



HAL
open science

Conception et exploitation d'un dispositif pour la spectroscopie d'électrons de conversion β -retardés, application à l'étude de la région des noyaux riches en neutrons de masse $A = 100$

Guillem Tocabens

► **To cite this version:**

Guillem Tocabens. Conception et exploitation d'un dispositif pour la spectroscopie d'électrons de conversion β -retardés, application à l'étude de la région des noyaux riches en neutrons de masse $A = 100$. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPASP169 . tel-04007093

HAL Id: tel-04007093

<https://theses.hal.science/tel-04007093v1>

Submitted on 27 Feb 2023

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

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

Conception et exploitation d'un
dispositif pour la spectroscopie
d'électrons de conversion β -retardés,
application à l'étude de la région des
noyaux riches en neutrons de masse
 $A \sim 100$

*Design and exploitation of a β -delayed conversion
electron spectroscopy device, application to the
study of the neutron-rich nuclei in the region of
mass $A \sim 100$*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°576 Particules, Hadrons, Énergie et Noyau :
Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Physique nucléaire

Graduate School : Physique, Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche : IJCLab (Université Paris-Saclay, CNRS)
sous la direction de David VERNEY, directeur de recherche à l'IJCLab

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 21 décembre 2022, par

Guillem Tocabens

Composition du jury :

Membres du jury avec voix délibérative

Barbara SULIGNANO Directrice de Recherche, CEA Saclay	Présidente
Gioacomo de ANGELIS Directeur de Recherche, INFN Laboratori Nazionali di Legnaro	Rapporteur & Examineur
Gilles BAN Professeur des Universités, Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen	Rapporteur & Examineur
Michael BENDER Directeur de Recherche, Institut de Physique des 2 Infinis de Lyon	Examineur
Mohamad MOUKADDAM Maître de Conférences, Université de Strasbourg	Examineur

Titre : Conception et exploitation d'un dispositif pour la spectroscopie d'électrons de conversion β -retardés, application à l'étude de la région des noyaux riches en neutrons de masse $A \sim 100$

Mots clés : noyaux exotiques, coexistences de formes, séparation isotopique en ligne, spectroscopie nucléaire

Résumé : La structure en couches du noyau évolue lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité et certains noyaux perdent les propriétés spectroscopiques normalement attendues pour des noyaux magiques. De telles observations sont souvent liées au phénomène de coexistence de formes nucléaires et d'inversion des configurations *normale* sphérique et *intruse* déformée. La spectroscopie d'électrons de conversion est un outil remarquable pour étudier ces évolutions. Elle permet non seulement l'attribution des spins et parités des états mais est également le seul moyen de détecter des transitions E0 entre deux états de spins 0^+ , dont la présence est un indice fort de coexistence de formes.

Dans ce contexte, je détaille dans ce manuscrit le développement d'une nouvelle station d'étude

d'électrons de conversion β -retardés auprès de l'installation ISOL à ALTO au sein de l'IJCLab. Ce nouveau système permet la collection et l'étude d'une source radioactive produite par technique ISOL et est optimisé pour atteindre des noyaux de courtes durées de vie. L'ensemble est basé sur un transporteur magnétique pour guider les électrons loin de la source et améliorer de manière significative sa sélectivité.

Je présente enfin la mise en service du système avec une campagne de mesures des noyaux de rubidium autour de la masse 100. Ces mesures ont permis de caractériser la réponse de la nouvelle station de décroissance en conditions réelles ainsi que l'étude des coexistences de formes dans la région.

Title : Design and exploitation of a β -delayed conversion electron spectroscopy device, application to the study of the neutron-rich nuclei in the region of mass $A \sim 100$

Keywords : Exotic nuclei, Shape coexistence, Isotopic separation on line, Nuclear spectroscopy

Abstract : The nuclear shell structure evolves when moving away from the valley of stability and some nuclei lose the spectroscopic properties usually observed in magic nuclei. Such observations often are linked to nuclear shape coexistence and to the inversion of *normal* spherical and *intruder* deformed configurations.

Conversion electron spectroscopy is a remarkable tool to study this evolution. It not only allows to assign nuclear spins and parity of states but is also the only way to detect E0 transitions between two states of spin 0^+ , which is a rather strong evidence of shape coexistence.

In this context, I detail in this manuscript the development of a new decay station for β -delayed conversion electron spectroscopy in the

ISOL hall of the ALTO facility at IJCLab. This new system enables the collection and study of a radioactive source produced by ISOL technique and is optimized to reach very short-lived nuclei. The whole device is based on a magnetic transporter to guide electrons far from the radioactive source and greatly improve its selectivity.

I finally present the commissioning of the system which was made through an experimental campaign involving the production of rubidium isotopes around mass 100. These measures allowed to characterize the response of the new decay station under normal conditions of operation and the study of shape coexistence in this region.



Remerciements

Il est de bon ton de rappeler ici que si une seule personne produit, en fin de compte, un manuscrit, le travail de thèse est bel est bien un travail d'équipe. De ce fait, la petite centaine de pages qui va suivre n'aurait jamais vu le jour sans l'aide précieuse, parfois inconsciente, d'une multitude d'acteurs à qui je voudrais rendre hommage dans ces premières pages.

Pour commencer, je voudrais adresser des remerciements particuliers aux membres de mon jury, présents ou non le jour de la soutenance. Barbara d'abord, présidente de ce jury, avec qui je suis enchanté d'ouvrir ce nouveau chapitre post-thèse. Mes rapporteurs, Giacomo et Gilles, qui n'ont pas lésiné sur les remarques et ont participé à améliorer ce manuscrit. Merci évidemment aussi d'avoir accepté de lire et rédiger votre rapport en si peu de temps. Merci à Michael et Mohamad, examinateurs inspirés dans leurs questions qui ont donné lieu à de belles discussions. Un grand merci à Momo, pour ton travail titanesque sur la relecture du manuscrit et les commentaires que j'ai suivis au mieux.

Comme derrière chaque thésard il y a un grand directeur, je voudrais remercier David de m'avoir offert la possibilité de travailler avec lui sur ce projet un peu fou. Fou mais infiniment beau tant construire un nouveau dispositif en partant de rien, ou presque, est gratifiant quand, après des années, on en voit le bout. L'histoire avait démarré tambour battant, une première expérience comme voyage initiatique au Canada, avant de voler au secours de Clément dans le grand Nord finlandais, gin to' à la main au bord du lac. Ce fut l'occasion pour toi de découvrir mes talents de râleur, dont j'ai usés après ça pour le bien du circuit d'azote de la salle 110. Mais comme COeCO avançait bien trop vite, il a fallu une pandémie mondiale pour calmer un peu notre enthousiasme. La suite on la connaît, après maints reports, COeCO est en place est prêt pour la suite, tout comme moi, grâce à toi.

À Clément, je voudrais aussi dire combien je suis reconnaissant d'avoir travaillé avec toi, tu es indéniablement le meilleur co-encadrant – officieux – que j'aurais pu avoir. Merci de m'avoir donné ton goût pour la physique nucléaire dès mon premier stage à l'IPN en 2016, c'est sans aucun doute une des raisons qui m'a fait revenir en thèse deux ans plus tard. Les heures de montage et tests n'auraient sûrement pas été les mêmes sans toi comme celles, tout aussi nombreuses, de descentes de pintes, et autres shots, en bonne et due forme.

Evidemment, je tiens à remercier la direction d'IJCLab Achille, Fadi et Sébastien, de m'avoir fourni une année supplémentaire pour terminer ce que j'avais commencé. Merci également d'avoir encouragé toujours les initiatives du bureau des étudiants avec lequel nous avons fait tout notre possible pour rendre la vie des étudiants du laboratoire la plus agréable qui soit.

Outre mes encadrants directs, j'ai eu le plaisir de recevoir une aide précieuse de la part de plusieurs personnes au sein de l'équipe FIIRST. En premier lieu Carole, sans qui COeCO ne tiendrait pas debout,

libéré de ses vis, écrous et autres tubes de pompage. Merci d'avoir donné de ta personne et aidé à faire de cette soutenance ce qu'elle a été. Tu as beau trouver ça normal, je pense que n'importe quel chef d'équipe n'aurait pas fait de même. Merci à l'équipe des laseristes, qui pendant deux semaines a oeuvré jour et nuit – weekend compris – pour que la première campagne tant attendue de mesures sur COeCO soit une réussite, François, Vladimir, Anahi et Wenling. Merci à Iolanda de souvent penser à moi pour ranger des câbles, enseigner mais aussi de m'avoir laissé participer à des manips super intéressantes. Merci à Matthieu et Brigitte pour les discussions aux réunions et ailleurs, qui ont apporté nombre de questionnements sur le bien fondé de certains éléments de COeCO. Je voudrais remercier enfin Julien, pour l'occasion d'avoir participé aux manips les plus drôles et pour son soutien et son aide jusqu'à la fin de la rédaction et après. Un dernier mot pour les membres restants de l'équipe FIIRST et, plus largement, de l'ancien groupe NESTER, qui ont aidé de près ou de loin ce travail, mais ont surtout rendu mon séjour au laboratoire infiniment enrichissant.

Je voudrais adresser un immense merci à Céline, d'avoir été là dès mon arrivée en stage à l'IPN et pendant toutes ces années. Ta bonne humeur matinale a toujours eu raison des matins difficiles et je suis fier de dire que je fais partie de tes pious-pious. Merci d'avoir pris soin de nous et de continuer à prendre soin des petits nouveaux. Je voudrais également avoir un petit mot pour Jean-Yves – et ses cookies, bonbons et autres sucreries –, que j'ai embêté de trop nombreuses fois avec des commandes urgentes de vis et écrous et qui a toujours fait au mieux pour m'aider avec le sourire.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel d'ALTO, Hakim et toute ton équipe, qui a travaillé d'arrache-pied à la construction de COeCO et à sa mise en service. Merci à Alain et Robert pour tout ce que vous avez accompli pour le projet et pour cette séance d'alignement mémorable. Merci à Stéphane pour toute l'installation électrique et les nombreux changements d'alimentation. Merci à Elie pour ton aide sur le système de pompage. Et bien entendu, merci à Florian pour les heures passées à conduire le faisceau et à optimiser sa transmission avec une équipe de physiciens impatientes autour de toi. Merci également à Patrick, d'avoir maintenu COMET en vie jusqu'au bout, en espérant que son remplaçant arrive vite.

Le travail que je présente dans ce manuscrit est l'aboutissement d'un long processus de conception, difficile à retranscrire textuellement, mais qui n'aurait pas été possible sans le bureau d'études d'IJCLab. Je dois donc remercier Jean-Michel, qui a initié le projet en 2019, et Harald, qui a pris sa suite et mis en plans tout le dispositif. Merci pour tout ton travail remarquable sur la conception, et d'avoir bien voulu écouter nos idées, parfois saugrenues, de pièces à ajouter. Merci à Hervé pour les idées et l'intégration très ingénieuse d'une coupelle de Faraday. Merci aussi à Bernard Genolini pour la conception et les premiers tests du nouveau détecteur β , et à Thi pour son expertise sur les tubes photomultiplicateurs. Enfin, merci à Bernard Mathon et les équipes des différents ateliers du laboratoire, d'avoir modifié des pièces mal usinées, construit l'ensemble du détecteur β , aidé à son montage et à l'adaptation d'un nouveau PM, le tout dans un temps très réduit.

Que serait la vie d'un thésard sans ses compagnons de fortune, qui attendent patiemment leur tour? Je tiens donc à remercier tous les étudiants que j'ai côtoyé pendant mes quatre ans de thèse pour leur soutien et les moments partagés autour d'un verre – vous y mettez ce qui vous fait plaisir –, Damien, Sarah, Lama, Anahi, Ren, Wenling, Alessandro, Massyl, Yann... J'en profite pour remercier Giorgia et ses plus que fameux *zaeti*. Sans oublier bien sûr mes deux acolytes dans les bons coups, Louis

et Rémy, avec qui on pourrait résumer ces belles années en ces mots : « On se sera quand même bien marré ! » Que dire de plus si ce n'est à quel point je suis heureux de vous avoir rencontrés. Quelques mots d'encouragement pour les petits nouveaux, Hugo et Émile, je vous laisse entre de bonnes mains, et espère que vous aurez autant de plaisir à travailler au labo que j'ai pu en avoir.

Comment ne pas évoquer mes amis qui m'ont soutenu sans forcément s'en rendre compte ? Merci à toute la clique Deblé, Toto, Smeg, Eli, Cloé, Sly, Rémy et Louis pour tous ces moments incroyables. Je rejoins le cercle, plus si fermé que ça, des docteurs. Merci de m'avoir soutenu dans mes nombreux *projets*, pour le meilleur et pour le pire, je me souviendrai longtemps de cette raclette légendaire partagée avec Jacques, Claude et Ludo, pour ne citer qu'eux. Merci à ceux qui sont là depuis longtemps maintenant, Pierre, vieux brigand, merci d'être toi, courage pour la suite et je me réjouis d'avance de voir encore nos chemins de vie s'entrecroiser, comme tu le dis si bien. Merci à Athina, d'avoir toujours été à mes côtés, et d'avoir partagé avec moi cette année assez dingue en Suède, j'espère toi aussi pouvoir t'appeler docteur bientôt. Merci à mon complice de M2 Noë, avec qui nous avons formé un duo emblématique – d'aucun diront lourd – des quelques cours auxquels nous avons participé. Si l'on remonte un peu, un grand merci aux potes de prépa, jamais perdus ou plus récemment retrouvés, Thomas, Vincent, Joséphine et Maxime. Merci à Chloé et Adrien pour les soirées – Génépi > Chartreuse – et vivement les prochains escape games. Et évidemment, merci au plus parisien d'entre nous tous, mon Boris, merci pour tes blagues, même les pires, pour les sorties ciné pour voir des films pas toujours terribles, les restos et de manière générale pour ton amitié, si précieuse à mes yeux.

Je ne serais bien sûr pas là sans l'aide et l'amour de toute ma famille, merci pour ça aussi. Merci à mon père et ma mère, de ne pas m'avoir trop raté et de m'avoir laissé faire à peu près ce que je voulais de ma vie en me soutenant quoi qu'il arrive, je suis extrêmement fier de vous et aussi un peu de moi, maintenant que je réalise presque que c'est fini, et c'est aussi grâce à vous. Merci Nicole pour tout ton amour et pour être entrée dans nos vies comme tu l'as fait. Merci à mon grand-père de m'avoir donné le goût de l'écriture et de me rappeler ce qu'il me reste de catalan. Merci enfin au sang de la veine, Gemma, Iris et Camille – et bien évidemment son Thomas –, courage aux deux premières pour la fin de vos études et merci d'être venues m'écouter déblatérer des trucs incompréhensibles pendant presque deux heures. Enfin, merci à la petite fille la plus mignonne du monde, Nora, de ne surtout pas grandir trop vite.

Ces dernières lignes sont pour toi Cloé, je sais que tu aurais préféré ne pas y être mais c'est un peu difficile de faire autrement. Merci de partager ma vie depuis plus de dix ans maintenant, je pense que tu fais ressortir ce qu'il y a de mieux en moi et je t'en suis à jamais reconnaissant. Merci pour ta bonne humeur quasi quotidienne, merci de m'avoir supporté dans les derniers mois pas vraiment faciles et quand je te disais que l'expérience aurait lieu le mois prochain, alors qu'elle aura finalement eu lieu un an plus tard. Merci d'avoir été là et de l'être encore.

J'en arrive à la fin de ces remerciements, je voudrais une dernière fois remercier tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin dans ce quadriennat, et m'excuser auprès de ceux que j'aurais oublié. Il ne me reste plus qu'à souhaiter une bonne lecture à ceux qui souhaiteraient aller plus loin, aux autres je dis déjà merci d'être arrivés jusqu'ici.

Guillem

[...] il voulait un surnom. Donc on a trouvé un compromis : à chaque fois que vous parlerez de lui, à partir de maintenant, dans les écritures, vous l'appellerez Coco l'Asticot.

Arthur, Kaamelott, Livre III, Le sanglier de Cornouailles, écrit par Alexandre Astier

Table des matières

1	Introduction	3
2	Structure du noyau et conversion électronique	7
1	Structure en couches du noyau	8
2	Évolution de la structure en couches du noyau loin de la stabilité	13
3	La conversion interne, un outil pour l'étude de la structure des noyaux exotiques . . .	15
4	La région autour de $N = 60$	18
3	De la station d'identification au dispositif expérimental COeCO	23
1	ALTO	24
2	La station d'identification et de spectroscopie électron	26
3	Cahier des charges du nouveau système de détection	28
4	Simulations du système avec le logiciel COMSOL Multiphysics®	31
5	Le nouveau détecteur β	42
4	Mise en service <i>hors-ligne</i> du dispositif	47
1	Assemblage de la structure	48
2	Mise en service des bobines et carte de champ	51
3	Tests du détecteur β	52
4	Détection des électrons de conversion émis par une source de ^{152}Eu	56
5	Mise en service <i>en-ligne</i> du dispositif	63
1	Électronique et système d'acquisition	64
2	Construction des spectres d'intérêt	66
3	Performances du détecteur β	72
6	Analyse et résultats	77
1	Étude de la décroissance β de ^{96}Rb	79
2	Étude de la décroissance β de ^{98}Rb	84
3	Étude de la décroissance β de ^{97}Rb	93
7	Conclusions et perspectives	99
A	Manuel d'utilisation du détecteur silicium-lithium	105

TABLE DES MATIÈRES

B	Données constructeur des solénoïdes	115
C	Données spectroscopiques de décroissance de ^{99}Rb et ^{100}Rb	125

1

Introduction

Si le phénomène était d'abord vu comme une anomalie ne concernant que certaines régions de la carte des noyaux – comme la région, discutée plus avant, autour de $Z \sim 38$, ou encore la région autour de $Z \sim 12$, voir Figure 1.1, il est désormais admis que les coexistences de formes apparaissent dans tous les noyaux, ou presque. La vision d'un modèle en couches figées où des noyaux possédant un nombre particulier de protons et/ou neutrons présentent des propriétés spécifiques n'est plus valable dès lors que l'on explore des régions loin de la stabilité. Plusieurs interactions que l'on ne considère pas au premier ordre entrent en jeu et sont, par exemple, à l'origine de l'évolution des couches. Le modèle en couches permet par exemple d'expliquer la présence d'états de spin nul et parité positive de basse énergie dans les noyaux pairs-pairs par la promotion d'une, ou plusieurs, paires particule-trou dans une couche supérieure. L'ouverture de l'espace de valence qui en découle et l'augmentation de l'interaction proton-neutron, expliquent la déformation de ces configurations où des paires sont promues et dont nous parlerons au Chapitre 2.

L'étude des états excités 0^+ dans les noyaux pairs-pairs apparaît donc comme indispensable dans le but de dépeindre les coexistences de formes. Puisque l'état fondamental de ces noyaux est forcément lui aussi de spin 0 et parité positive, une transition par émission γ n'est pas possible entre ces états et ne peut se faire que par conversion interne – et donc émission d'un électron du cortège. Il a par ailleurs été montré qu'une augmentation de la force de transition E0, notée ρ_0 , entre deux états de spin et parité égaux – pas seulement 0^+ – est souvent synonyme de coexistence de formes [1]. C'est dans ce cadre d'observation et d'examen des transitions électriques monopolaires que la spectroscopie d'électrons de conversion apporte des informations essentielles, dont ρ_0 , qui permet d'accéder notamment au changement de rayon carré de charge moyen entre deux états de spin nul dans un même noyau.

La spectroscopie d'électrons de conversion [2] β -retardés est généralement conduite à l'aide de détecteurs silicium dopés au lithium et refroidis, ou pas, à l'azote liquide, pour une meilleure résolution en énergie. Bien que la spectroscopie d'électrons de conversion permette d'accéder à des informations importantes sur la structure du noyau, on dénombre peu de dispositifs dédiés auprès d'installations ISOL¹. Ceux-ci sont très divers et leur conception suit des philosophies différentes, d'augmentation de l'efficacité de détection ou d'amélioration de la sélectivité du dispositif. Que ce soit par la multiplication

1. Isotopic Separation On-Line

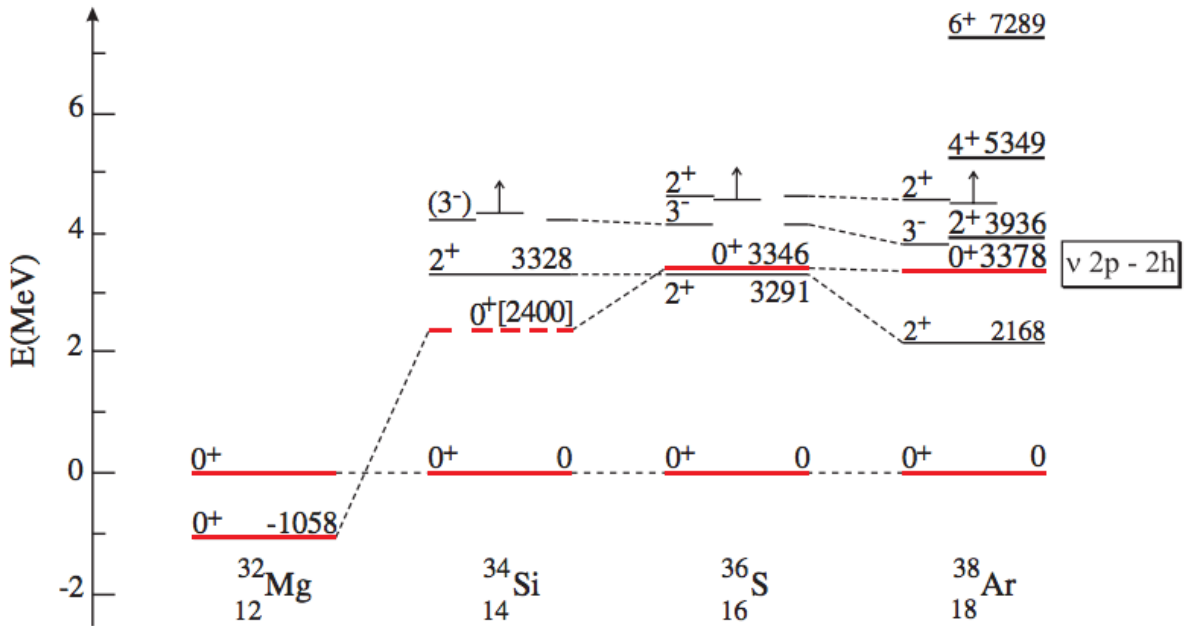


FIGURE 1.1 – Évolution, à $N = 20$, de l'état intrus provenant d'une promotion de paire de neutrons au-delà de $N = 20$ et induisant une déformation. On voit que cet état intrus devient l'état fondamental de ^{32}Mg et les ingrédients nécessaires à cette inversion seront discutés Chapitre 2.

du nombre de détecteurs – PACES² à TRIUMF au Canada –, l'utilisation de détecteurs segmentés – SPEDE³ à ISOLDE au CERN [3] –, d'un champ magnétique – mini-orange spectrometer à Legnaro en Italie [4] ou ELLI⁴ à Jyväskylä en Finlande [5] – voire en combinant plusieurs techniques – SLICES⁵ à Legnaro en Italie [6] – de nombreux laboratoires se sont, dans les dernières années, dotés d'outils de pointe pour la spectroscopie d'électrons de conversion. C'est dans ce contexte que s'inscrit la volonté de développer une nouvelle station de décroissance pour l'étude des électrons de conversion, à ALTO, avec pour objectif une grande sélectivité et la possibilité d'étudier des noyaux radioactifs de très courtes durées de vies.

