille métallique qui devrait induire moins de dispersion des électrons d'ionisation que les GEM.

Electronique de lecture

Une électronique "générique" est développée dans le cadre du programme GET (*General Electronics for TPC*). Elle devra assurer la lecture des 16384 voies du détecteur. Un travail important concernant la réduction du temps mort sera réalisé. Cela est très important au vu du peu de statistique obtenue dans ce type d'expérience et de la très courte durée de vie des noyaux émetteurs 2p. Nous avons vu que parmi dix-huit implantations du noyau ^{54}Zn, cinq n'ont pas pu être corrélées à des décroissances à cause d'un temps mort trop long. Une réduction de celui-ci permettra ainsi d'obtenir plus de statistique.

Géométrie

Cette future TPC aura une géométrie plus grande que celle existante. Les mesures exactes n'ont pas encore été déterminées mais des simulations vont être réalisées afin d'optimiser la géométrie de la chambre, en particulier pour que les protons d'intérêt n'en sortent pas.

Conclusion

L'analyse décrite dans ce mémoire a permis d'étudier un mode de décroissance exotique : la radioactivité deux protons. Depuis sa découverte en 2002, d'importants développements autant techniques que théoriques ont été réalisés, afin de mieux comprendre ce processus et dans l'espoir d'obtenir des informations sur la structure nucléaire à la *drip-line* proton.

Nous avons vu au chapitre I que différents modèles ont été développés pour décrire la radioactivité 2p. En particulier, un modèle à trois corps prenant en compte la dynamique de la décroissance est le seul capable de prédire les corrélations entre les deux protons émis. De plus, la sensibilité de ces prédictions à la structure nucléaire de l'émetteur est particulièrement intéressante, permettant de sonder les hypothèses de structure aux limites d'existence du noyau. Deux expériences réalisées au GANIL et à MSU ont permis pour la première fois d'observer directement la radioactivité 2p de ^{45}Fe dans une chambre à projection temporelle et ainsi de déterminer les corrélations entre les protons émis. Une première comparaison a pu être faite avec le modèle à trois corps mais, en raison du manque de données, l'interprétation des résultats est assez limitée.

Ce travail de thèse concerne une nouvelle expérience réalisée au GANIL en 2008 qui a permis d'observer la trace des deux protons émis lors de la décroissance de ^{54}Zn dans la TPC, constituant le deuxième cas d'observation directe de radioactivité 2p. La durée de vie de ^{54}Zn, l'énergie de décroissance et le rapport d'embranchement 2p déterminés dans ce travail sont en bon accord avec les prédictions des modèles et les données obtenues dans une précédente expérience, où les protons étaient détectés dans des détecteurs silicium.

La majeure partie de ce travail a concerné la reconstruction spatiale des trajectoires de particules chargées dans la TPC. Une analyse de mesures avec une source α a tout d'abord conduit à une première caractérisation du détecteur. Puis, la reconstruction des trajectoires des protons émis dans la décroissance βp de ^{52}Ni a permis une deuxième étude. Des outils d'analyse ont ainsi été développés dans le but d'analyser ensuite les traces des deux protons émis dans la décroissance 2p de ^{54}Zn. Cela a mis en évidence certaines limitations de la TPC. Notamment, le principal biais du détecteur est l'impossibilité de reconstruire les trajectoires quasi verticales. De plus, nous avons vu que les GEM ont un effet défocalisant sur les électrons d'ionisation, induisant une déformation des spectres temps. Cela a bien été compris et pris en compte dans l'analyse des spectres. Enfin, des difficultés ont été rencontrées lors de l'analyse de l'angle zénithal de la trajectoire, probablement dû au fait que les protons pouvaient s'arrêter dans le GEM. Ce problème ne concerne pas les protons issus de la radioactivité 2p de ^{54}Zn qui ont un parcours nettement plus faible. Mis à part ces difficultés, l'angle azimutal de la trajectoire des protons émis et leur parcours total ont bien été reconstruits, montrant que la reconstruction spatiale en trois dimensions des trajectoires de particules chargées dans la TPC est possible.

Finalement, une analyse individuelle des événements de radioactivité 2p a été réalisée.

Dans cette analyse, en plus de l'impossibilité de reconstruire les trajectoires quasi verticales, il existe également un biais expérimental rendant difficile les cas où les deux protons sont émis dans des directions proches, ils sont plus difficilement distinguables. Néanmoins, sept événements sur onze ont pu être reconstruits en trois dimensions. Grâce au fait que nous avions accès précisément à l'énergie individuelle des protons, une deuxième méthode a été utilisée pour déterminer la troisième composante Z des trajectoires, utilisant les parcours calculés des protons. Cela a permis de contre-vérifier les résultats obtenus par l'analyse des spectres temps, délicats à interpréter en raison de l'effet défocalisant des GEM évoqué ci-dessus.