Le dispositif que je vais présenter est basé sur le transport des électrons de conversion émis par une source radioactive au moyen de deux bobines magnétiques. La source provient de la collection d'un faisceau ISOL de basse énergie sur une bande de mylar. Le dispositif a entièrement été conçu à l'IJCLab en reprenant des éléments existants de l'ancienne station de décroissance, tout en en développant de nouveaux. Je me propose donc, pour commencer, de développer certains concepts permettant de relier structure et forme du noyau avec les mesures d'électrons de conversion et de transitions E0. Pour terminer ce premier chapitre, je présenterai la région que nous avons décidé d'explorer, autour de $N = 60$, voir Figure 1.2 – où les coexistences de formes sont bien établies –, à l'aide de ce système fraîchement construit. Cette région est particulièrement intéressante pour caractériser le nouveau dispositif puisque de nombreuses études ont déjà été effectuées. Par exemple, plusieurs coefficients de

2. Pentagonal Array for Conversion Electron Spectroscopy
 3. SPectrometer for Electron DETection
 4. Electron Lens for IGISOL
 5. SPES Low-energy Internal Conversion Electron Spectrometer

2

Structure du noyau et conversion électronique

Sommaire

1	Structure en couches du noyau	8
2	Évolution de la structure en couches du noyau loin de la stabilité	13
3	La conversion interne, un outil pour l'étude de la structure des noyaux exotiques	15
4	La région autour de $N = 60$	18

1 Structure en couches du noyau

Un des grands enjeux de la physique nucléaire depuis les premières années est la mise en place d'un modèle pour décrire les différentes propriétés physiques du noyau et notamment sa structure. Les apparentes similitudes entre un noyau et une goutte de liquide, comme une densité constante et une quasi incompressibilité, ou encore l'attractivité à courte distance et la répulsivité à très courte distance de la force nucléaire, conduisirent à un premier modèle dit *modèle de la goutte liquide*. Son succès vint principalement d'une bonne prédiction de l'énergie de liaison des noyaux naturellement abondants sur terre, grâce à la formule de Weizsäcker [7] :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \frac{a_p}{A^{1/2}} \quad (2.1)$$

où les termes a_i représentent, respectivement, les termes de volume, surface, Coulomb, asymétrie et appariement. Si l'on admet que le noyau peut être décrit par une goutte liquide, alors il est possible de décrire sa surface comme une somme d'harmoniques sphériques :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (2.2)$$

où R_0 est le rayon du noyau dans sa configuration sphérique, $Y_{\lambda\mu}$ les harmoniques sphériques de degré λ et ordre μ et $\alpha_{\lambda\mu}$ les coefficients d'expansion qui définissent un espace multidimensionnel dont les points représentent une surface déformée. Les deux premiers degrés de l'équation précédente ne sont pas pertinents pour décrire les formes non-sphériques du noyau et la déformation de ce dernier vient principalement des termes quadrupolaires pour $\lambda = 2$. Émergent ainsi cinq coefficients, dont trois fixent la position du noyau dans l'espace et deux quantifient sa déformation. Il est alors possible de passer d'un référentiel quelconque au référentiel intrinsèque du noyau en choisissant au passage les axes de ce nouveau référentiel comme les axes principaux de l'ellipsoïde défini par l'équation 2.2 de degré 2, par une transformation unitaire [8] utilisant les matrices de rotation de Wigner :

$$a_{2\mu} = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^2 \alpha_{2\nu} \quad (2.3)$$

On fait finalement apparaître les paramètres de Hill-Wheeler, généralement utilisés, $\{\theta_i, \beta_2, \gamma\}$. Les deux derniers quantifient la déformation et sont liés aux nouveaux coefficients d'expansion définis par l'équation 2.3 :

$$a_{20} = \beta_2 \cos\gamma \quad \text{et} \quad a_{22} = \frac{\beta_2 \sin\gamma}{\sqrt{2}} \quad (2.4)$$

β_2 mesure la déformation axiale du noyau de telle sorte que pour un noyau sphérique, $\beta_2 = 0$, et des valeurs supérieures impliquent une déformation plus grande. γ , quant à lui, représente la déviation du noyau par rapport à une symétrie de rotation. Ainsi, si γ est un multiple de $\pi/3$, deux des trois demi-axes de l'ellipse sont égaux, voir Figure 2.1.

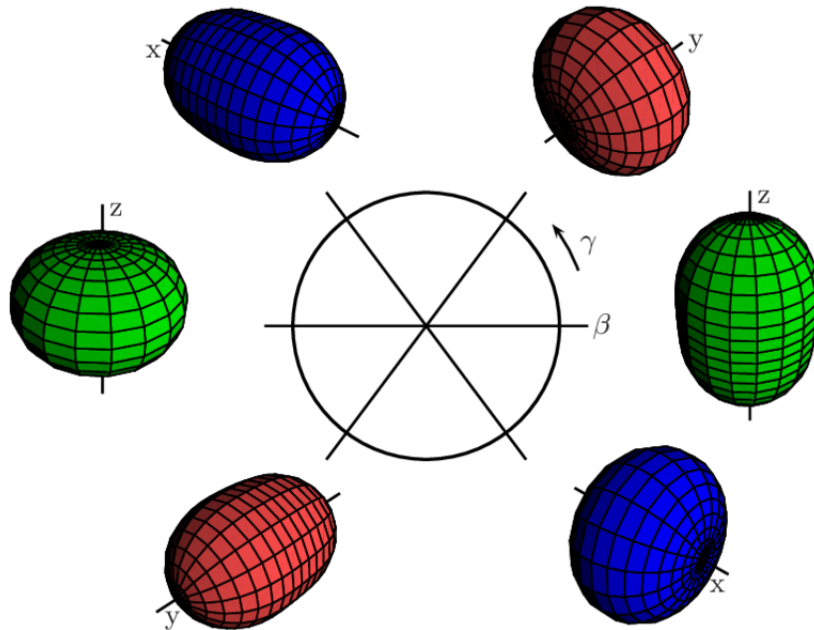


FIGURE 2.1 – Coordonnées de Hill-Wheeler $\{\beta, \gamma\}$, la déformation quadrupolaire du noyau est représentée pour $\beta = 0.4$ et γ multiple de $\pi/3$.

En ajoutant des termes de déformation dépendant des paramètres β_2 et γ à la formule de Weizsäcker, un grand nombre de phénomènes, dont la barrière de fission, ont été expliqués. Néanmoins, cette vision macroscopique d'un noyau sans structure interne échoue totalement à reconstituer les changements brutaux d'énergie de liaison observés pour certains nombres de protons et de neutrons présents dans le noyau, voir Figure 2.2. Si l'on regarde directement la différence entre la masse des noyaux mesurée et leur valeur moyenne calculée par la formule de Weizsäcker, Figure 2.3, on observe pour tous les noyaux mesurés à l'époque, le même comportement autour de certains nombre de protons et/ou neutrons.

Il découle de la Figure 2.3 que les noyaux sont plus liés que prédit par le modèle de la goutte liquide autour des nombres de protons et/ou neutrons $N, Z = 20, 28, 50, 82, 126$. Cette observation indique clairement une structure en couches du noyau, corroborée par d'autres études systématiques comme l'évolution de l'énergie d'excitation du premier état excité dans les noyaux pair-pair – voir Figure 2.4 –, qui montre le même regain de stabilité autour de $N = 8, 20, 28, 50, 82, 126$. De la même façon que le modèle en couches atomique, où les configurations électroniques présentent un potentiel d'ionisation plus élevé lorsque les électrons complètent une couche, il existe des états de particule individuelle que les protons et les neutrons peuvent remplir et qui reproduisent ces nombres spéciaux. Le terme de nombres *magiques* fut introduit par Eugene Wigner pour indiquer son scepticisme vis-à-vis du phénomène.

Quittant l'approche macroscopique, une approche microscopique consisterait à décrire le noyau en fonction des coordonnées individuelles des nucléons et revient à résoudre l'équation de Schrödinger

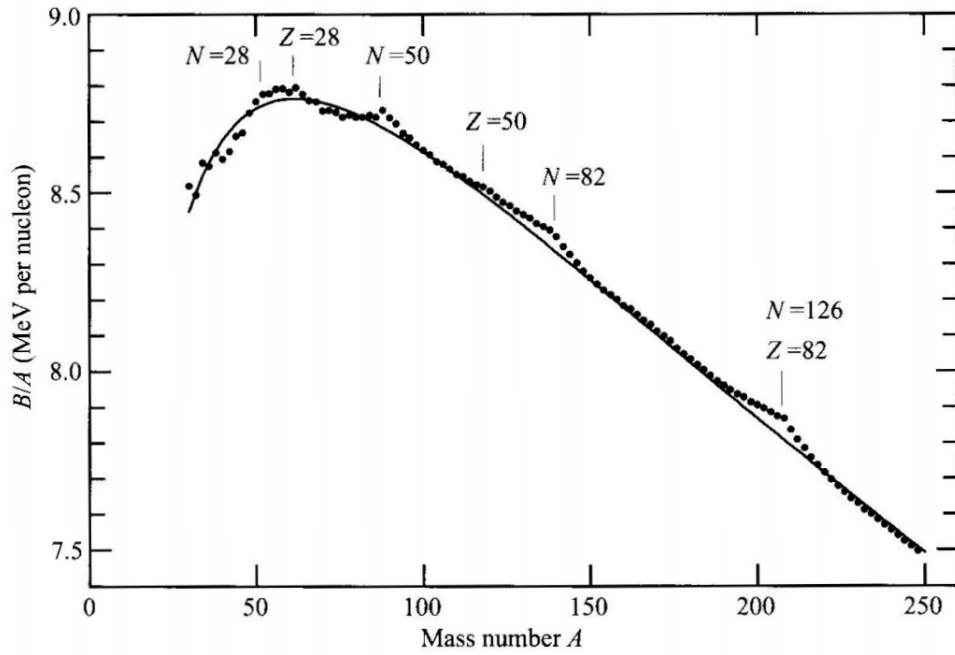


FIGURE 2.2 – Énergie de liaison expérimentale de noyaux pairs-impairs, ou moyenne des noyaux proches pour A pair, en fonction de leur nombre de masse A . La courbe est une représentation graphique de la formule 2.1 sans le terme d'appariement, qui s'annule dans les noyaux présentés ici. Les différences significatives entre la courbe et les valeurs expérimentales apparaissent aux nombres de protons ou neutrons indiqués.

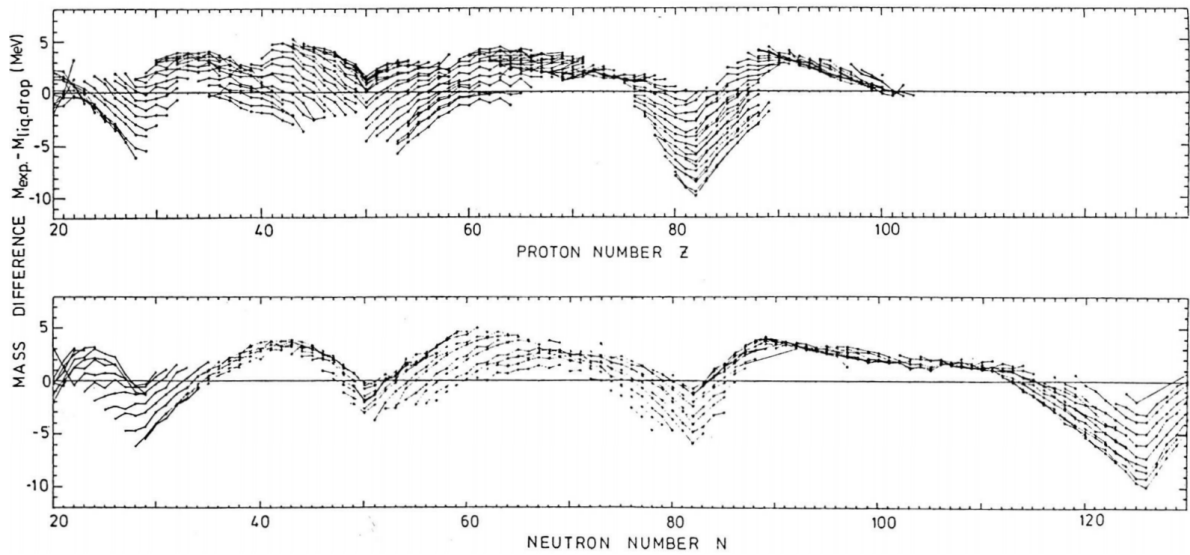


FIGURE 2.3 – Différence entre les masses mesurées et calculées à l'aide du modèle de la goutte liquide en fonction du nombre de protons et de neutrons des noyaux, graphique issu de [9], adapté d'après [10].

pour A nucléons :

$$\hat{H}\Psi_A = E\Psi_A \quad (2.5)$$

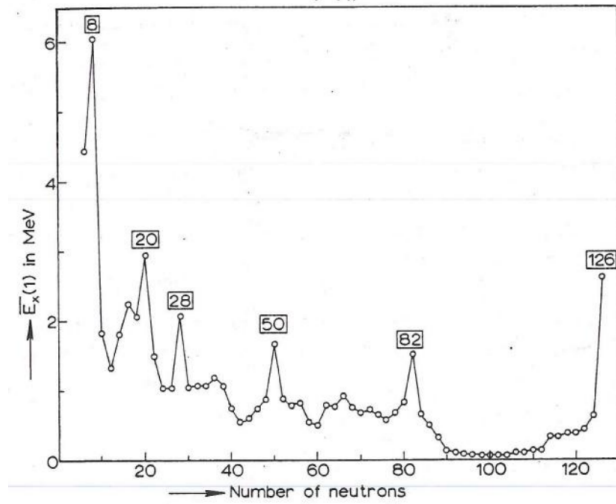


FIGURE 2.4 – Évolution de l'énergie moyenne du premier état excité dans les noyaux pair-pair en fonction du nombre de neutrons, graphique tiré de [11].

où le Hamiltonien peut s'écrire sous la forme :

$$\hat{H} = \left[\sum_{i=1}^A \hat{T}(i) + \frac{1}{2} \sum_{i,j}^A \hat{W}(i,j) + \frac{1}{6} \sum_{i,j,k}^A \hat{Z}(i,j,k) + \dots \right] \quad (2.6)$$

avec \hat{T} le terme cinétique et les termes suivants les interactions à 2,3,...,N corps. La grande difficulté, inhérente à la physique nucléaire, est de résoudre cette équation pour un nombre de nucléons A trop grand pour qu'une résolution numérique de toutes les interactions ne soit possible, mais trop petit pour utiliser des principes de physique statistique. Il est tout de même possible de résoudre cette équation de manière exacte pour des noyaux très légers ou par des méthodes *ab initio* autour des fermetures de couches [12]. Ce qui nous intéresse ici est la méthode de résolution approchée, avec l'introduction d'un potentiel à un corps, correspondant à un champ moyen induit sur un nucléon par les $A - 1$ restants, que l'on notera $\hat{V}(i)$. Le Hamiltonien peut maintenant s'écrire de cette façon :

$$\hat{H} = \left[\sum_{i=1}^A (\hat{T}(i) + \hat{V}(i)) \right] + \left[\frac{1}{2} \sum_{i,j}^A \hat{W}(i,j) + \frac{1}{6} \sum_{i,j,k}^A \hat{Z}(i,j,k) + \dots - \sum_{i=1}^A \hat{V}(i) \right] \quad (2.7)$$

$$= \hat{H}_0 + \hat{H}_{res} \quad (2.8)$$

où H_0 est le Hamiltonien de particule individuelle décrivant l'ensemble des particules individuelles qui évoluent dans le potentiel de champ moyen \hat{V} , et H_{res} un Hamiltonien qui contient les interactions résiduelles entre nucléons. L'idée sous-jacente est de définir la forme du potentiel \hat{V} afin de retrouver les observations physiques montrées aux Figures 2.3 et 2.4, et de traiter ce nouvel Hamiltonien comme A problèmes à un corps et une partie résiduelle que l'on peut négliger ou traiter comme une perturbation.

En prenant pour \hat{V} la forme simple d'un potentiel d'oscillateur harmonique, il est possible de reproduire les premiers nombres magiques observés. Il a fallu ensuite l'ajout d'un terme de couplage spin-orbite par M.G. Mayer [13] et O. Haxel, J. Jensen, et E. Suess [14] pour reproduire toute la suite

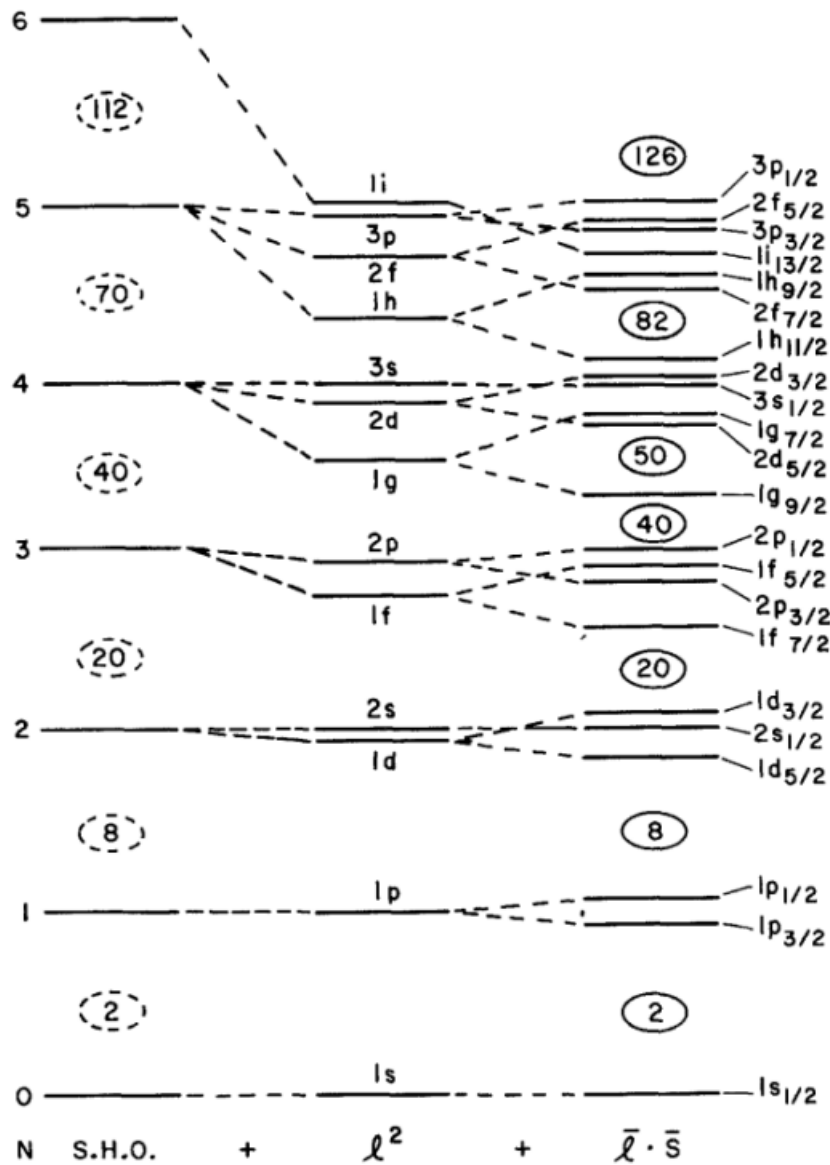


FIGURE 2.5 – États de particules individuelles pour un potentiel de simple oscillateur harmonique, *S.H.O.*, puis avec l'ajout d'un terme centrifuge en l^2 et enfin un terme de spin-orbite en $\vec{l} \cdot \vec{s}$. On voit apparaître, une fois la dégénérescence levée avec le terme de spin-orbite, les mêmes *gaps* d'énergie observés, qui expliquent l'énergie élevée du premier état excité d'un noyau pair-pair car provenant de la promotion d'une paire de protons ou de neutrons au-delà d'un *gap*.

de nombres et aboutir au modèle en couches visible Figure 2.5 :

$$\hat{V}(i) = \frac{1}{2} m_i \omega^2 \bar{r}_i^2 + \alpha (\bar{l}_i^2) + \beta (\bar{l}_i \cdot \bar{s}_i) \quad (2.9)$$

avec m_i la masse du nucléon, ω la fréquence de l'oscillateur harmonique, \bar{r}_i le vecteur position du nucléon, et \bar{l}_i et \bar{s}_i les vecteurs de moment angulaire et de spin du nucléon. On peut distinguer les nombres magiques de l'oscillateur harmonique, jusqu'à 20, de ceux dits de spin-orbite, au-delà. Cette description en couches du noyau permet de très bien reproduire les spins des états fondamentaux des noyaux proches de nombres magiques. On a longtemps cru que les nombres magiques étaient universels et que les noyaux magiques exhibaient tous les mêmes propriétés. Avec les nombreux développements

expérimentaux qui ont donné accès à des régions de plus en plus exotiques de la carte des noyaux, les preuves allant à l'encontre de cette universalité se sont accumulées et l'étude de l'évolution de la structure en couches du noyau loin de la stabilité est un des sujet brûlant de la physique nucléaire contemporaine.

2 Évolution de la structure en couches du noyau loin de la stabilité

Avec les nombreuses améliorations dans la production de noyaux radioactifs et dans la détection de particules vers la fin du siècle dernier, plusieurs observations dans les régions exotiques de la carte des noyaux ont amené à repenser la vision jusque-là dominante de la structure en couches figées du noyau. Certains effets volontairement négligés proche de la stabilité, ne peuvent plus l'être lorsque l'on s'en éloigne et les écarts entre couches peuvent diminuer dramatiquement au point de disparaître, ou même apparaître là où on ne les attendait pas. C'est le cas par exemple de la fermeture de couche $N = 20$, dont nous discuterons plus en détail dans la suite de ce chapitre. Dans le cadre du modèle en couches, une possibilité pour décrire l'évolution des fermetures de couches loin de la stabilité est de décomposer le Hamiltonien précédemment établi par l'équation 2.7 en un terme monopolaire et un terme multipolaire [15] :

$$\hat{H} = \hat{H}_{mon} + \hat{H}_M \quad (2.10)$$

La partie monopolaire représente l'effet moyen de l'interaction nucléon-nucléon en prenant en compte toutes les orientations possibles de leur moment angulaire. Il contient également la somme des énergies de particules individuelles. Le terme multipolaire quant à lui contient les parties dépendantes de l'orientation mutuelle des nucléons de cette même interaction, notamment les corrélations quadripolaires et octupolaires ainsi que les termes d'appariement. La partie monopolaire du Hamiltonien est particulièrement importante pour l'étude de l'évolution des nombres magiques loin de la stabilité, puisqu'elle permet de définir des énergies effectives de particules individuelles qui varient linéairement en fonction du nombre de protons (neutrons) dans l'orbitale $j_{\pi(\nu)}$ [16] :

$$\tilde{\epsilon}_{j_{\pi(\nu)}} = \epsilon_{j_{\pi(\nu)}} + \sum_{j_{\pi(\nu)}} n_{j_{\pi(\nu)}} \overline{V^{\pi\nu}} \quad (2.11)$$

Où $\epsilon_{j_{\pi(\nu)}}$ sont les énergies de particules individuelles protons (neutrons), $n_{j_{\pi(\nu)}}$ le nombre de protons (neutrons) dans l'orbitale $j_{\pi(\nu)}$ et $\overline{V^{\pi\nu}}$ les valeurs moyennes des éléments de matrices de l'interaction à deux corps définis comme suit :

$$\overline{V^{\pi\nu}} = \frac{\sum_J \langle j_{\pi} j_{\nu}, J | V_{\pi\nu} | j_{\pi} j_{\nu}, J \rangle (2J+1)}{\sum_J (2J+1)} \quad (2.12)$$

Cette représentation permet notamment à K. Heyde et J.L. Wood [17] d'expliquer le phénomène de coexistence de formes et l'apparition d'états intrus 0^+ dans la région de $N = 20$. Cette région historique vit une des premières observations de perte de *magieité* – comprendre la perte des propriétés caractérisant habituellement les noyaux possédant un nombre magique de protons et/ou neutrons –

loin de la stabilité, d'abord dans le noyau de ^{31}Na [18] par mesures de masses, puis dans les noyaux de ^{32}Mg par spectroscopie β [19].

Proche de la stabilité, sur cette fermeture de couche, l'état fondamental d'un noyau pair-pair est 0^+ , avec le couplage de tous les neutrons présents sur la couche $d_{3/2}$, et correspond à une configuration sphérique. Un second état 0_2^+ correspond alors à la promotion, au-delà de la fermeture de couche, d'une paire de neutrons de l'orbitale $d_{3/2}$ à l'orbitale $f_{7/2}$, souvent noté état $2p2t$ car promouvant deux particules qui laissent alors deux *trous* vacants. Une telle promotion est très défavorable énergétiquement proche de la stabilité du fait du fort *gap* $N = 20$, mais peut devenir favorable lorsque l'on prend en compte l'interaction monopolaire proton-neutron et les corrélations quadrupolaires et d'appariement comme présenté Figure 2.6. L'interaction entre la paire de neutrons dans l'orbitale $f_{7/2}$ et les protons distribués dans les orbitales *sd* donne lieu à des corrélations quadrupolaires qui conduisent à une forte déformation du noyau dans la configuration intruse, qui devient elle-même l'état fondamental car favorisée par la réduction du *gap*. Il a néanmoins fallu attendre plusieurs dizaines d'années [20] pour identifier une telle configuration intruse dans ^{32}Mg , et observer un noyau magique déformé.

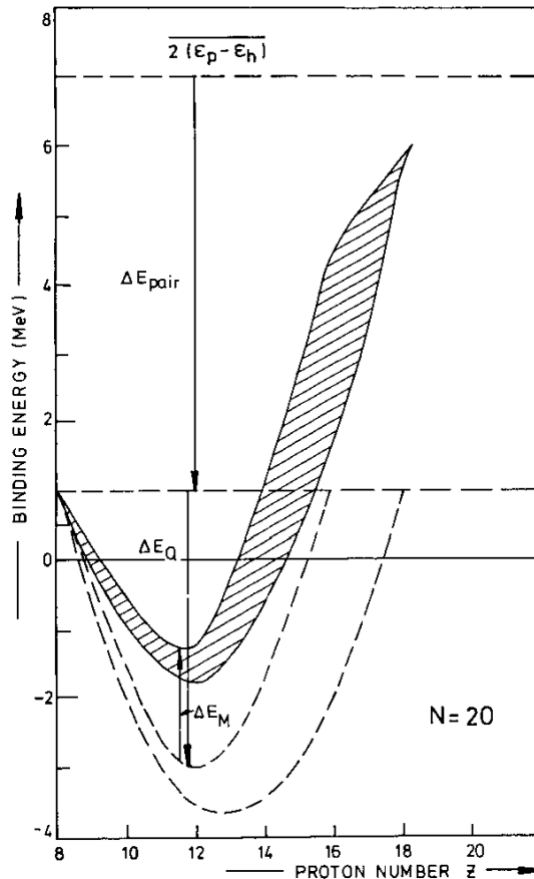


FIGURE 2.6 – Estimation de l'énergie de l'état intrus 0_2^+ dans les isotones $N = 20$, d'après [17]. On part de l'énergie nécessaire à promouvoir une paire de neutrons au-delà de la fermeture de couche, $2(\epsilon_p - \epsilon_h)$, à laquelle on ajoute les corrections d'appariement et quadrupolaires ΔE_{pair} et ΔE_Q ainsi que le terme d'interaction monopolaire, ΔE_M pour arriver à une configuration intruse favorable énergétiquement pour $N = 20$ et $Z = 12$.

Si ces observations de coexistences de formes étaient d'abord vues comme des anomalies cantonnées à des régions bien précises, il est désormais admis qu'elles apparaissent en fait dans tous les noyaux

sauf les plus légers. Une revue complète des observations de coexistences jusqu'en 2011 par K. Heyde et J.L. Wood [21] dresse une carte des noyaux indiquant les régions principales où le phénomène a été observé, voir Figure 2.7. Plusieurs outils sont à la disposition des physiciens afin d'apporter des indices ou de statuer sur une possible coexistence de formes, comme les mesures de probabilités de transitions entre un état 2^+ et un état 0^+ – $B(E2)$ –, ou encore de changements dans le rayon carré moyen de charge du noyau par spectroscopie laser. Nous nous intéressons dans la section suivante à un autre outil indispensable pour compléter le jeu des observables caractérisant les coexistences de formes, la spectroscopie d'électrons de conversion.

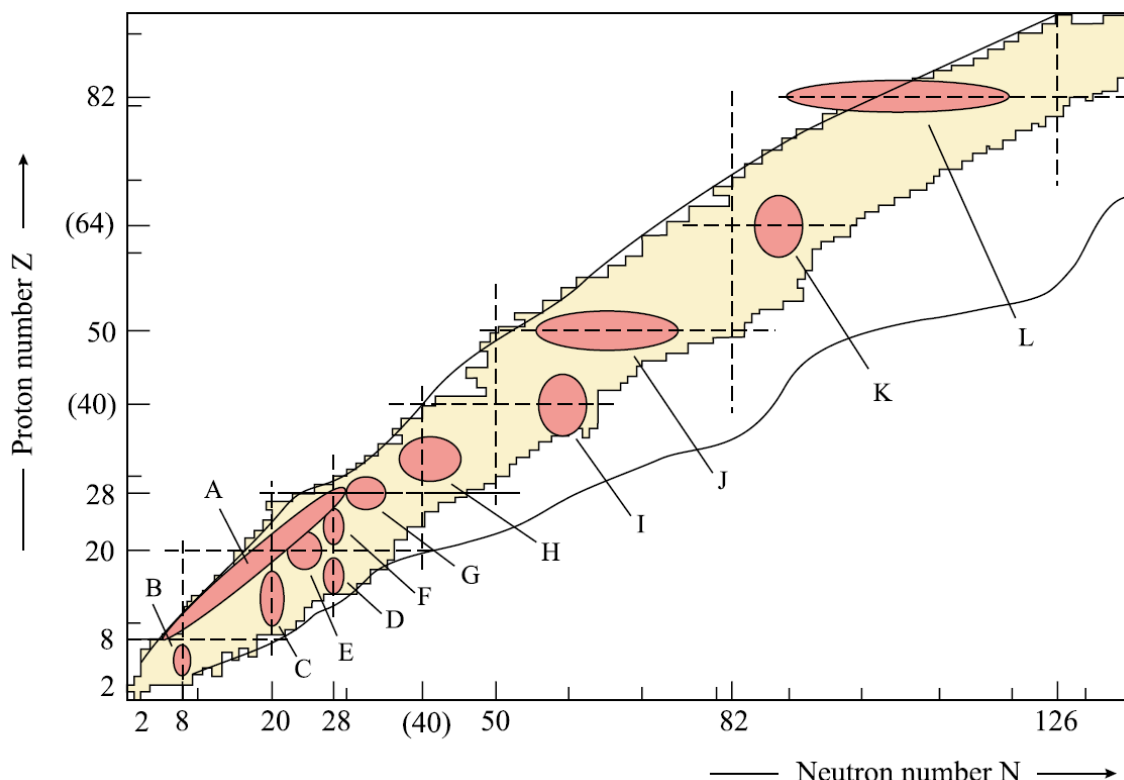


FIGURE 2.7 – Carte des régions où des coexistences de formes ont été observées jusqu'à 2011, d'après [21]. La région d'intérêt pour ce travail est celle autour de $Z \sim 40$, région I sur la carte, qui présente plusieurs cas avérés de coexistences de formes, discutés Section 4.

3 La conversion interne, un outil pour l'étude de la structure des noyaux exotiques

Comme indiqué dans la section précédente, les coexistences de formes dans les noyaux pairs-pairs trouvent leur description microscopique – dans une vision de modèle en couche – dans des configurations intruses $2p - 2t$, $4p - 4t$, $6p - 6t$, etc. La présence, dans les noyaux pairs-pairs, d'états 0^+ excités, à basse énergie, et leurs propriétés de décroissance, constituent les indices les plus significatifs de la présence d'un phénomène de coexistence de formes. Bien que la spectroscopie γ soit d'une grande

utilité pour sonder la structure du noyau, notamment au moyen de la mesure des $B(E2)$, une transition γ entre deux états 0^+ est interdite suivant la loi de conservation du moment, le photon émis lors d'une transition ayant un spin unitaire [22]. La mesure d'une transition électrique monopolaire $E0$ doit donc passer par l'observation d'électrons de conversion, seul mode de désexcitation du noyau possible dans ce cas. Hormis ces transitions particulières, la conversion électronique est d'une grande aide dans la détermination des multipolarités des transitions entre deux états et, par extension, des spins et parités des états si au moins l'un des deux est connu.

La conversion interne est un processus non radiatif par lequel le noyau se désexcite en émettant un électron du cortège électronique, sans émission intermédiaire d'un photon. L'énergie de l'électron éjecté est donc la différence entre l'énergie de transition et l'énergie de liaison de la couche atomique dans laquelle l'électron se trouvait. Ce genre de transition met en jeu, le plus souvent, des électrons de l'orbite électronique K, dont la fonction d'onde présente le plus grand recouvrement avec celle du noyau. La conversion interne est le plus souvent caractérisée par le coefficient de conversion interne, qui correspond au rapport entre la probabilité d'émission d'un électron de conversion et celle d'un photon. Un coefficient de conversion est défini pour chaque orbitale électronique et le coefficient de conversion total est la somme de ces coefficients partiels :

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (2.13)$$

Il est théoriquement possible de séparer les différentes sous-couches correspondant à une orbitale si la résolution du détecteur d'électrons le permet. En pratique toutefois, comme nous le verrons dans les chapitres suivants, la résolution des détecteurs ne permet parfois pas de séparer les orbitales L et M et donc, à fortiori, pas les sous-couches. La théorie de la conversion électronique est aujourd'hui bien établie et les coefficients de conversion peuvent être calculés le long de la carte des noyaux [2]. Un calcul non relativiste permet de décrire qualitativement ces coefficients dans l'approximation d'un noyau ponctuel pour des transitions électriques ou magnétiques :

$$\begin{aligned} \alpha(EL) &\approx \frac{Z^3 \alpha^4}{n^3} \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{2m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{L+5/2} \\ \alpha(ML) &\approx \frac{Z^3 \alpha^4}{n^3} \left(\frac{2m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{L+3/2} \end{aligned} \quad (2.14)$$

où α est la constante de structure fine, n le nombre quantique principal atomique, L la multipolarité de la transition et E_γ son énergie.

Bien que très simplifiées, ces expressions ont le mérite de mettre en exergue plusieurs propriétés intéressantes de la conversion électronique. Le processus de conversion électronique est plus important pour les noyaux lourds ainsi que pour des transitions de faible énergie et de grande multipolarité. Il faut donc s'attendre à des transitions très converties à basse énergie, ce qui est bien observé expérimentalement, voir Chapitre 5. Enfin, ces coefficients décroissent en $1/n^3$ pour les orbitales au-delà de K et donc, de manière générale, $\alpha_K/\alpha_L \gg \alpha_L/\alpha_M \gg \dots \gg 1$. Ce sont d'ailleurs souvent ces ratios qui sont mesurés car ils peuvent varier plus significativement que les coefficients de conversion absolus suivant la nature – électrique ou magnétique – et la multipolarité de la transition et permettent de

statuer sur cette dernière.

Si l'on s'intéresse désormais au cas où les états finaux et initiaux ont le même spin, une transition par émission d'un photon n'est pas toujours possible. C'est ce qui arrive pour les transitions électriques monopolaires où, par conservation du moment angulaire, seul un électron peut être émis. Il n'est alors pas possible de calculer un quelconque coefficient de conversion, mais ces transitions donnent des informations supplémentaires sur la structure du noyau. Elles sont décrites par la force de la transition, calculée en utilisant les éléments de matrices non-diagonaux de l'opérateur $E0$ [23] :

$$\rho^2(E0) = \left| \frac{\langle \Phi_f | \hat{T}(E0) | \Phi_i \rangle}{eR^2} \right|^2 \quad (2.15)$$

où R est le rayon nucléaire et $\hat{T}(E0)$ l'opérateur $E0$ qui peut être défini en fonction des degrés de liberté d'un nucléon e_k et r_k respectivement la charge effective du nucléon et sa position relative au centre de masse du noyau de A nucléons [24] :

$$\hat{T}(E0) = \sum_{k=1}^A e_k \hat{r}_k^2 \quad (2.16)$$

La force d'une transition $E0$ peut directement être liée au mélange entre deux états d'un même noyau, chacun caractérisé par une forme intrinsèque. Supposons le cas d'une coexistence entre une configuration sphérique, et une configuration déformée axiale, il est possible d'écrire les états résultants du mélange comme :

$$\begin{cases} |0_i^+\rangle = \cos\theta |0_{sph}^+\rangle + \sin\theta |0_{def}^+\rangle \\ |0_f^+\rangle = -\sin\theta |0_{sph}^+\rangle + \cos\theta |0_{def}^+\rangle \end{cases} \quad (2.17)$$

où θ est l'angle de mélange entre les deux configurations.

La force de la transition $E0$ entre ces deux états 0^+ peut s'écrire :

$$\rho(E0) = \frac{1}{eR^2} \left[\cos\theta \sin\theta \left(\langle 0_{sph}^+ | \hat{T}(E0) | 0_{sph}^+ \rangle - \langle 0_{def}^+ | \hat{T}(E0) | 0_{def}^+ \rangle \right) + (\cos^2\theta - \sin^2\theta) \langle 0_{def}^+ | \hat{T}(E0) | 0_{sph}^+ \rangle \right] \quad (2.18)$$

Le cas qui nous intéresse ici est celui où les deux états sont fortement couplés, et où l'on peut estimer que :

$$\cos\theta \simeq \sin\theta \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad \langle 0_{def}^+ | \hat{T}(E0) | 0_{sph}^+ \rangle \simeq 0 \quad (2.19)$$

et la force de la transition $E0$ vaut alors :

$$\rho(E0) = \frac{1}{2eR^2} \left(\langle 0_{sph}^+ | \hat{T}(E0) | 0_{sph}^+ \rangle - \langle 0_{def}^+ | \hat{T}(E0) | 0_{def}^+ \rangle \right) \quad (2.20)$$

Si l'on considère que chacun de ces états est associé à une forme intrinsèque, dont la surface est décrite par l'équation 2.2, il est possible de ré-écrire l'opérateur $E0$ comme suit [25] :

$$\hat{T}(E0) = \frac{3}{5} ZeR_0^2 \left(1 + \frac{5}{4\pi} \sum_{\mu} |\alpha_{\mu}|^2 \right) \quad (2.21)$$

De plus, dans l'espace de déformation quadrupolaire, $\beta_k^2 = \langle 0_k^+ | \sum |\alpha_\mu|^2 | 0_k^+ \rangle$, ce qui donne finalement l'expression suivante pour la force d'une transition E0 en considérant un mélange maximal entre deux états 0^+ :

$$\rho^2(E0) = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^2 Z^2 (\beta_{sph}^2 - \beta_{def}^2)^2 \quad (2.22)$$

Il est également possible de relier la force d'une transition E0 à la différence de rayon carré moyen en utilisant ce même scénario de mélange entre deux états avec un angle de mélange θ et en exprimant le rayon carré moyen en fonction du paramètre de déformation β :

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R_0^2 \left(1 + \frac{5}{4\pi} \beta^2 \right) \quad (2.23)$$

Ce qui donne finalement :

$$\rho^2(E0) = \frac{Z^2}{R_0^2} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \left[\Delta \langle r^2 \rangle \right]^2 \quad (2.24)$$

La force d'une transition E0 entre un état excité 0_{exc}^+ et l'état fondamental d'un noyau pair-pair peut être liée à la variation du rayon carré moyen des états dans le cas d'un mélange entre ces deux états. Une valeur élevée de ρ_0^2 n'est donc pas synonyme de coexistence de formes mais un indice fort de mélange entre deux configurations induisant des formes différentes. Dans ce contexte, l'étude des états excités 0^+ par conversion électronique semble primordiale. Il est également important de noter que l'obtention d'une valeur de ρ_0^2 passe par la mesure de la durée de vie de l'état excité 0^+ . En pratique, la force d'une transition E0 est reliée à la durée de vie de la transition par un facteur électronique, analogue des coefficients de conversion interne, Ω :

$$\rho^2 = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \frac{1}{\Omega} \quad (2.25)$$

où le facteur Ω dépend de la couche dont proviennent les électrons, ainsi que du nombre de protons du noyau et de l'énergie de la transition. Ces facteurs sont obtenus théoriquement, par exemple dans [26]. L'observation d'une transition électrique monopolaire doit donc s'accompagner de la mesure de sa durée de vie si l'on veut pouvoir étudier les coexistences de formes.