Les corrélations entre les protons ont ainsi été déterminées et confrontées au modèle à trois corps. Les données ne contredisent pas le modèle et ont permis une première comparaison quantitative pour extraire des informations sur la structure de ^{54}Zn et les comparer à des calculs de modèle en couches. Cependant, l'interprétation des résultats est extrêmement limitée, du fait de la très faible statistique obtenue. Ce sont les uniques données existantes sur ce noyau donc d'autres expériences doivent être réalisées avec plus de statistique afin de tester les hypothèses de structure à la *drip-line* proton. Les résultats obtenus sont encourageants et ouvrent de belles perspectives concernant l'étude des noyaux riches en protons. Seulement trois cas étant connus à ce jour (^{45}Fe, ^{54}Zn et ^{48}Ni), de nouveaux émetteurs doivent être observés. Les meilleurs candidats sont ^{59}Ge, ^{63}Se et ^{67}Kr qui seront recherchés dans une expérience à RIKEN, au Japon.

L'analyse décrite dans ce manuscrit est également encourageante du point de vue de l'utilisation de ce genre de détecteur pour l'étude de la radioactivité 2p. À travers ce travail, nous avons montré que la reconstruction spatiale en trois dimensions des trajectoires de particules chargées était possible grâce à un détecteur type TPC. Les difficultés rencontrées lors de l'analyse ont permis de mettre en évidence des limitations du détecteur en vue du développement d'un nouveau détecteur TPC dans le cadre du projet ACTAR-TPC.

Enfin, en parallèle des développements techniques et de nouvelles expériences à réaliser, un effort théorique est également nécessaire pour améliorer la description du processus d'émission de deux protons et notamment pour développer des modèles qui sont capables d'inclure la structure nucléaire aussi bien que la dynamique d'émission. Avec ces évolutions théoriques et expérimentales, la radioactivité deux protons pourrait devenir un outil unique pour la physique nucléaire.

Bibliographie

[1] V. Goldansky *Nucl. Phys.*, vol. 19, pp. 482–495, 1960.

[2] Y. B. Zel'dovich *Sov. Phys. JEPT*, vol. 111, p. 812, 1960.

[3] V. Karnaukhov and N. Tarantin *Sov. Phys. JEPT*, vol. 12, p. 771, 1961.

[4] J. Jänecke *Nucl. Phys.*, vol. 61, pp. 326–341, 1965.

[5] S. Hofmann *et al. Z. Phys. A*, vol. 305, p. 111, 1982.

[6] B. Blank and M. Borge *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, vol. 60, pp. 403–483, 2008.

[7] V. Goldansky *Nucl. Phys.*, vol. 27, pp. 648–664, 1961.

[8] O. Bochkarev *et al. Sovi. J. of Nucl. Phys.*, vol. 49, p. 941, 1989.

[9] R. Kryger *et al. Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, p. 860, 1995.

[10] C. Bain *et al. Phys. Lett. B*, vol. 373, pp. 35–39, 1996.

[11] T. Zerguerras *Eur. Phys. J. A*, vol. 20, pp. 389–396, 2004.

[12] G. Raciti *et al. Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 192503, 2008.

[13] M. Cable *et al. Phys. Rev. Lett.*, vol. 50, p. 404, 1983.

[14] B. Brown *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, p. 2753, 1990.

[15] H. Fynbo *et al. Nucl. Phys. A*, vol. 677, p. 38, 2000.

[16] B. Blank *et al. Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, p. 2893, 1996.

[17] J. Giovinazzo *et al. Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 102501, 2002.

[18] M. Pfützner *et al. Eur. Phys. J. A*, vol. 14, p. 279, 2002.

[19] W. Ormand *Phys. Rev. C*, vol. 53, p. 214, 1996.

[20] B. Brown *Phys. Rev. C*, vol. 43, p. R1513, 1991.

[21] B. Cole *Phys. Rev. C*, vol. 54, p. 1240, 1996.

[22] C. Dossat *Phys. Rev. C*, vol. 72, p. 054315, 2005.

[23] L. Audirac, *Étude de la radioactivité 2p de ^{45}Fe avec une TPC.* PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2011.

[24] K. Miernik *et al. Nucl. Instr. and Meth. A*, vol. 581, pp. 194–197, 2007.

[25] K. Miernik *et al. Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, p. 192501, 2007.

[26] K. Miernik *et al. Eur. Phys. J. A*, vol. 42, p. 431, 2009.

[27] J. Giovinazzo *et al. Eur. Phys. J. A*, vol. 11, p. 247, 2001.

[28] B. Blank *et al. Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, p. 232501, 2005.

[29] P. Ascher *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 102502, 2011.