4 La région autour de $N = 60$

La région des noyaux riches en neutrons autour de $N = 60$ est une région avérée de coexistence de formes. Les noyaux de la région présentent une inversion des configurations sphériques *normale* et déformée *intruse* au-delà de $N = 60$ [27], [28]. Les premiers indices indirects de ce phénomène proviennent des mesures de masses dans la région. On observe une augmentation de l'énergie de séparation deux neutrons, voir Figure 2.8, qui coïncide avec une augmentation brutale de la différence de rayon carré moyen de charge pour les noyaux de rubidium, strontium, yttrium et zirconium en passant de $N = 59$ à $N = 60$, et qui pointe vers des coexistences de formes. Les mesures de probabilités de transitions électriques quadrupolaires dans les noyaux de Sr et Zr, reportées sur la Figure 2.9, pointent également vers une inversion de configuration autour de $N = 60$. Les noyaux pairs-pairs de

^{96}Sr et ^{98}Zr et impairs-pairs de ^{97}Sr et ^{99}Zr sont autant de manifestations du phénomène de coexistence de formes dans la région [29]. Un état des lieux de l'évolution de l'énergie des états 0^+ de configuration sphérique et déformée dans les noyaux pairs-pairs de Sr et de Zr de la région montre l'inversion des configurations au-delà de $N = 60$, voir Figure 2.12.

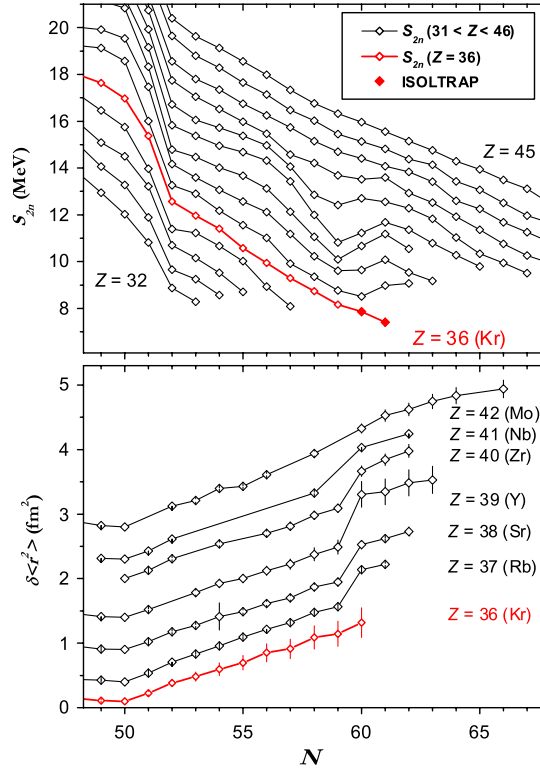


FIGURE 2.8 – Évolution de l'énergie de séparation deux neutrons et du changement de rayon carré moyen de charge $\delta\langle r^2 \rangle$ en fonction du nombre de neutrons du noyau. On observe une augmentation brutale, entre $N = 59$ et $N = 60$, de S_{2n} et de $\delta\langle r^2 \rangle$. Figure prise dans [30].

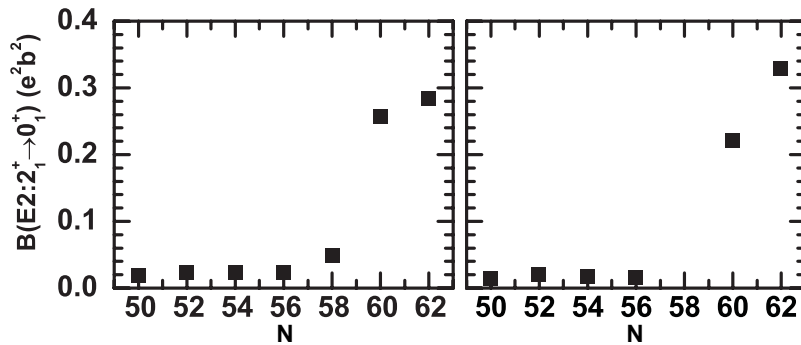


FIGURE 2.9 – Probabilités de transitions électriques quadrupolaires mesurées pour les noyaux de Sr, à gauche, et de Zr, à droite, en fonction du nombre de neutrons.

Afin d'expliquer cette inversion des configurations dans les noyaux de zirconium on peut s'en remettre au mécanisme de Federman et Pittel, détaillé dans [31]. Il est possible de partir, dans une vision de modèle en couches, d'un cœur inerte de ^{88}Sr , auquel on ajoute deux protons et six neutrons pour obtenir ^{96}Zr , voir le schéma Figure 2.10. Dans ce noyau, l'état fondamental vient du couplage

des deux protons dans $p_{1/2}$ à un spin 0^+ . La promotion d'une paire de protons au-delà de $Z = 40$ est coûteuse en énergie et explique l'écart entre le premier état excité 0^+ – qui provient de cette promotion – et l'état fondamental. Si on ajoute maintenant deux neutrons pour obtenir ^{98}Zr , ceux-ci vont préférentiellement remplir $g_{7/2}$ ce qui déclenche la dérive monopolaire, abaissant l'orbitale proton $g_{9/2}$. La promotion d'une paire dans cette orbitale devient moins coûteuse et la différence d'énergie entre les deux états diminue. La présence de neutrons dans l'orbitale $g_{7/2}$ participe à la déformation du noyau par interaction quadrupolaire. Il en résulte un état déformé de spin 0^+ à basse énergie dans ^{98}Zr . Si on ajoute encore deux neutrons pour obtenir ^{100}Zr , la diminution du gap $Z = 40$ est telle et l'appariement suffisant pour que la configuration où une paire de protons se trouve dans $g_{9/2}$ soit plus favorable que la configuration sphérique. C'est ce mécanisme qui explique la transition de formes observée dans les noyaux de zirconium, Figure 2.11. Plus récemment, une généralisation du mécanisme de Federman et Pittel aux autres parties de l'interaction nucléaire – en particulier la partie tenseur – a été proposée et prévoit l'évolution de la structure en couches lors d'excitations particule-trou¹, voir [32] pour une application à la région discutée ici.

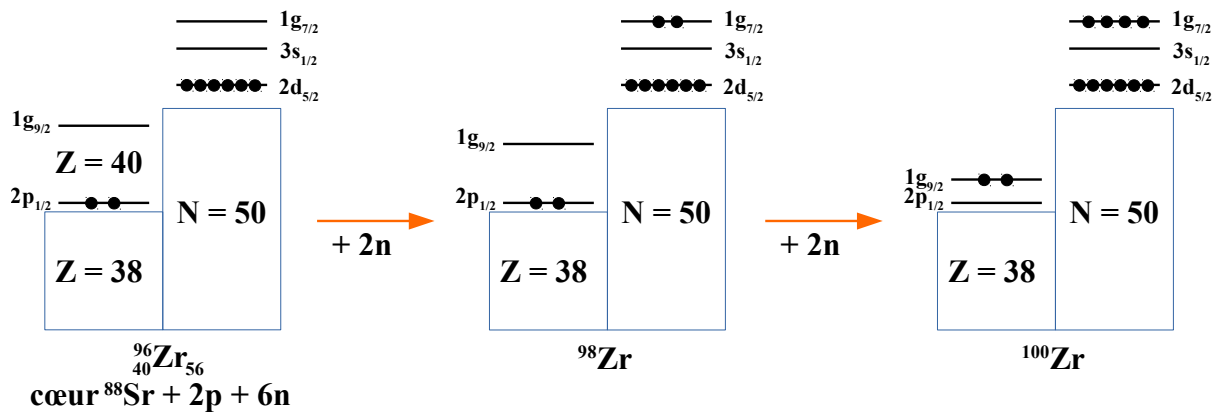


FIGURE 2.10 – Schéma explicatif du mécanisme de Federman et Pittel. L'ajout de neutrons dans $g_{7/2}$ enclenche la dérive monopolaire et l'abaissement de $g_{9/2}$. L'appariement permet la promotion de paires de protons dans $g_{7/2}$ et l'interaction quadrupolaire entre protons dans $g_{7/2}$ et neutrons dans $g_{9/2}$ induit la déformation.

Plusieurs études dans la région ont également fait état de très fortes transitions E0 dans les noyaux de ^{96}Sr [34] et ^{98}Zr [35]. Ces mesures indiquent un fort mélange entre les configurations sphériques et déformées attribuées aux états 0^+ de ces noyaux. La spectroscopie d'électrons de conversion de ^{96}Sr présente dans la thèse de G. Jung [34] n'a été publiée qu'indirectement via l'étude de la structure de ^{96}Y par décroissance β^- [36]. Pour la masse 98, les données d'électrons de conversion sont disponibles pour toute la chaîne de décroissance, notamment ^{98}Sr [37] et ^{98}Zr [38]. Si l'on s'éloigne encore un peu de la stabilité, le phénomène de coexistence de formes a également été observé dans ^{100}Zr par décroissance β de ^{100}Y [39], avec la détermination de la force de la transition E0 à 331 keV. Ces dernières années, la région a connu un regain d'intérêt et plusieurs expériences ont cherché à étudier les noyaux de strontium 96 et 98 par réaction de transfert [40], excitation coulombienne [41] ou encore décroissance β [42].

De nouvelles mesures de spectroscopie dans ces noyaux paraissent donc tout indiquées dans le but

1. Type-II shell evolution

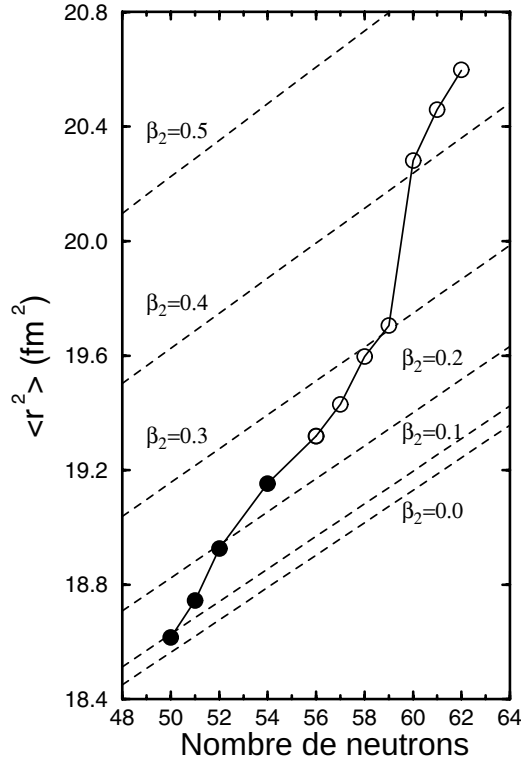


FIGURE 2.11 – Rayon carré moyen de charge des noyaux de zirconium en fonction du nombre de neutrons. Figure d'après [33].

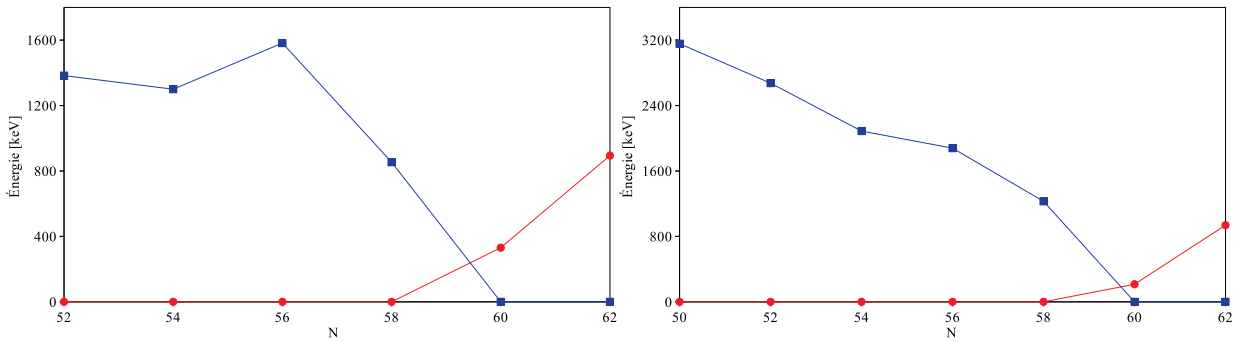


FIGURE 2.12 – Évolution des énergies des états fondamentaux et premier excité 0^+ dans les noyaux de zirconium, à gauche, et de strontium, à droite. Les carrés bleus représentent les états de configuration intruse déformée et les ronds rouges les états de configuration normale sphérique. Les deux états excités dans ^{102}Sr et ^{102}Zr sont des tentatives d'attribution à l'une des configurations. Données de NNDC.

de chercher à caractériser un nouveau système d'étude d'électrons de conversion β -retardés. Les masses impaires pour lesquelles de nombreux coefficients de conversion ont été mesurés [43] peuvent permettre de caractériser l'efficacité du système. Dans les masses paires, malgré la très grande attention que la région a suscitée, très peu – aucune le plus souvent – d'études de coïncidences γ -électrons n'ont été réalisées. Ces observables sont accessibles avec le dispositif que je me propose de décrire dans la suite de ce manuscrit et permettent de compléter les informations disponibles sur la région.

3

De la station d'identification au dispositif expérimental COeCO

Sommaire

1	ALTO	24
2	La station d'identification et de spectroscopie électron	26
3	Cahier des charges du nouveau système de détection	28
4	Simulations du système avec le logiciel COMSOL Multiphysics®	31
4.1	Définition de la géométrie	32
4.2	Champ magnétique	35
4.3	Transport des électrons	37
4.4	Déviation du faisceau d'ions radioactif	41
5	Le nouveau détecteur β	42

1 ALTO

La plate-forme ALTO¹, située dans la vallée du campus de l'université Paris-Saclay, est constituée de deux accélérateurs. Un TANDEM de type Van de Graaf délivrant des faisceaux d'ions stables, et un accélérateur d'électrons qui, couplé à un ensemble cible-source, est utilisé pour la production de faisceaux d'ions radioactifs.

L'accélérateur TANDEM représente la partie historique d'ALTO. Développé au début des années 70, il permet d'accélérer des ions allant du deuton à l'or et a notamment servi récemment, avec l'aide de la source de neutrons rapides LICORNE, pour des études portant sur les produits de fission du ²³²Th et du ²³⁸U [44].

La partie faisceaux radioactifs est quant à elle plus récente et date du début des années 2000. Elle se base sur la méthode ISOL² pour produire des faisceaux d'ions radioactifs riches en neutrons. Le principe de la technique ISOL est de produire un très grand nombre de noyaux radioactifs à un endroit et de les sélectionner, avec la meilleure résolution possible pour assurer la pureté du faisceau, avant de les transporter vers le hall expérimental où a lieu leur étude [45]. Ce principe général s'applique pour toutes les installations ISOL dans le monde – ALTO à IJCLab³ et SPIRAL au GANIL⁴ en France, ISOLDE au CERN en Suisse, IGISOL à l'université de Jyväskylä en Finlande, SPES au LNL en Italie, ou encore ISAC à TRIUMF au Canada – et la diversité des installations vient généralement de la façon dont les ions radioactifs sont produits. La méthode la plus utilisée consiste à bombarder une cible épaisse de matériau fissible avec un faisceau léger de protons ou d'électrons par exemple. La cible est également chauffée afin de favoriser la diffusion et l'effusion des produits de fission. Plusieurs types de cibles peuvent être utilisés pour améliorer encore un peu plus l'effusion des atomes radioactifs – cible poreuse ou plus courte – ou simplement augmenter le nombre de produits de fission – cible dense ou plus longue. Les atomes sont ensuite ionisés selon les techniques disponibles et les besoins – ionisation de surface, laser ou plasma.

Cette multitude de paramètres conduit à une grande diversité de plates-formes utilisant la technique ISOL, et peut influencer le faisceau d'ions final, notamment si différents isomères du noyau étudié existent. La technique ISOL comporte plusieurs bénéfices comparée aux techniques en vol. Elle permet tout d'abord un réglage très précis du faisceau d'ions qui présente une faible émittance et une bonne résolution énergétique par exemple. Le développement de sources d'ionisation laser favorise une sélection isotopique précise et efficace, qui résulte en un faisceau très pur, réduisant de ce fait le fond provenant d'autres noyaux.

En ce qui concerne ALTO, c'est la photo-fission [46], où le faisceau primaire est un faisceau d'électrons accélérés à 50 MeV pour une intensité nominale de 10 μ A, qui est utilisée. Ce faisceau bombarde une cible de carbure d'uranium et induit la fission de celle-ci par Bremsstrahlung, ce sont donc les photons du rayonnement qui induisent la fission. Comme vu précédemment, les noyaux sont ensuite ionisés avant d'être séparés en masse par le spectromètre de masse PARRNe⁵ – pouvoir de résolu-

1. Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay
2. Isotope Separation On-Line, Séparation Isotopique En Ligne
3. Laboratoire de Physique des 2 Infinis Irène et Joliot Curie
4. Grand Accélérateur d'Ions Lourds
5. Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons

tion $R = \frac{A}{\Delta A} = 1500$ – et d’être distribués aux différentes lignes expérimentales (Figure 3.1). Une des particularités de l’installation est de travailler à l’optimisation du faisceau radioactif notamment au niveau du développement des cibles d’uranium. Des études récentes à ALTO ont montré des différences radicales dans les taux de productions de certains noyaux suivant le type de cible utilisée, que ce soit la micro-structure interne de la cible [47] ou encore sa densité en matériau radioactif [48]. Ces études apportent des informations extrêmement utiles quand il s’agit de concevoir une expérience, puisque ces nouvelles cibles conduisent à un taux de production jusqu’à deux fois supérieur pour certains noyaux par rapport aux cibles normalement utilisées à ALTO.

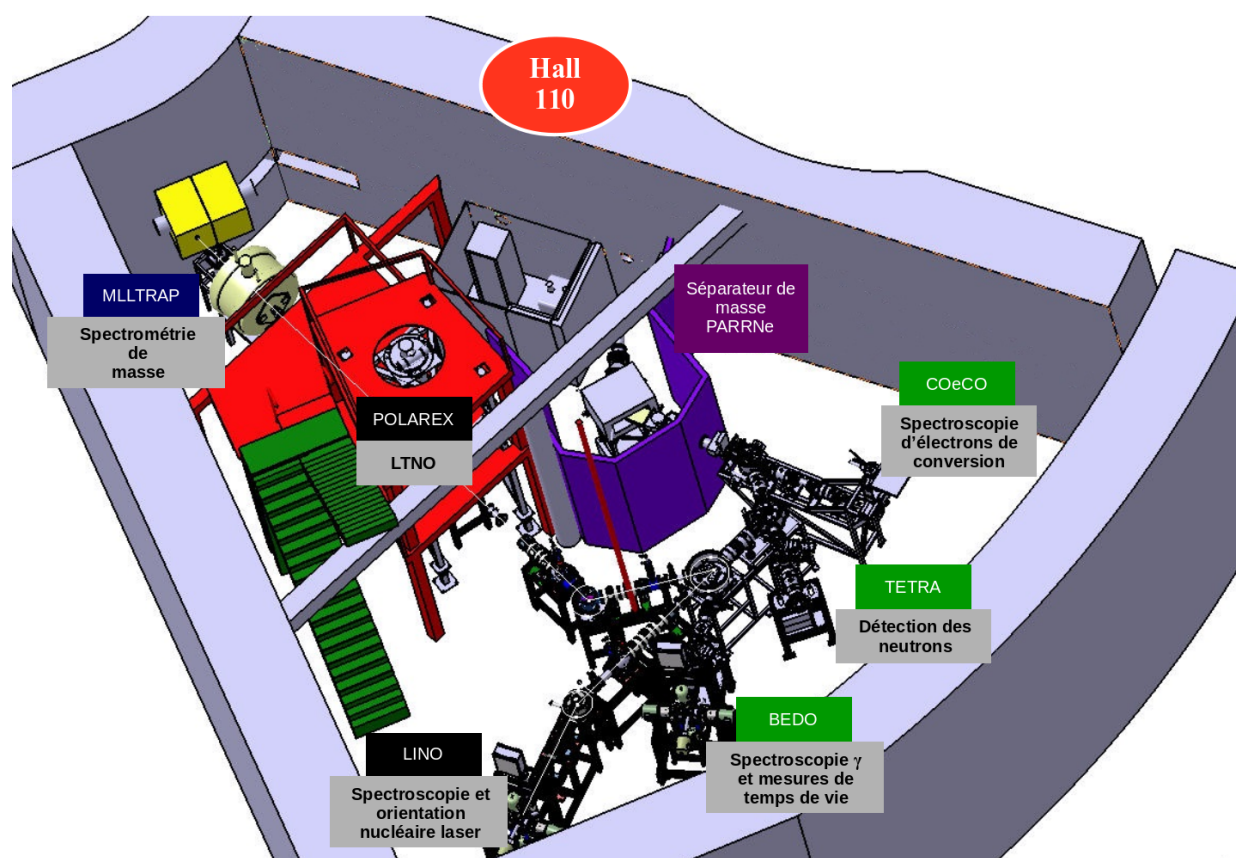


FIGURE 3.1 – Hall expérimental de l’installation ISOL à ALTO, « salle 110 ».

L’installation ISOL à ALTO regroupe les instruments nécessaires à la mesure d’observables d’intérêt pour l’étude de la structure du noyau. On dénombre six lignes expérimentales qui se basent sur trois grands jeux d’observables :

- La mesure de l’énergie de liaison totale des états fondamentaux ou d’isomères de noyaux – les mesures de masse – par piégeage électromagnétique avec le double piège de Penning MLLTRAP⁶ [49].
- Les mesures exploitant l’interaction hyperfine du noyau avec son cortège électronique, permettant notamment les mesures de spins, de moments magnétiques et électriques. L’installation POLAREX⁷ [50] utilise l’orientation nucléaire à basse température et la résonance magnétique

6. Maier-Leibnitz Laboratory TRAP

7. POLARization of EXotic nuclei

nucléaire pour mesurer spins et moments nucléaires des noyaux radioactifs, et LINO⁸ [51] est une ligne permettant la spectroscopie laser et l'orientation nucléaire assistée par laser.

- La spectroscopie des produits d'émission de la radioactivité, afin de mesurer les énergies de liaison des états nucléaires de durées de vie très courtes ainsi que les probabilités de transition entre états excités d'un noyau. Trois lignes dédiées aux études spectroscopiques se trouvent à ALTO : BEDO [52] pour la spectroscopie γ β -retardée et les mesures de temps de vie, TETRA [53] un compteur de neutrons à ^3He pour des mesures de probabilités d'émission de neutrons β -retardés et enfin, la station d'identification pour la spectroscopie d'électrons de conversion β -retardés et les mesures de production. C'est sur la transformation de cette dernière que s'est porté mon travail de thèse.

2 La station d'identification et de spectroscopie électron

La station d'identification est le dispositif de mesure historique de la salle et le plus proche du séparateur de masse PARRNe. Construite d'abord pour les mesures de productions de noyaux riches en neutrons produits par photo-fission, un détecteur silicium-lithium refroidi à l'azote liquide – Figure 3.2 – a par la suite été ajouté afin de détecter les électrons de conversion. La station d'identification joue ainsi deux rôles bien distincts, qui se reflètent dans sa conception en deux parties – voir Figure 3.4. La partie haute est utilisée pour les mesures de productions, et comprend un détecteur germanium *hyper-pur*, à tronc conique de type EUROGAM [54] pour la détection des désexcitations γ de la source, ainsi qu'un scintillateur plastique pour la détection des électrons β . La partie basse est elle utilisée pour la mesure d'électrons de conversion et comprend le même couple détecteur germanium et scintillateur avec en plus une jonction Si(Li) modèle ESLB de Canberra pour détecter les électrons de conversion. L'enceinte de la station d'identification est maintenue sous vide à l'aide de trois couples composés d'une pompe primaire sèche – ou d'une pompe à huile – et d'une pompe turbomoléculaire afin d'atteindre des valeurs de vide d'environ 10^{-6} mbar. La jonction Si(Li) constituant un point froid dans cette enceinte, un piège cryogénique est également utilisé de sorte à aspirer les éventuels résidus qui pourraient se coller sur la surface du détecteur et sinon l'abîmer durablement, diminuer grandement sa résolution. Un dérouleur de bande, voir Figure 3.3, complète le tout et relie les deux parties de la station d'identification. Lors d'une expérience, on utilise soit la partie haute pour les mesures de productions du faisceau, soit la partie basse pour l'étude des électrons de conversion.

Une mesure d'électrons de conversion se déroule alors en trois étapes qui se répètent :

- premièrement, le faisceau de basse énergie est collecté sur une bande de mylar pendant un temps défini $t_{collection}$ au niveau de la partie haute de la station, afin d'obtenir une source radioactive ;
- deuxièmement, la bande est déroulée et la source déplacée vers la partie basse. Aucune mesure n'est effectuée lors de cette étape, qui dure environ 1.3 s ;
- troisièmement, la mesure a lieu dans la partie basse pendant que le faisceau est collecté et qu'une nouvelle source radioactive est fabriquée, le temps de mesure est donc $t_{décroissance} = t_{collection}$;

8. Laser Induced Nuclear Orientation

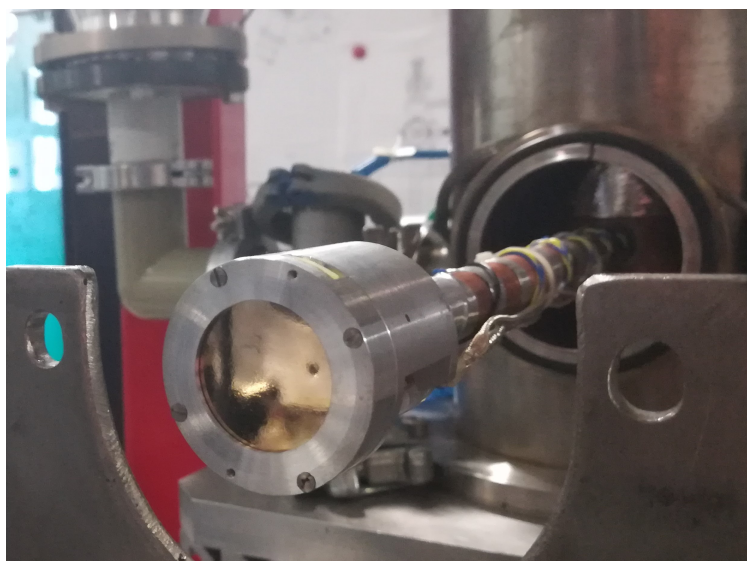


FIGURE 3.2 – Fenêtre du détecteur silicium-lithium – au premier plan – et doigt froid – au second plan – pour la maintenir à la température de l'azote liquide. Le détecteur Si(Li) est un modèle ESLB de Canberra d'épaisseur utile 3000 μm et de surface 500 mm^2 , pour une résolution annoncée de 2.0 keV à 624 keV. Les données constructeur sont disponibles dans l'Annexe A.

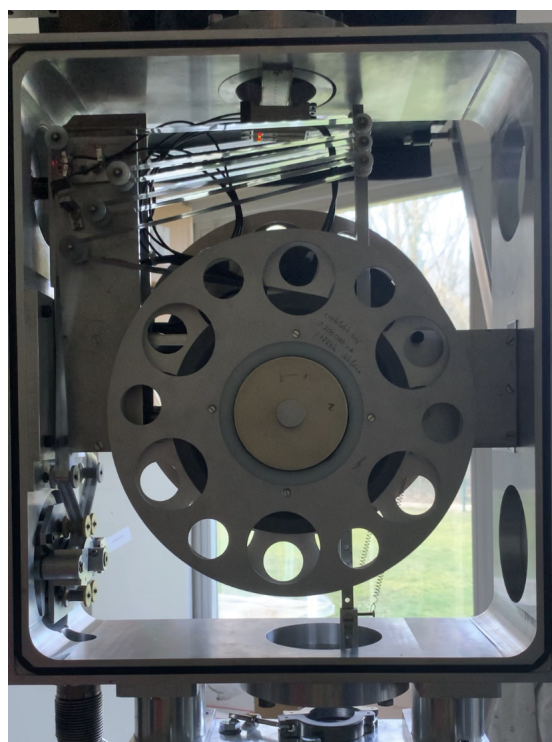


FIGURE 3.3 – Dérouleur de bande, permettant de déplacer la source radioactive collectée sur la bande de mylar, du point de collection vers le point de mesure, en face de la jonction Si(Li), voir Figure 3.4. La bande est chargée sur deux bobines tournant dans le sens opposé – une débitrice et une réceptrice – dont le mouvement est induit par un cabestan, lui-même entraîné par un moteur pas-à-pas. Le tout est contrôlé à l'aide d'un automate qui permet de régler les cycles de mesure décrits plus avant.

Le déroulement de la bande permet l'évacuation de la source radioactive du point de mesure à chaque cycle, ce qui évite l'accumulation de l'activité des descendants de plus longue durée de vie

dans les spectres. La structure en deux parties impose la collection et la mesure en deux points distincts, ce qui rend les noyaux de très courte durée de vie difficilement accessibles. La vitesse de déroulement de la bande peut être augmentée, mais cela conduit le plus souvent à une rupture de celle-ci. Dans ce cas, c'est tout le dispositif qui doit être ouvert afin d'intervenir pour réparer la bande et les bénéfices du temps de déroulement plus court sont alors perdus, l'intervention totale demandant généralement plusieurs heures.

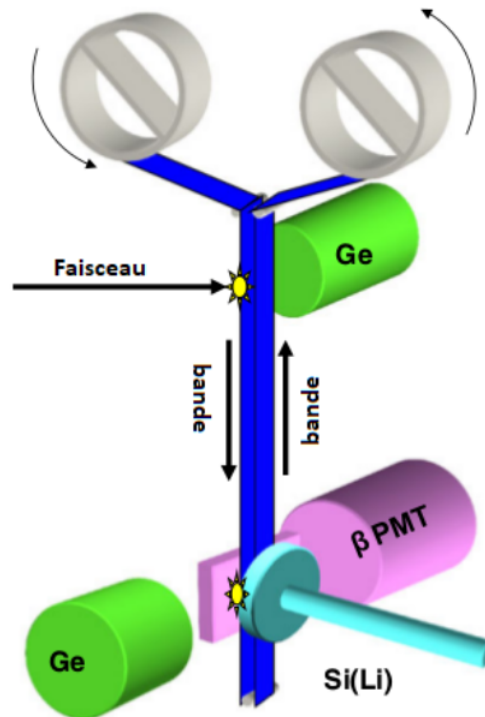


FIGURE 3.4 – Station d'identification dans sa configuration de base. Les deux points de mesure sont indiqués en jaune. Tout comme la partie haute, la partie basse est composée d'un couple HPGe-scintillateur plastique – en vert et rose, respectivement – auquel s'ajoute la jonction Si(Li), en bleu clair. Le scintillateur plastique haut n'est pas représenté pour plus de lisibilité.

En plus de cette limitation purement mécanique, la géométrie très compacte du système induit un fond provenant de la diffusion Compton des rayonnements γ issus de la source dans le détecteur Si(Li), voir un exemple de spectre obtenu Figure 3.5. Ce fond de basse énergie rend l'analyse des spectres d'électrons de conversion compliquée, quand les transitions électroniques ne sont pas totalement noyées dedans. C'est pour s'affranchir de ces limites que j'ai conçu, monté puis étudié un tout nouveau dispositif expérimental pour l'étude des électrons de conversion COeCO⁹ – COnversion electron Chasing at Orsay.

3 Cahier des charges du nouveau système de détection

Avant de détailler mon travail de simulations pour développer ce nouveau système, il faut préciser les principales caractéristiques attendues pour le dispositif COeCO. L'objectif premier est de répondre

9. Prononcer \ko.ko\

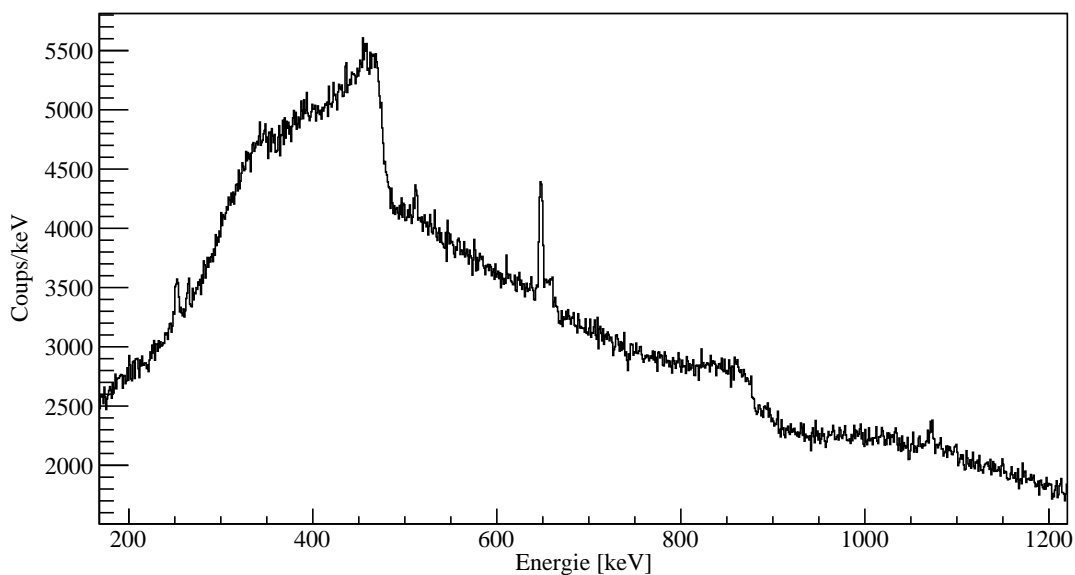


FIGURE 3.5 – Spectre d'électrons de conversion obtenu par décroissance de ^{80}Ga avec l'ancienne station d'identification. Les fronts Compton, que le nouveau système a pour but de supprimer, sont très bien visibles autour de 430 keV et 870 keV.

aux deux limitations citées plus haut tout en conservant la simplicité de l'ancien système.

Afin de pouvoir étudier des noyaux avec des durées de vie plus courtes, la solution la plus simple est de supprimer l'étape de déplacement de la source vers le système de détection. Autrement dit, l'idée est d'effectuer les mesures au point de collection du faisceau – anciennement la *partie haute* – et de déplacer la bande uniquement pour évacuer la source radioactive et éviter les espèces de longue durée de vie.

L'autre point est d'améliorer le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ pour faciliter l'analyse des spectres d'électrons de conversion. Pour cela, nous avons décidé de nous inspirer des systèmes déjà existants comme les spectromètres *mini-orange* [4] et surtout ELLI¹⁰, à Jyväskylä [5] et d'utiliser un système magnétique pour pouvoir éloigner le détecteur Si(Li) du point de collection du faisceau tout en guidant les électrons de la source radioactive vers ce même détecteur. Une telle approche permet de réduire grandement l'angle solide couvert par les rayonnements γ , neutres, simplement en éloignant le détecteur tout en transportant le plus d'électrons possible.

Le système COeCO doit alors répondre à certains critères :

- le but du système étant de mesurer l'énergie des électrons de conversion, celle-ci ne doit pas changer après leur passage dans le champ magnétique ;
- ne sachant pas quelle énergie doit être mesurée, l'acceptance en énergie du système doit être grande et ne pas « couper » des énergies auxquelles le détecteur est sensible ;
- l'efficacité de transmission des électrons vers le détecteur doit être la plus grande possible, surtout dans la gamme de moyenne énergie, en-dessous d'un MeV ;
- le système total doit être relativement compact pour s'adapter correctement à la ligne tout en conservant tous les détecteurs déjà présents (HPGe et détecteur β).

10. Electrons Lens for IGISOL

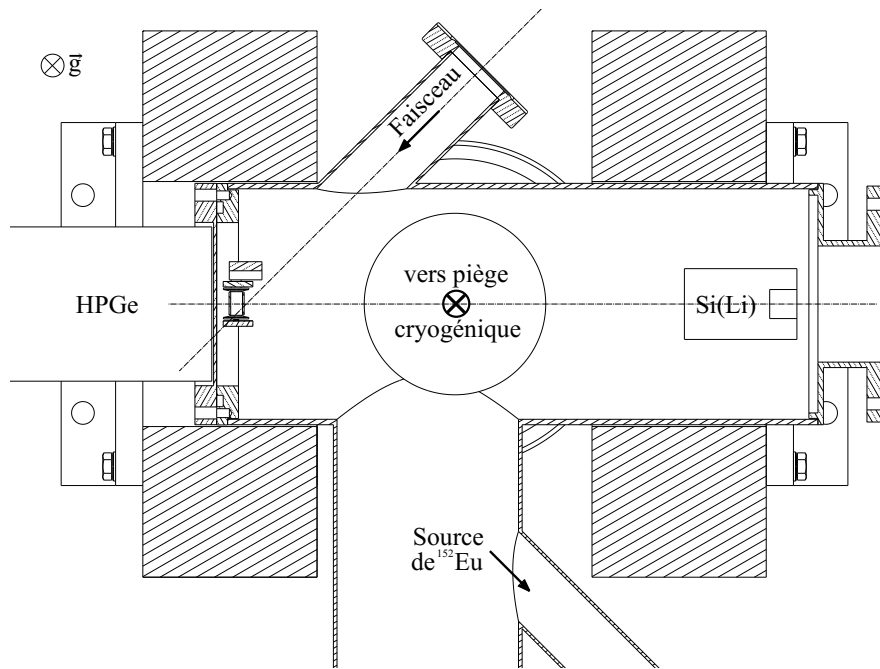


FIGURE 3.6 – Coupe du dispositif vu de haut. Les deux bobines sont hachurées sur le schéma, le piège cryogénique se trouve sous la chambre principale et une source de ^{152}Eu peut être insérée en avant de la bande.

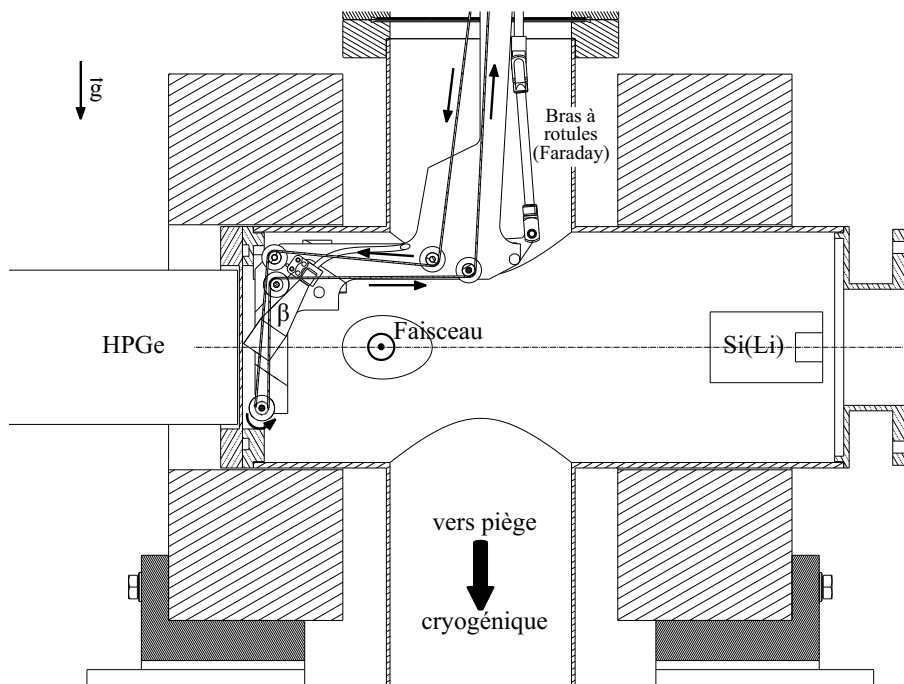


FIGURE 3.7 – Coupe du dispositif vu de côté. Les deux bobines sont hachurées sur le schéma, on voit une des raquettes du scintillateur – voir Section 5 – qui entoure la bande au point de collection du faisceau. Le sens de la bande est indiqué par les flèches, et on peut voir au centre, à droite de la bande, le bras à rotules qui permet de placer la coupelle de Faraday face au faisceau.

Afin de répondre au mieux à ces contraintes, une géométrie proche du spectromètre ELLI a été décidée. Le système est donc constitué de deux bobines magnétiques dans la configuration de Helmholtz de sorte que la distance entre les centres des bobines soit égale au diamètre d'ouverture des bobines,

voir [55]. La bande de mylar sur laquelle la source est collectée passe par le centre de la première bobine et le détecteur Si(Li) est placé au centre de la deuxième bobine, Figures 3.6 et 3.7 pour un schéma détaillé du système. La géométrie finale est développée un peu plus loin dans ce chapitre avec les simulations de transport des électrons et une vue en trois dimensions est montrée Figure 3.8.

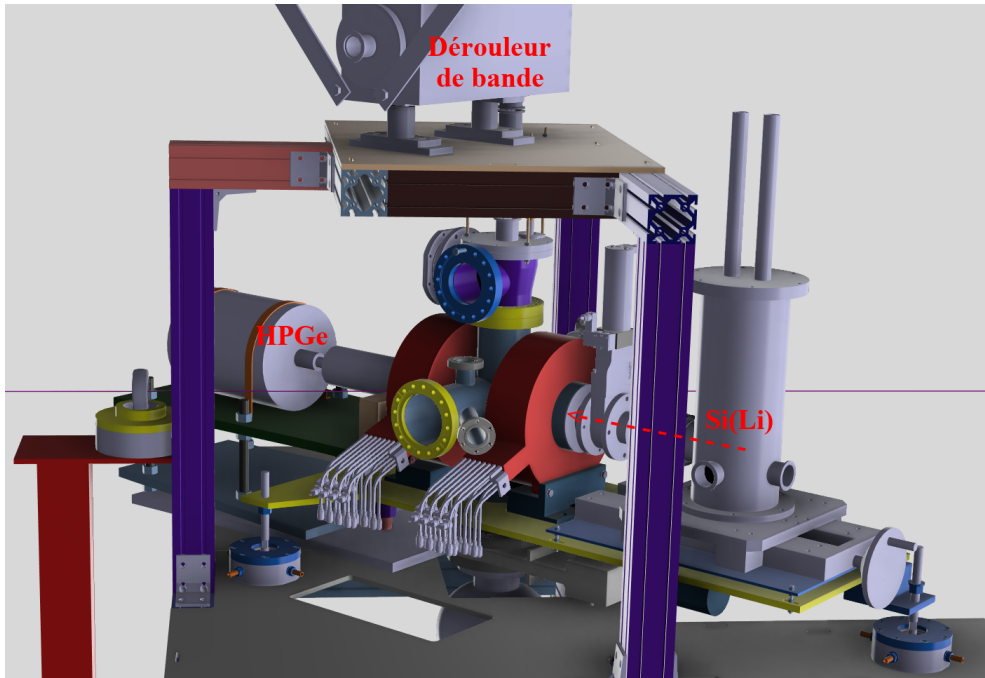


FIGURE 3.8 – Version finale du système COeCO. On peut voir à gauche le détecteur germanium, lui faisant face en bas à droite, le détecteur Si(Li) avec en rouge, entre les deux, deux bobines magnétiques. Le tout est fixé sur une plaque réglable en hauteur et dans le plan horizontal. Enfin, la ligne mauve matérialise le faisceau radioactif.