[30] B. Blank *et al. Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, p. 1116, 2000.
[31] M. Pomorski *et al. Phys. Rev. C*, vol. 83, p. 061303, 2011.
[32] V. Goldansky *Sov. Phys. Uspekhi*, vol. 8, p. 770, 1966.
[33] A. Lane and R. Thomas *Rev. of Mod. Phys.*, vol. 30, p. 257, 1958.
[34] F. Barker *Phys. Rev. C*, vol. 59, p. 535, 1999.
[35] F. Barker *Phys. Rev. C*, vol. 63, p. 047303, 2001.
[36] L. Grigorenko *et al. Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, p. 22, 2000.
[37] M. Zhukov *Phys. Rep.*, vol. 231, p. 151, 1993.
[38] L. Grigorenko and M. Zhukov *Phys. Rev. C*, vol. 76, p. 014008, 2007.
[39] L. Grigorenko and M. Zhukov *Phys. Rev. C*, vol. 68, p. 054005, 2003.
[40] U. Fano *Phys. Rev.*, vol. 124, pp. 1866–1878, 1961.
[41] J. Okolovicz, M. Ploszajczak, and I. Rotter *Phys. Rep.*, vol. 374, pp. 271–384, 2003.
[42] J. Rotureau, J. Okolowicz, and M. Ploszajczak *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 042503, 2005.
[43] J. Rotureau, J. Okolowicz, and M. Ploszajczak *Nucl. Phys. A*, vol. 767, pp. 13–57, 2006.
[44] J. Rotureau, *Modèle en couches avec plusieurs particules dans le continuum : description de la radioactivité deux protons.* PhD thesis, Université Caen, 2005.
[45] B. Blank and M. Ploscajczak *Rep. Prog. Phys.*, vol. 71, p. 046301, 2008.
[46] B. Brown and F. Barker *Phys. Rev. C*, vol. 67, p. 041304, 2003.
[47] L. Grigorenko. Communication privée.
[48] R. Anne *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 126, p. 279, 1997.
[49] G. Charpak and F. Sauli *Nucl. Instr. Meth.*, vol. 162, pp. 405–428, 1979.
[50] J. Pibernat, *Conception d'une électronique de traitement de signaux de forte dynamique issus d'une chambre à projection temporelle.* PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2007.
[51] F. Sauli *Nucl. Instr. and Meth. A*, vol. 386, p. 531, 1997.
[52] A. Bressan *et al. Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 425, pp. 262–276, 1999.
[53] D. Bazin. `http://www.nscl.msu.edu/lise`.
[54] O. Tarasov *et al. Eur. Phys. J. A Supplement 1*, vol. 25, p. 751, 2005.
[55] V. P. P. Fonte and B. Ramsey *IEEE Trans. on Nucl. Sc.*, vol. 46, p. 321, 1999.
[56] S. Biagi. `http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/`.
[57] T. Ziegler. `http://www.srim.org`.
[58] J. Ziegler *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 268, p. 1818, 2010.
[59] F. Pougheon *et al. Z. Phys. A*, vol. 327, p. 17, 1987.
[60] L. Faux *et al. Phys. Rev. C*, vol. 49, p. 2440, 1994.
[61] C. Dossat, *Étude spectroscopique des noyaux riches en protons dans la région 22<Z<28 et T_z<-3/2.* PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2004.
[62] C. Dossat *Nucl. Phys. A*, vol. 792, p. 18, 2007.
[63] M. Honma, T. Otsuka, B. Brown, and T. Mizusaki *Eur. Phys. J. A*, vol. 25 Suppl. 1, p. 499, 2005.
[64] M. Honma, T. Otsuka, B. Brown, and T. Mizusaki *Phys. Rev. C*, vol. 65, p. 061301, 2002.
[65] `http://www-actar-get.cea.fr/`.

Étude de la radioactivité deux protons de ^{54}Zn avec une chambre à projection temporelle

L'étude des noyaux à la *drip-line* proton est un outil récent et puissant pour sonder la structure nucléaire loin de la vallée de stabilité. En particulier, le phénomène de radioactivité deux protons prédit théoriquement en 1960 a été découvert expérimentalement en 2002. Ce travail de thèse concerne une expérience réalisée au GANIL dans le but d'étudier la radioactivité 2p de ^{54}Zn avec une chambre à projection temporelle, développée pour la détection individuelle de chaque proton et la reconstruction de leur trajectoire en trois dimensions. L'analyse des données a permis de déterminer les corrélations en énergie et en angle entre les deux protons. Celles-ci ont été comparées à un modèle théorique qui prend en compte la dynamique de la décroissance, permettant d'obtenir des informations sur la structure de l'émetteur. La statistique obtenue étant très faible, l'interprétation des résultats reste encore limitée mais ces résultats ouvrent de très belles perspectives sur les études futures des noyaux aux limites d'existence.

Mots-clés : Structure nucléaire - Noyaux exotiques - Chambre à projection temporelle - Radioactivité deux protons

Studies on two proton radioactivity of ^{54}Zn with a time projection chamber

The study of nuclei at the proton drip-line is a recent and efficient tool to prove the nuclear structure far from stability. In particular, the two proton radioactivity phenomenon predicted in 1960 has been discovered in 2002. This PhD thesis concerns an experiment realised at GANIL, in order to study the 2p radioactivity of ^{54}Zn with a time projection chamber, developed for the individual detection of each proton and the reconstruction of their tracks in three dimensions. The data analysis allowed to determine the correlations in energy and angle between the two protons. They have been compared to a theoretical model, which takes into account the dynamics of the emission, giving information about the structure of the emitter. However, due to the very low statistics, the interpretation of the results is limited but these results open very interesting prospects for further studies of nuclei at the limits of the existence.

Keywords : Nuclear structure - Exotic nuclei - Time Projection Chamber - Two proton radioactivity