4 Simulations du système avec le logiciel COMSOL Multiphysics®

COMSOL Multiphysics® est le logiciel de simulations numériques que j'ai utilisé pour simuler le système COeCO. Il rassemble, en un seul logiciel relativement simple à prendre en mains, les outils nécessaires à l'étude du champ magnétique généré par les deux bobines ainsi que le transport des électrons depuis une source vers un détecteur dans ce champ. Il permet, de plus, d'importer directement un fichier de CAO¹¹ et donc d'ajouter progressivement les différents éléments du système dessinés par le bureau d'études d'IJCLab aux simulations. Plusieurs étapes de conception précèdent l'affichage des résultats des simulations par le logiciel. Il faut d'abord définir la géométrie de l'étude, soit en dessinant directement dans COMSOL les différents éléments – plutôt pour des éléments simples –, soit en important la géométrie depuis un autre logiciel de CAO dédié. On doit ensuite attribuer à chaque élément un matériau que l'on peut chercher dans la bibliothèque interne du logiciel ou bien définir nous-même. On peut alors spécifier les types d'études à réaliser en utilisant les modules du logiciel. J'ai utilisé deux modules pour mes études : le module AC/DC pour calculer le champ magnétique généré par les bobines et le module de suivi des particules chargées pour étudier le trajet des électrons

11. Conception Assistée par Ordinateur

et du faisceau radioactif dans ce champ.

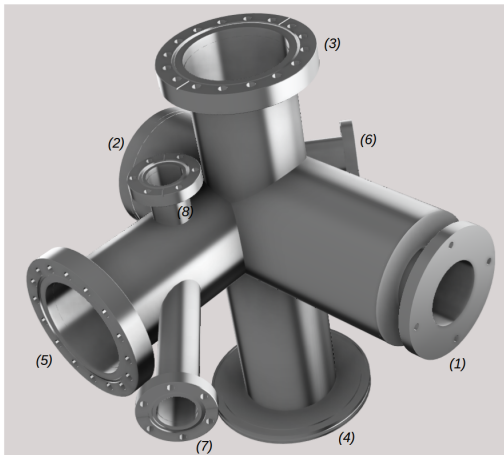
COMSOL utilisant la méthode des éléments finis, une étape essentielle des simulations est la définition du maillage. Celle-ci peut se faire élément par élément suivant leur importance dans les calculs et représente la dernière étape avant l'affichage des résultats. Enfin, on doit indiquer tous les résultats que le logiciel doit afficher directement dans des graphiques ou bien des tableaux qui permettent leur traitement par la suite. Dans mon cas, le but de la première simulation est de tracer une carte en trois dimensions du champ magnétique induit par les bobines. La deuxième simulation se base sur les résultats de la première pour tracer les trajectoires des électrons dans le champ et compter le nombre d'électrons qui atteignent le détecteur afin de déduire une efficacité de transport.

4.1 Définition de la géométrie

La partie la plus importante de la géométrie globale du système est la chambre principale qui doit accueillir, sous vide, non seulement la bande et le détecteur Si(Li) à des endroits bien précis, mais aussi se raccorder à la ligne de faisceau existante. Pour plus de clarté, chaque piquage de la chambre est indiqué par un chiffre sur la Figure 3.9a et reporté ci-après. Le point de départ pour la structure de la chambre est un tube d'inox autour duquel les deux bobines peuvent être glissées, avec d'un côté du tube le détecteur Si(Li) (1) qui peut s'avancer jusqu'au centre d'une bobine et de l'autre, une fenêtre mince – 3 mm – amovible pour placer le détecteur HPGe (2). Deux piquages sont ajoutés au centre du tube pour pouvoir raccorder la chambre au dérouleur de bande, en haut (3), et au piège cryogénique, en bas (4). Un troisième piquage a également été ajouté au même niveau (5) pour pouvoir accéder à la bande sans passer par la fenêtre mince et ainsi intervenir plus facilement en cas de rupture ou de bourrage de la bande au niveau de la chambre. Enfin, trois derniers piquages plus petits sont ajoutés. Un pour raccorder la chambre à la ligne de faisceau (6), orienté à 45° sur le tube de base pour laisser le faisceau atteindre la bande. Un deuxième perpendiculaire à ce dernier et en face sur la chambre (7) pour pouvoir insérer une source d'électrons de conversion et étalonner le détecteur Si(Li). Le dernier, vertical (8), pour faire sortir les câbles de la coupelle de Faraday.

Une fois la chambre principale définie, j'ai intégré les deux bobines, montées sur des supports, de sorte à pouvoir les faire coulisser le long de la chambre. Ceci permet non seulement de jouer sur l'intensité du champ en les rapprochant, mais aussi de libérer la vue sur la ligne de faisceau pour procéder à l'alignement du système. Pour les simulations, j'ai décidé de ne pas représenter les bobines comme sur la Figure 3.9b et de supprimer les tubes de refroidissement qui n'influencent pas sur le champ à l'intérieur de la chambre et complexifient les calculs numériques.

En ce qui concerne l'intérieur de la chambre, très compact – environ 13 cm de diamètre pour le cylindre principal –, il doit accueillir la bande de mylar, une coupelle de Faraday et le détecteur β . Un bras en aluminium attaché par le haut, voir Figure 3.9b, sert de support aux roulettes de guidage de la bande d'un côté. De l'autre, un système de bras de levier permet de placer la coupelle de Faraday devant le faisceau avant sa collection sur la bande, voir Figure 3.7. Le détecteur β consiste en deux carrés de plastique scintillant – PMMA – de 17 mm de côté et 3 mm d'épaisseur fixés sur le bras et reliés à un tube photomultiplicateur par un toron de fibres optiques. Sa conception est discutée plus en détail dans sa propre partie, voir Section 5. Enfin, j'ai défini le détecteur Si(Li) comme étant un disque



(a) Chambre principale du dispositif.

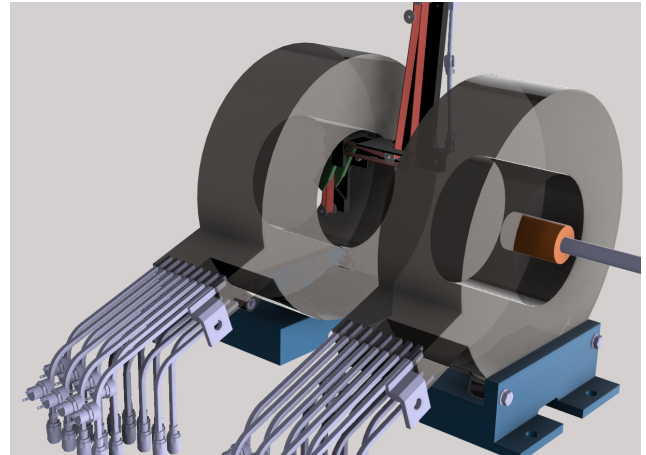
(b) Intérieur de la chambre principale. La bande de mylar, en rouge, ainsi que le détecteur β , en vert, sont soutenus par un bras en aluminium, en noir. La jonction Si(Li), en orange, fait face à la bande.

FIGURE 3.9 – La chambre principale de COeCO ainsi que son intérieur.

qui stoppe toute particule entrant en son contact, pour n'étudier que le transport des électrons dans le champ magnétique. La source est un simple point, placé au centre d'une bobine pour se rapprocher de la réalité, le détecteur étant placé au centre de l'autre bobine. J'ai simplifié le système le plus possible pour ne pas être limité par la puissance de calcul de l'ordinateur. Les simulations que j'ai effectuées constituent avant tout une démonstration de faisabilité qui précède les phases de tests qui seront décrites plus loin dans ce manuscrit.

Une fois tous les éléments définis, un matériau a été attribué à chacun. La chambre est conçue en inox 316L paramagnétique pour éviter toute interaction néfaste avec le champ induit par les bobines. Tous les autres éléments sont en aluminium ou en plastique pour les mêmes raisons. J'ai également étudié la possibilité d'ajouter des petits éléments en fer ou en acier pour de futurs ajouts dans la chambre ou bien si des pièces ne sont pas disponibles dans des matériaux insensibles au champ magnétique. C'est par exemple le cas des anneaux de serrage des roulettes de guidage de la bande qui sont de très petites pièces en fer et pourraient influencer les électrons en induisant des variations dans le champ magnétique. Enfin, l'intégralité du système est placée dans un cylindre représentant l'espace dans lequel les calculs sont effectués et constitué de vide.

COMSOL utilisant la méthode des éléments finis pour les simulations, la dernière étape de la définition de la géométrie est le maillage en éléments finis. Cette étape est d'autant plus importante qu'elle est celle qui détermine le temps que prendront les calculs et leur précision. Bien que le logiciel puisse construire le maillage automatiquement, il peut être important d'imposer certaines conditions sur la taille ou la forme des mailles utilisées suivant la précision désirée. Dans mon cas par exemple, je m'intéresse surtout à ce qui se passe à l'intérieur de la chambre et ai donc choisi une maille plus fine pour la chambre et les éléments qui la composent que pour les bobines, voir Figure 3.10. J'ai opté pour un maillage tétraédrique qui est bien adapté aux formes circulaires et aux petites surfaces comme les roulettes ou les deux raquettes du scintillateur plastique. Une maille rectangulaire aurait été utilisable pour les bobines, mais aurait imposé une maille bien plus grossière et je voulais conserver une certaine

précision au niveau de la jonction entre les bobines et la chambre. On remarque d'ailleurs que par défaut, le maillage se resserre au niveau des intersections entre plusieurs pièces.

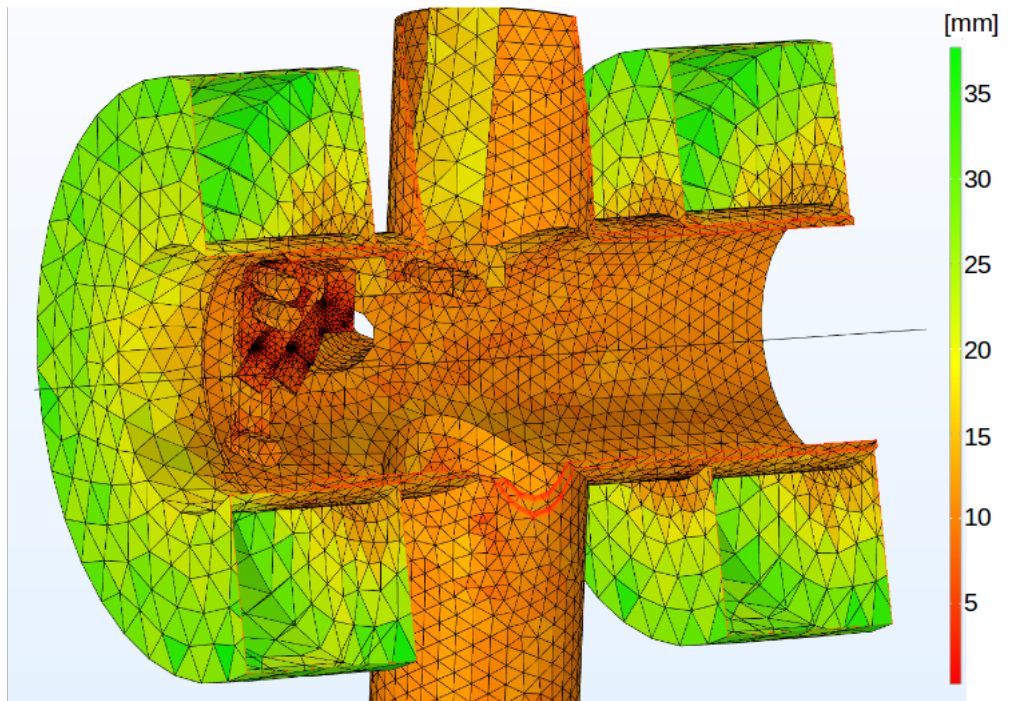


FIGURE 3.10 – Maillage en éléments finis du système, un plan de coupe permet de visualiser les pièces internes, bénéficiant d'une maille plus fine que les éléments externes. La taille de la maille est indiquée en mm. Le cylindre d'espace, qui englobe le système, n'est pas représenté ici par soucis de clarté.

La taille de la maille est définie par le diamètre de la sphère qui contient l'élément de maille et peut être ajustée élément par élément ou bien pour tout le système, dans le cas où l'on choisirait l'option « maillage contrôlé par la physique ». J'ai d'abord commencé par utiliser un maillage de taille prédéfinie par le logiciel pour les études impliquant un champ magnétique et des particules, avant d'affiner le modèle pour gagner en temps de calcul. En effet, un maillage global est rarement une bonne solution pour un système complexe et qui contient des pièces de tailles très différentes comme celui-ci. J'ai donc ensuite utilisé un maillage spécifique pour la chambre qui est l'élément le plus gros et un autre pour les autres éléments. Lorsque les éléments sont plus petits que la taille minimale imposée sur la maille, COMSOL génère un maillage plus fin seulement sur les parties qui en ont besoin et pas sur toute la pièce. Cela permet d'éviter à une pièce très grande ne nécessitant pas beaucoup de précision dans les calculs, mais avec un bord très petit, d'avoir un maillage trop resserré qui induirait un temps de calcul très élevé. J'ai effectué plusieurs simulations de transport d'électrons avec différentes tailles de maille pour la chambre et pour l'espace dans lequel les électrons sont contenus afin de trouver un maillage qui induit un temps de calcul moyen faible tout en conservant une précision satisfaisante. Afin de déterminer cette précision, j'ai simulé les trajectoires d'électrons à six énergies différentes, d'abord pour le maillage le plus fin avec lequel les simulations sont réalisables – un maillage plus fin que ce dernier ne permet pas de calculer le champ magnétique par manque de puissance de calcul – puis en faisant varier la taille du maillage des deux éléments d'importance ici, la chambre et le cylindre d'espace dans lequel les électrons se déplacent. J'ai pu de cette manière obtenir la dispersion des

valeurs de l'efficacité de transport des électrons suivant le maillage utilisé, que l'on peut voir comme une incertitude liée au maillage. Les résultats sont reportés dans le Tableau 3.1. J'ai donc répercuté dans la suite une incertitude systématique de 1.4 % sur les simulations des trajectoires des électrons. J'ai également noté le temps de calcul moyen pour vérifier l'effet d'un maillage plus fin sur ce dernier. Bien que relativement restreint sur un calcul de trajectoires, lors des simulations finales, plusieurs centaines de calculs pour des énergies différentes sont nécessaires à l'obtention des courbes d'efficacité présentées à la section 4.3. Le maillage complet que j'ai utilisé, hors cylindre d'espace, est visible sur la Figure 3.10 et correspond à la première ligne du tableau comparatif, Tableau 3.1.

TABLEAU 3.1 – Temps de calcul moyen des trajectoires de 10000 électrons pour des énergies de 100, 400, 700, 1000 et 1300 keV et pour différentes tailles de maille du cylindre d'espace et de la chambre. Ces résultats montrent l'importance de bien définir le maillage du système pour ne pas multiplier les temps de calculs et conserver une bonne précision. J'ai produit l'étude sur le maillage avec les simulations des trajectoires des électrons puisqu'elles prennent le plus de temps ; le champ magnétique n'est simulé qu'une seule fois alors que j'ai simulé la trajectoire d'électrons de 0 à 1800 keV – 100 keV au-delà de la limite théorique de détection de la jonction – par pas de 20 keV en plaçant la source à différentes positions autour de sa position théorique, voir Section 4.3. Pour une maille de taille supérieure à 8 mm, les trajectoires des électrons ne sont plus continues, le logiciel ne pouvant plus extrapoler entre les faces des éléments finis. La référence pour la valeur de l'incertitude est le maillage le plus fin possible, qui s'approche au plus de la réalité, qui permet un résultat ; le maillage utilisé pour les simulations est le premier dans le tableau, qui correspond à un temps de calcul raisonnable pour une petite distance au maillage le plus fin. La mention NaN signifie que le calcul du champ magnétique ou bien du transport des électrons à une des six énergies n'est pas réalisable avec le maillage défini.

Taille de maille de la chambre {min ;max} [mm]	Taille de maille du cylindre d'espace {min ;max} [mm]	Temps de calcul moyen [s]	Différence maximale du nombre d'électrons atteignant le détecteur [% d'électrons]
{10 ;48}	{5 ;30}	101	0.7
{10 ;48}	{5 ;50}	94	0.8
{10 ;48}	{5 ;10}	NaN	NaN
{10 ;48}	{2 ;30}	140	1.4
{10 ;48}	{2 ;20}	NaN	NaN
{8 ;48}	{5 ;30}	124	0.7
{5 ;48}	{3 ;30}	139	0 (référence)
Contrôlé par la physique, réglage Normal		109	0.8
Contrôlé par la physique, réglage Fin		120	0.8
Contrôlé par la physique, réglage Plus Fin		NaN	NaN

Une fois le système défini, les matériaux associés à chaque élément et le maillage complet calculé, il est possible de passer à l'étude physique, à commencer par le champ magnétique induit par les bobines.

4.2 Champ magnétique

La première étude que j'ai réalisée est celle du champ magnétique créé par les deux bobines dans l'enceinte de la chambre. Cette étude a pour but principal de dimensionner les bobines pour pouvoir installer ensuite COeCO au bout de la ligne de faisceau avec toutes les contraintes géométriques que cela implique. L'énergie des électrons n'étant pas mesurée à l'aide du champ mais grâce au détecteur

Si(Li), le champ n'a pas besoin d'être connu de manière précise en tout point du système. L'idée est donc de trouver un compromis entre la taille des bobines, une valeur de champ à l'intérieur de la chambre qui permette d'accompagner les électrons vers le détecteur sans les perdre – il faut obtenir une *enveloppe* de champ sans variation brutale, comme sur la partie gauche de la Figure 3.11 – tout en travaillant avec des valeurs maximales atteignables avec un solénoïde de cuivre et une alimentation d'une puissance de 15 kW maximum. En discutant avec les entreprises en charge de la fabrication des bobines et des études complémentaires, j'ai pu affiner le besoin et n'étudier que quelques tailles de bobines différentes. Les résultats que je présente ici ont été obtenus avec les paramètres finaux des bobines, j'ai néanmoins étudié – plus grossièrement – le transport des électrons en faisant varier la taille des bobines et l'espacement entre elles, ainsi que le courant qui leur est délivré.

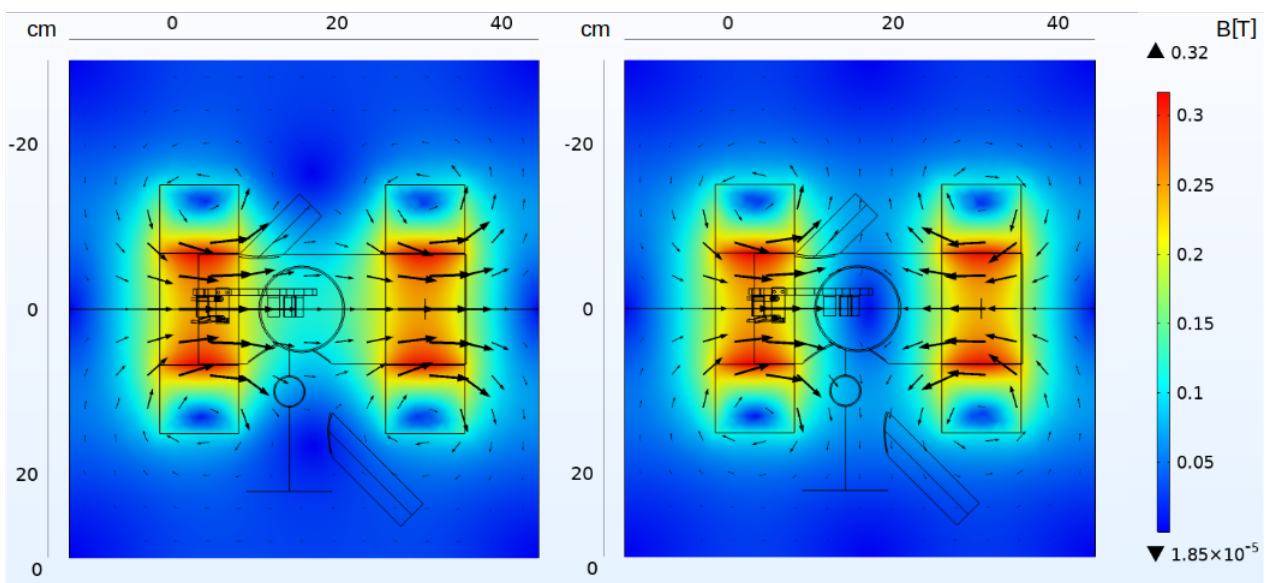


FIGURE 3.11 – Cartes du champ magnétique induit par les deux bobines de 224 spires et un courant de 213 ampères dans le même sens, à gauche, et dans le sens opposé, à droite.

Pour simuler le champ induit par deux solénoïdes parcourus par un courant, je commence par ajouter une étude magnétique à ma géométrie, qui doit s'appliquer à tous les éléments présents pour étudier les champs de fuites éventuels. Il faut ensuite définir les parties du système dans lesquelles les équations doivent être résolues ainsi que les sources du champ magnétique. Le champ doit être calculé dans tout l'espace entourant le système comme décrit au paragraphe précédent et les sources du champ sont les deux bobines magnétiques. Ces bobines sont de type *multispères homogénéisées*, il faut donc préciser le nombre de spires les composant et la section de ces spires, ainsi que le courant qui les parcourt et son sens. Deux configurations sont alors possibles : les deux courants dans le même sens ou bien en sens inverse. La principale différence entre les deux modes est l'annulation du champ magnétique au centre du système et donc la dérive des électrons sur une petite distance, voir Figure 3.11. J'ai effectué les premières simulations de transport des électrons dans les deux configurations afin de vérifier que celle sans annulation du champ est la meilleure.

Le but de cette simulation est double, elle permet de donner des conditions pour la fabrication des bobines ainsi que de définir la base sur laquelle construire les simulations de transports des électrons.

Cette carte de champ ainsi que les contraintes sur les dimensions des bobines ont été transmises à la société InfinitésimaG, en charge de réaliser l'étude complémentaire concernant les champs de fuites, l'isolation des bobines et le système de refroidissement nécessaire pour pouvoir dimensionner plus précisément les bobines. Les résultats de ces études sont résumés en Annexe B. Les bobines ont été construites par l'entreprise SEF Technologies située à Toulouse. Ce sont des bobines circulaires composées de 14 couches de 16 spires creuses de diamètre interne 3 mm et de coupe $5 \times 5\text{ mm}$ soit 224 spires en tout. Le PV de livraison est disponible en annexe avec des photos de l'intérieur des bobines, voir Annexe B.

Afin de vérifier les calculs, j'ai mesuré le champ induit par les bobines à l'aide d'une sonde de Hall en différents points. J'ai également vérifié la stabilité de l'alimentation en courant des bobines et le bon fonctionnement du système de refroidissement. Tous les tests effectués sur les bobines sont référencés au chapitre 4.

4.3 Transport des électrons

Une fois les caractéristiques des bobines arrêtées, il m'a fallu simuler le transport des électrons dans la chambre. Le but ici étant exclusivement l'étude des électrons dans le champ magnétique induit par les bobines, j'ai défini une condition pour stopper tout électron entrant en contact avec les parois de la chambre. Cela permet de diminuer grandement le temps de calcul en évitant d'éventuelles collisions avec les parois. De la même façon, le détecteur Si(Li) est un disque de surface 500 mm^2 qui stoppe tout électron qui interagit avec. J'ai ajouté à ce disque une variable dite *d'accumulateur* qui est incrémentée à chaque interaction avec une particule. Il me suffit alors de récupérer cette variable et de la diviser par le nombre d'électrons émis par la source pour calculer l'efficacité du transport des électrons. Je me suis tenu ici à simuler le transport des électrons dans la chambre et pas leur interaction avec le détecteur. Pour avoir une efficacité totale du système, il faut de ce fait prendre en compte l'efficacité de détection du détecteur. En ce qui concerne la source, COMSOL ne permet pas de simuler des sources complexes, comme des sources étendues, de manière efficace. Je me suis donc limité à une source ponctuelle et mono-énergétique, placée au centre de la première bobine. J'ai également fait varier la position de la source dans le plan de la bobine pour étudier la transmission des électrons aux bords de la source radioactive collectée sur la bande.

J'ai étudié deux sources différentes : une première émettant dans un cône de 60° pour comparer avec l'ancien système et une seconde émettant dans une demi-sphère pour se rapprocher de la réalité. Dans les deux cas, les sources sont mono-énergétiques et émettent 10^4 électrons avec un angle aléatoire compris dans le cône spécifié. La source et le détecteur sont placés au centre de chaque bobine à une distance de 274.4 mm . La position de la jonction Si(Li) est relativement compliquée à déterminer en réalité puisqu'il n'y a pas d'accès direct depuis la chambre, j'ai donc aussi fait varier sa position dans l'axe de la chambre pour en tenir compte. Les Figures 3.12 et 3.13 représentent l'efficacité du transport des électrons dans la chambre pour chaque source.

Pour chaque courbe, j'ai calculé l'efficacité de transport des électrons de 20 à 1800 keV , la limite de détection de la jonction Si(Li), par pas de 20 keV . Les oscillations visibles dans les deux cas proviennent directement des trajectoires empruntées par les électrons dans le champ magnétique. En

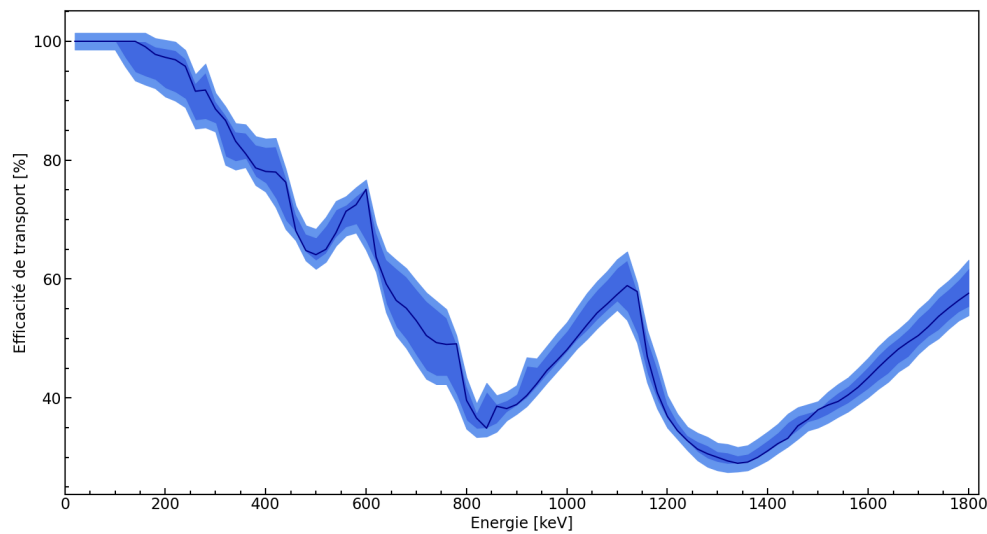


FIGURE 3.12 – Efficacité de transport simulée avec une source émettant dans un cône d'ouverture $\frac{\pi}{3}$. La courbe au centre représente la position nominale de la source. La première enveloppe est déterminée en faisant varier la position de la source de $\pm 2 \text{ mm}$ dans le plan de la bobine et dans l'axe de la chambre puis en récupérant les valeurs minimale et maximale obtenues. La deuxième enveloppe, plus claire, provient de l'incertitude liée au choix du maillage, discutée Section 4.1.

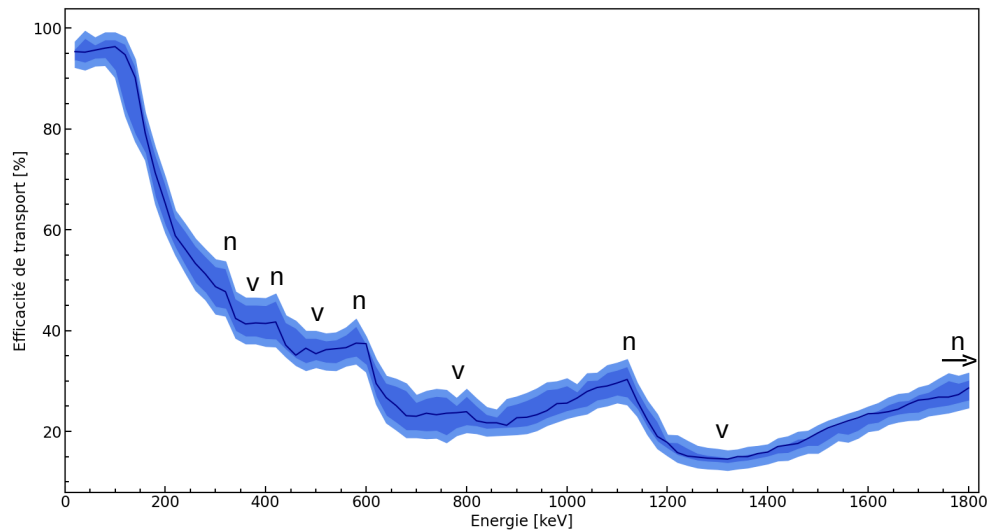


FIGURE 3.13 – Efficacité de transport simulée avec une source émettant dans une demi-sphère, dans l'axe de la chambre. Les enveloppes sont obtenues de la même manière que sur la Figure 3.12. C'est cette configuration qui s'approche le plus de la réalité, où la bande bloque les émissions aux angles arrières et la source émet donc dans un angle solide de 2π . Les maximums locaux, *nœuds*, et minimums locaux, *ventres*, sont indiqués sur la figure et discutés plus avant.

effet, les électrons *spiralent* autour de l'axe principal avant d'atteindre le détecteur, comme on peut le voir sur la Figure 3.14. Le nombre de tours effectués dépend directement de l'énergie des électrons et de l'angle initial après émission par la source, plus l'énergie est grande, ou l'angle d'émission faible, moins le nombre de tours est important. A l'instar des vibrations d'une corde, suivant l'énergie des électrons, le détecteur se trouve sur un *nœud* – maximum local sur la courbe – ou un *ventre* de focalisation – minimum local sur la courbe. Il est aussi important de noter ici que l'on peut faire varier l'efficacité à une énergie donnée simplement en faisant varier le champ magnétique et donc adapter le système

si besoin. Dans le cas d'un champ plus faible, la courbe d'efficacité a la même allure, mais les *nœuds* sont décalés vers les basses énergies et dans le cas d'un champ plus intense, l'allure est également la même, mais les *nœuds* sont décalés vers les hautes énergies. Cette variation de champ est néanmoins dépendante de l'alimentation utilisée pour les bobines ainsi que du système de refroidissement, leur utilisation étant optimale pour une valeur de 213 A.

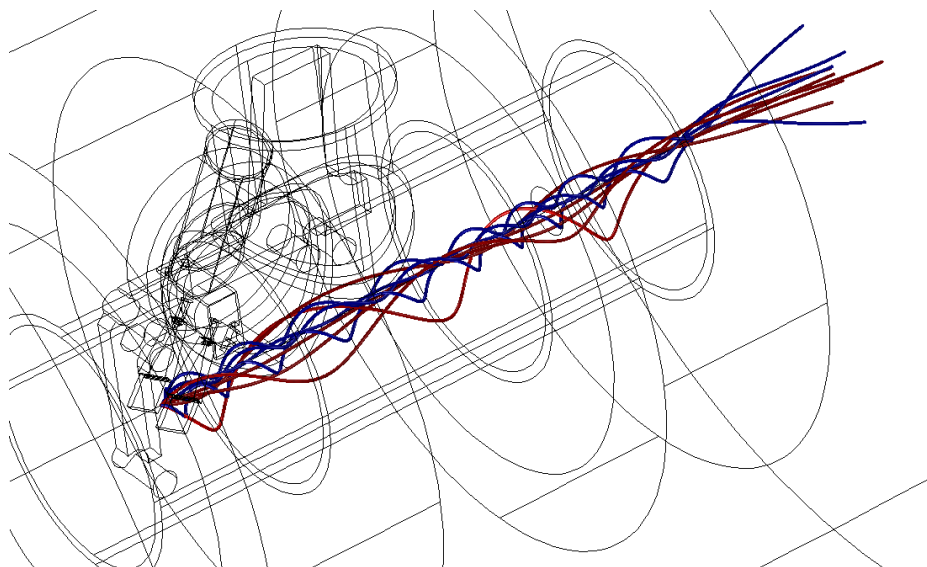


FIGURE 3.14 – Trajectoire de dix électrons émis par une source mono-énergétique de 200 keV, en bleu, et de 1200 keV, en rouge. Les électrons spiralent autour de l'axe de la chambre suivant leur angle d'émission et leur énergie avant d'atteindre le détecteur, au centre de la deuxième bobine.

La première courbe pour une source émettant dans un cône de $\frac{\pi}{3}$ permet de comparer avec l'ancien système où le détecteur était placé à moins d'un centimètre de la source, et l'efficacité de transport était dans ce cas de 100 % quelle que soit l'énergie des électrons émis. J'ai pu ainsi vérifier que l'efficacité de transport des électrons par rapport à l'ancien système reste raisonnable – ici supérieure à 40 % – pour des énergies inférieures à 800 keV, soit le régime d'énergies qui nous intéresse le plus. Les *nœuds* se retrouvent aux mêmes énergies que pour la deuxième source mais les variations sont plus importantes, vraisemblablement à cause des raquettes du scintillateur qui stoppent plus d'électrons dans le deuxième cas. Dans les deux cas, la construction permet de diminuer grandement l'apport des rayonnements γ simplement en éloignant le détecteur de la source. Pour un cône de révolution d'ouverture θ , l'angle solide couvert est donné par $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\theta))$, soit un gain de :

$$g = \frac{1 - \cos(\theta_{\text{ancien système}})}{1 - \cos(\theta_{COeCO})} \quad (3.1)$$

$g = 2977$

Ce nombre est à relativiser puisqu'il ne provient que d'arguments géométriques et ne prend pas en compte les diffusions possibles des rayonnements γ dans la chambre qui peuvent tout de même induire un fond dans le spectre. Des études plus complètes avec le logiciel GEANT4 permettraient de déterminer plus précisément le gain obtenu par l'éloignement du détecteur de la source. Néanmoins, deux ordres de grandeur séparent la perte d'électrons dans le transport et celle des rayonnements γ , ce qui

indique un réel gain par rapport à l'ancien système dans la gestion du bruit de fond.

Pour les deux courbes, j'ai déterminé une enveloppe en prenant, à chaque énergie, la valeur maximale et la valeur minimale de l'efficacité de transmission simulée dans le cas d'un déplacement de la source de 2 mm dans l'axe des bobines ou dans le plan perpendiculaire à ce dernier. Ceci donne une bonne idée des incertitudes liées à un mauvais alignement de la source par rapport au détecteur ou une collection du faisceau non centrée¹². Une fois le montage de la chambre et ses éléments effectué, j'ai remarqué un décalage bien visible de la surface de la jonction Si(Li) par rapport à l'axe central de la chambre – voir Figure 3.15 – dû à une torsion du doigt froid qui porte le détecteur. J'ai donc simulé une nouvelle courbe d'efficacité de transport en prenant en compte ce décalage, mesuré à 5 mm, de la jonction vers la gauche de la chambre. Néanmoins, l'effet d'un tel décalage est plutôt faible étant donnée la surface de la jonction et la courbe d'efficacité reste comprise dans l'enveloppe calculée en déplaçant la source. Enfin, suivant la discussion précédente sur le maillage en Section 4.1, j'ai ajouté une incertitude systématique de 1.6 % sur toute la gamme d'énergie.



FIGURE 3.15 – Décalage de la jonction silicium-lithium par rapport à l'axe de la chambre, au centre de la deuxième bobine. Le détecteur est monté sur un rail pour le faire avancer dans l'axe et le décalage visible ici change pendant son déplacement. Il est donc certainement dû à une torsion du doigt froid sur lequel est monté le détecteur.

Tout ce travail de simulations des trajectoires des électrons ne constitue pas une représentation fidèle de la réalité à cause de plusieurs simplifications déjà énumérées au début de cette section et au 4.1. Il m'a malgré tout permis d'étudier le comportement des électrons dans le champ magnétique induit par les bobines et de fixer certains paramètres cruciaux comme les positions de la source et du détecteur. Les courbes d'efficacité qui en résultent ne peuvent pas se substituer à des mesures *hors ligne* en source et *en ligne* avec un faisceau radioactif mais donnent une bonne idée de la forme attendue pour une telle courbe, puisqu'elle se rapproche de la forme obtenue avec le spectromètre

12. Étant donnée la compacité du dispositif et le passage du faisceau chargé dans le champ magnétique, collecter le faisceau au centre de la bobine s'avère plus ardu que prévu, voir Section 4.4 et Chapitre 7.

ELLI à Jyväskylä, voir [5]. Cette étude justifie également la construction d'un tel dispositif, nécessaire à l'étude des électrons de conversion dans des noyaux radioactifs à faible durée de vie.

4.4 Déviation du faisceau d'ions radioactif

Étant donnée la géométrie du système et la nécessité de collecter le faisceau au centre de la bobine, le faisceau radioactif doit lui aussi entrer dans la chambre et subir le champ magnétique qui y règne. Puisque le faisceau est chargé et peu énergétique, son passage dans un champ magnétique relativement intense – de l'ordre de plusieurs dixièmes de teslas –, le fait dévier de sa trajectoire initiale. En plus de simuler la trajectoire des électrons, j'ai également simulé la déviation d'un faisceau radioactif de masse 80 arrivant dans la chambre avec un angle de 45° . La géométrie globale du système reste inchangée par rapport aux simulations de trajectoires des électrons, j'ai en revanche retiré les éléments se trouvant sur la trajectoire du faisceau, à savoir le bras de bande et les deux raquettes du scintillateur plastique. COMSOL permet de définir une face entière d'où les particules peuvent être relâchées plutôt qu'un point comme utilisé pour les électrons. J'ai donc choisi de prolonger le tube qui doit accueillir le faisceau pour que le bout du tube se trouve à l'extérieur du champ magnétique et défini le bout du tube comme la face depuis laquelle les ions seront émis. J'ai pu choisir une distribution gaussienne de diamètre 5 mm et une énergie de 30 keV pour le faisceau. Il suffit ensuite de définir une nouvelle particule chargée de la masse voulue, ici 80, et de charge $+1$ et de l'appliquer aux particules lâchées depuis la face avec une énergie de 30 keV . Enfin, j'ai défini un plan de coupe au centre de la première bobine qui accueille normalement la bande de mylar pour afficher la position des ions dans ce plan.

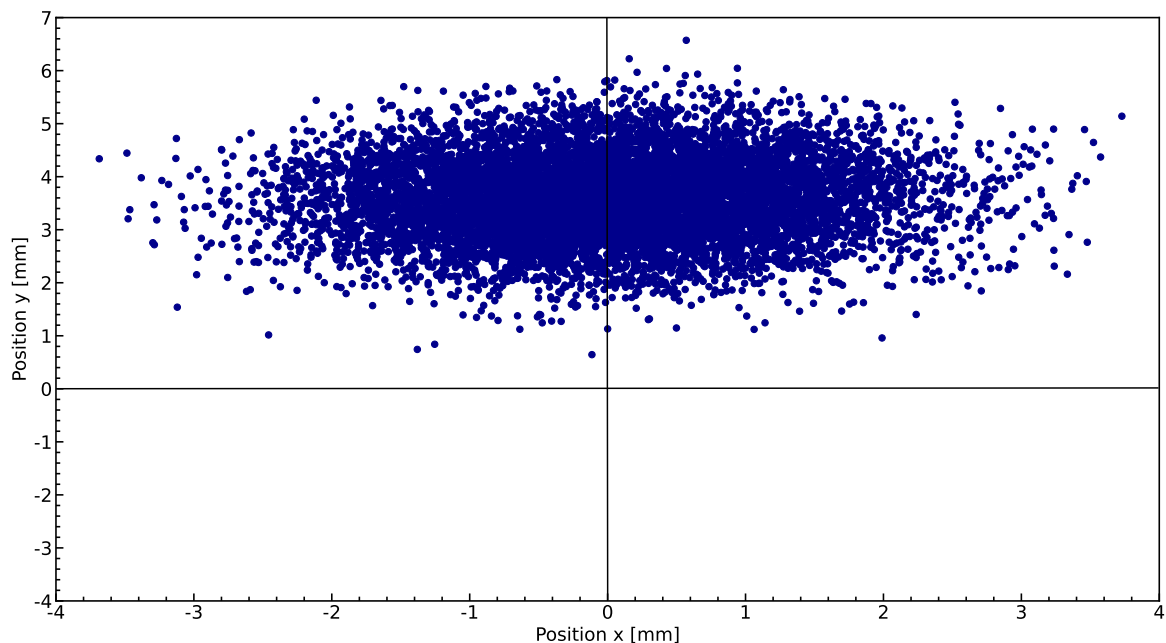


FIGURE 3.16 – Plan de coupe au centre de la première bobine. Le faisceau radioactif est représenté en bleu et devrait être centré au point de coordonnées $(0,0)$ dans le cas où il n'y a pas de champ magnétique. Le faisceau est donc dévié de plusieurs millimètres verticalement, ce qui peut influencer grandement l'efficacité de tout le système. Par ailleurs, certains éléments ignorés ici se retrouvent partiellement sur le passage du faisceau, induisant alors une deuxième source radioactive et donc une accumulation de noyaux de plus longue durée de vie dans la chambre.

Le plan de coupe représenté sur la Figure 3.16 montre que le faisceau est dévié de quelques mil-

limètres au moment d'être collecté sur la bande de mylar. La bande mesurant 13 *mm* de large, il est important que le faisceau radioactif soit collecté en son centre et non autour. Si le faisceau n'est pas collecté sur la bande mais sur les parois de la chambre, on obtient alors une deuxième source radioactive qui induit un fond dans les données expérimentales dû aux isotopes de longues durées de vie qui proviennent de la décroissance des noyaux d'intérêt. Par ailleurs, comme on peut le voir sur la Figure 3.13, un mauvais centrage de la source peut amener à une perte de transmission des électrons de plusieurs pourcent.

Afin d'éviter une telle contamination de la chambre et avoir un transport optimal des électrons vers le détecteur, deux dipôles électrostatiques ont été prévus en amont de la chambre pour dévier le faisceau radioactif et corriger l'effet du champ magnétique. Une coupelle de Faraday escamotable, placée juste devant la bande de mylar, est là pour s'assurer que le faisceau est bien collecté sur la bande et non ailleurs dans la chambre. Un système de rotules monté sur le bras de la bande permet de pousser la coupelle de Faraday devant la bande et de la retirer une fois la faisceauologie terminée, voir section 4.1.

5 Le nouveau détecteur β

L'ancien détecteur utilisé pour assurer la détection des électrons provenant de la décroissance β des noyaux étudiés est un scintillateur plastique demi-cylindrique à côté duquel passe la bande pour couvrir le maximum d'angle solide possible. La partie scintillante est couplée à un tube photomultiplicateur Amperex 56AVP de quatorze étages, avec une embase pré-amplificatrice ORTEC 271 équipée de deux sorties. A cause du champ magnétique important proche de la source radioactive, et de la configuration des détecteurs et des bobines autour de la source, l'utilisation de ce détecteur est compromise et il a fallu trouver une solution pour éloigner l'embase des lignes de champ. Pour cela, nous nous sommes tournés vers un couplage au tube photomultiplicateur par fibres optiques. Notre première intention était de réutiliser le tube photomultiplicateur ORTEC pour son gain élevé et d'ajouter un cylindre de μ -métal autour de ce dernier pour diminuer le champ magnétique au maximum. Malheureusement, les différentes contraintes autour de la chambre ne permettaient pas d'éloigner le tube photomultiplicateur suffisamment et aucun électron produit par la photocathode du tube n'atteignait le premier étage du multiplicateur au cours des tests résultant en un signal nul en sortie du tube. Nous avons donc été forcés d'utiliser un autre type de photomultiplicateur, plus court et qui couvre une surface bien plus restreinte et d'adapter les pièces déjà construites au nouveau tube. Le tube utilisé sur le système final est un PMT R7400U-01 de chez Hamamatsu qui a un gain environ dix fois inférieur à l'ancien tube ORTEC [56] mais n'est pas affecté par un champ magnétique inférieur à 0.2 *T*, voir Figure 3.17.

En ce qui concerne la géométrie de la partie scintillante du détecteur, l'encombrement et la géométrie à l'intérieur de la chambre empêchent un scintillateur cylindrique qui masquerait la bande pour le faisceau, sa géométrie a donc elle aussi été repensée pour s'adapter au système. La partie scintillante est ainsi composée de deux plaques de PMMA de 3 mm d'épaisseur, pour une absorption totale d'électrons de 1 MeV – voir la documentation du fabricant [58] et [59] – et de 17 *mm* de côté. Pour cette épaisseur et cette énergie, environ 10^4 photons sont produits avec le scintillateur BC400, disponible au laboratoire et utilisé pour le détecteur. Les fibres doivent elles aussi être en PMMA pour

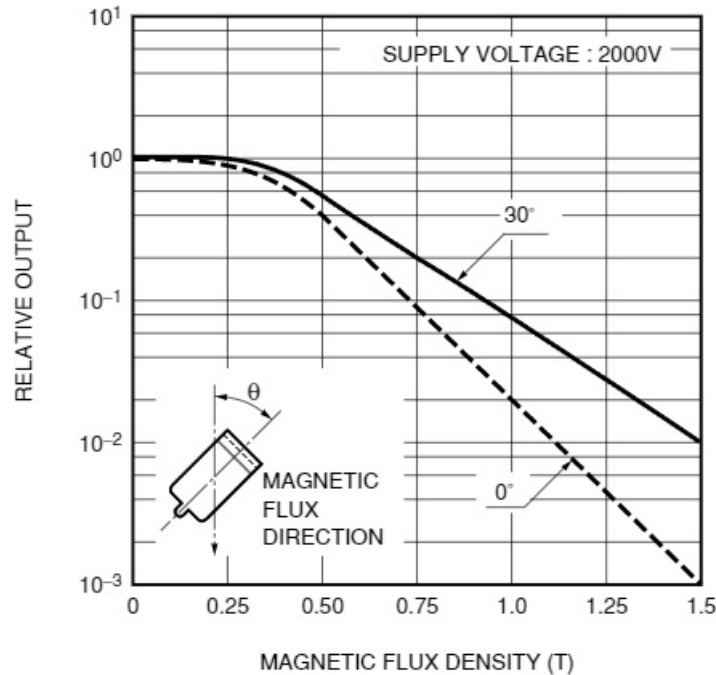


FIGURE 3.17 – Efficacité relative d'un photo-tube à grilles de 19 étages du même type que le R7400U-01 utilisé dans un champ magnétique, suivant son orientation par rapport aux lignes de champ; reproduit depuis [57], 242. Bien que l'efficacité soit obtenue pour une alimentation de 2000 V, contre 1000 V de tension maximale et 8 étages pour le modèle R7400U-01, le champ magnétique au niveau de la photocathode est de l'ordre de 0.05 T et n'a pas un effet visible sur l'efficacité du tube.

la compatibilité du spectre, et posséder un diamètre le plus élevé possible pour le rayon de courbure le plus faible possible. Cela permet d'utiliser un petit nombre de fibres et de complexifier leur passage dans la chambre si besoin sans les détériorer. Les fibres utilisées sont à saut d'indice, avec un diamètre de 1 mm et un rayon de courbure d'environ 30 mm. Pour assurer la meilleure collection de la lumière possible, la jonction entre les plaques et les fibres optiques est assurée par une pièce parallélépipédique de 30 mm de hauteur pour suivre les recommandations sur l'angle d'ouverture pour la collection de la lumière, voir [60]. Les fibres y sont attachées en un toron de sept qui couvre l'intégralité de la section de la pièce, un disque de 3 mm de diamètre, fixé par une bague de 1 mm d'épaisseur, 10 mm de haut et 5 mm de diamètre. Le schéma du détecteur avec tous ses composants est visible Figure 3.19.

Le spectre d'émission du scintillateur est dans la limite de la zone de transmission optimale des fibres en PMMA – voir Figure 3.18 – ce qui se traduit par une atténuation grossière de 0,5 dB/m. Cette atténuation est moindre pour le deuxième pic d'émission du scintillateur à plus haute longueur d'onde et ce coefficient est sans doute pessimiste. Le pic d'absorption de la photocathode est quant à lui situé autour de 400 nm ce qui est donc compatible avec le spectre d'atténuation des fibres. Les faces du scintillateur et de l'adaptateur sont en poli optique pour permettre une à deux réflexions et gagner en collection. En considérant que la différence de chemin optique liée aux réflexions dans le scintillateur est inférieure à 100 mm, la différence de temps de transit des photons est de l'ordre de 500 ps – l'indice optique du PMMA est de 1,49. C'est largement suffisant comparé aux ordres de grandeur d'émission de lumière et de réaction standard d'un tube photomultiplicateur et de son embase, de l'ordre de 1 à 2 ns d'intégration, ou bien des fluctuations de temps de transit, de 500 à

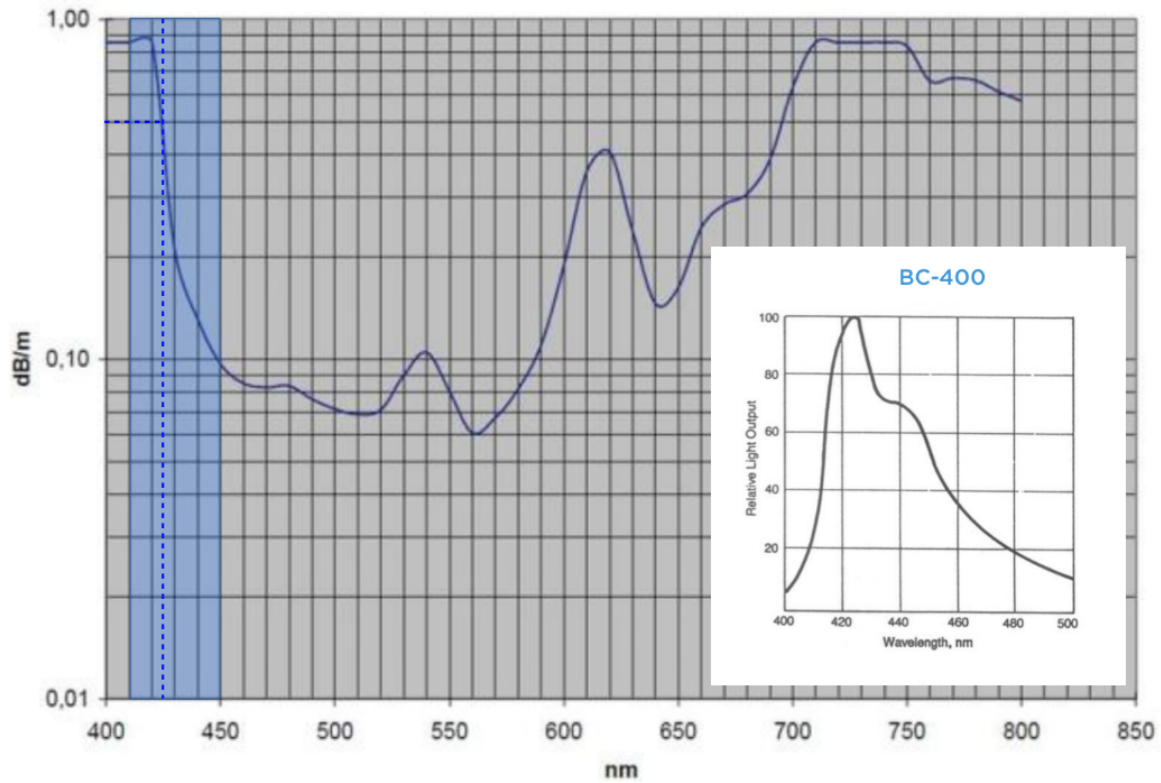


FIGURE 3.18 – Spectre d’atténuation des fibres Toray utilisées et spectre d’émission du scintillateur en inclusion. Le spectre à 50 % d’émission est indiqué en bleu translucide, le pic d’émission à 423 nm et la valeur d’atténuation retenue sont indiqués en pointillés bleus.

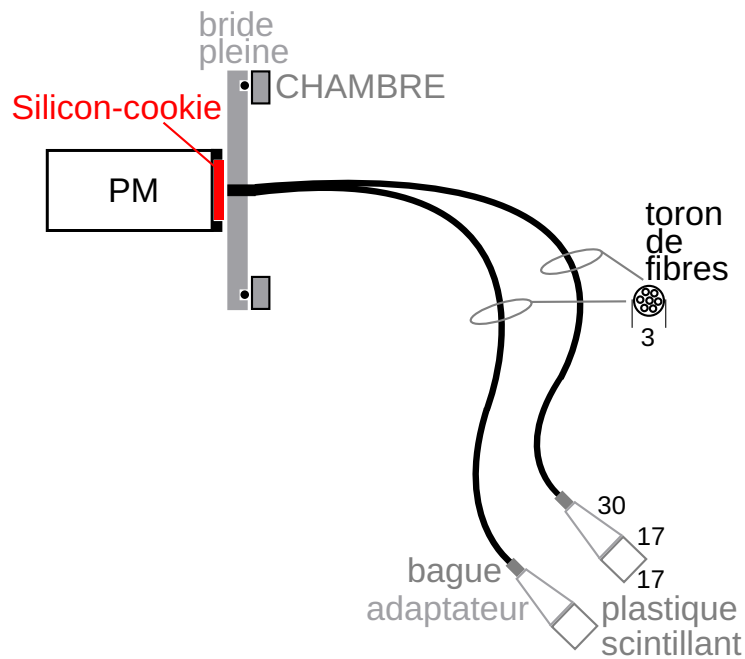


FIGURE 3.19 – Schéma récapitulatif du nouveau détecteur β . Les mesures importantes indiquées dans le texte sont reportées, en mm.

1000 μs de largeur à mi-hauteur en général. Malgré tout, aucun habillage n'est utilisé afin de simplifier le chemin optique des photons et favoriser la lumière directe ou à une seule réflexion dans le scintillant.



FIGURE 3.20 – Tube photomultiplicateur à 8 étages modèle R7400U, à gauche, et R7401 avec une lentille hémisphérique, à droite. Pour assurer le passage entre les fibres et la photocathode et boucher l'espace visible entre la photocathode et les bords du tube, un disque en silicone a été utilisé.

Le calcul de l'estimation du nombre de photoélectrons est synthétisé dans le Tableau 3.2 et s'appuie sur les valeurs énoncées précédemment. La partie la plus difficile à évaluer est la transmission dans le plastique. En effet, le coefficient de transmission par la lumière directe est très faible : de l'ordre de 10^{-4} . La collection de la lumière se fait par réflexions sur les surfaces, dans le cône limité par la réflexion totale, liée aux rapports des indices optiques entre le plastique et le vide qui est de 1.49 ici. Nous faisons aussi l'hypothèse que la lumière est bien collectée par réflexions jusqu'à l'extrémité, du fait de l'angle aigu choisi pour l'adaptateur. Si les réflexions n'induisent pas de pertes supplémentaires, nous obtenons alors un coefficient de 0.16. Toutefois, afin d'anticiper des pertes à cause de multiples réflexions, perdues à cause de la trop grande différence de chemin optique, la valeur retenue est de 0.05. C'est cette valeur qui est la plus incertaine dans le calcul, faute d'avoir pu faire une simulation de la propagation des photons dans la raquette en plastique du scintillateur et de connaître l'état de surface réel de ce dernier. Par ailleurs, la valeur du couplage des fibres présentée dans ce tableau est surestimée. A cause du changement de tube et de son adaptation au système déjà monté, un disque en silicone, *silicon-cookie*, a dû être ajouté pour faire la jonction entre les fibres optiques et la photocathode et boucher l'espace vide que l'on peut voir sur la Figure 3.20. La valeur présentée dans le Tableau 3.2 est en toute vraisemblance surestimée après l'ajout de deux nouvelles interfaces entre le bout des fibres et le tube photomultiplicateur.

La nouvelle configuration pour le détecteur d'électrons β proposée ici comprend une surface active de deux fois $17 \times 17 \text{ mm}^2$, connectée par sept fibres optiques à un tube photomultiplicateur. Il est estimé une production de l'ordre de la dizaine de photoélectrons, résolus en temps. Cette valeur n'est pas assurée étant donné les multiples hypothèses énumérées plus haut et les vérifications expérimentales adéquates sont présentées au chapitre suivant.

TABLEAU 3.2 – Calcul du nombre de photoélectrons attendus.

Facteur	Valeur ou coefficient de transmission	Remarque
Production initiale (photons)	10^4	Hypothèse de l'absorption totale
Transmission dans le plastique	0.05	Peu de réflexions sur la tranche, directivité des fibres et angle de réflexion sur les faces
Collection de fibres	0.28	Rapport des surfaces (7 fibres et diamètre de la bague 5 mm)
Transmission dans les fibres	0.8	Valeur d'atténuation de 0.5 dB/m
Couplage des fibres	0.8	Bon couplage attendu
Efficacité quantique PMT	0.25	Valeur standard
Estimation des photoélectrons	22.4	Prévoir un facteur 10 selon la production initiale

4

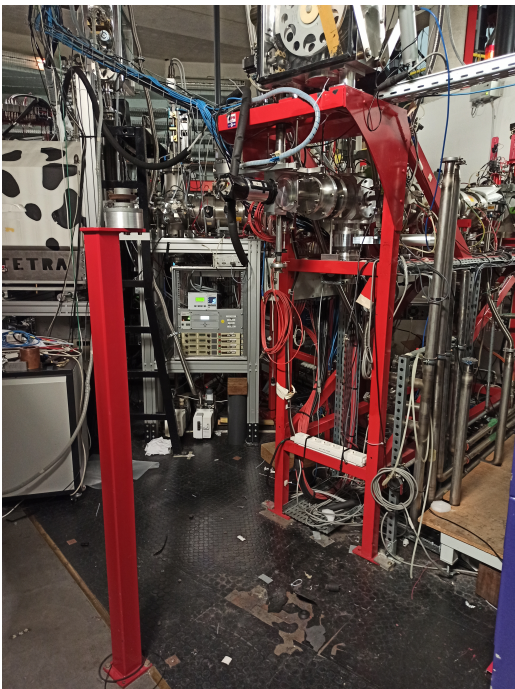
Mise en service *hors-ligne* du dispositif

Sommaire

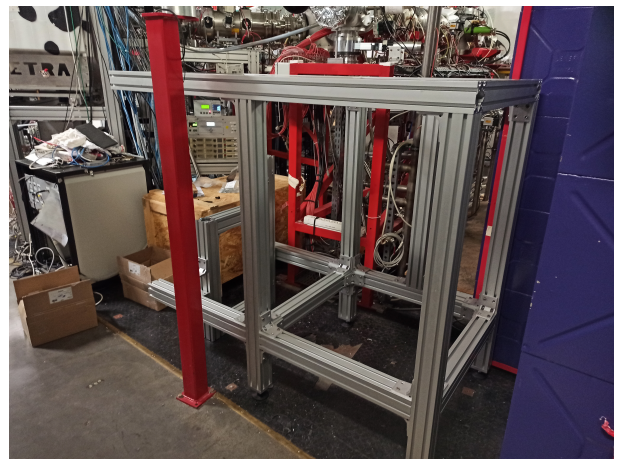
1	Assemblage de la structure	48
2	Mise en service des bobines et carte de champ	51
3	Tests du détecteur β	52
4	Détection des électrons de conversion émis par une source de ^{152}Eu . . .	56

1 Assemblage de la structure

L'ancienne structure construite spécialement pour la station de décroissance n'étant plus compatible avec le nouvel agencement du dispositif, la partie haute de la structure visible sur la photo 4.1a soutenant le dérouleur de bande a été sciée. Les premières pièces de la structure ont été reçues et montées en septembre 2020 et les bobines ont pu être installées sur le châssis principal. Une fois l'alignement de la chambre à la ligne de faisceau effectué, le système de refroidissement des bobines a été installé sous la structure afin de passer à la phase de test des bobines et aux mesures de champ magnétique détaillées plus loin en Section 2.



(a) Fin de la ligne de faisceau après que la station d'identification ait été démontée.

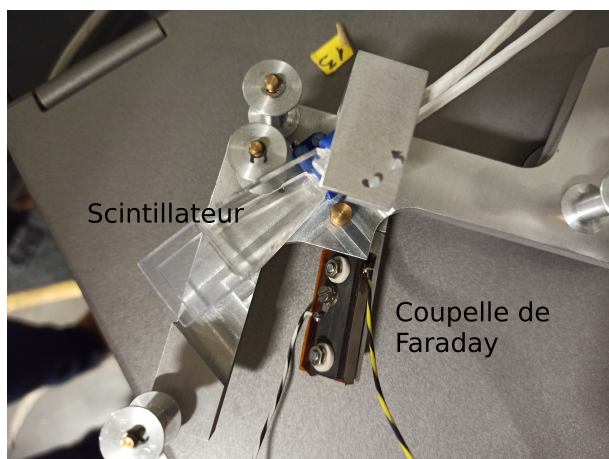


(b) Construction du nouveau châssis pour accueillir le dispositif.

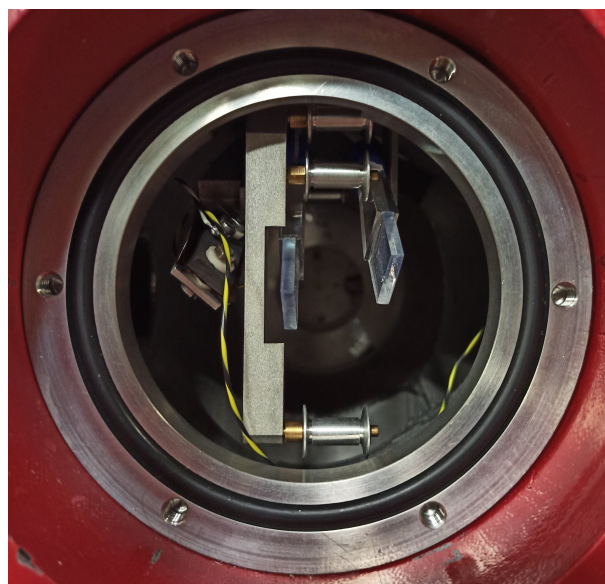
FIGURE 4.1 – Début de la construction du dispositif COeCO en septembre 2020.

La mécanique interne de la chambre, présentée Figure 4.2a, a été agencée à part avant d'être insérée dans la chambre, voir Figure 4.2b. Le passage de la bande dans les roulettes a été vérifié et une raquette du scintillateur a été décalée pour faciliter l'insertion de la bande et permettre son défilement sans encombre. Les tests des autres éléments internes sont décrits un peu plus loin, notamment ceux effectués sur le détecteur β entièrement conçu au laboratoire – voir Section 5 du chapitre 3 et Section 3 plus avant.

La chambre principale a ensuite pu être connectée à la ligne de faisceau à l'aide d'un tube contenant un double dipôle électrostatique pour donner au faisceau une dernière inclinaison avant son entrée dans la chambre et sa collection sur la bande. Enfin, la jonction Si(Li) présentée plus tôt est raccordée à la chambre principale par un soufflet et est séparée du reste du dispositif au moyen d'une vanne. Elle peut de ce fait être rétractée et isolée sous vide si des réparations sur la bande ou un autre élément interne sont nécessaires en cours d'expérience.



(a) Bras en aluminium permettant le passage de la bande au centre de la bobine. On peut y voir attachées les raquettes du scintillateur et les fibres optiques en partant ainsi qu'une coupelle de Faraday pour optimiser la transmission du faisceau.



(b) Mécanique interne de COeCO vue depuis la position du détecteur germanium. La raquette droite du scintillateur est un peu décalée pour autoriser le mouvement d'une des roulettes pour le passage de la bande.

FIGURE 4.2 – Mécanique interne de COeCO.

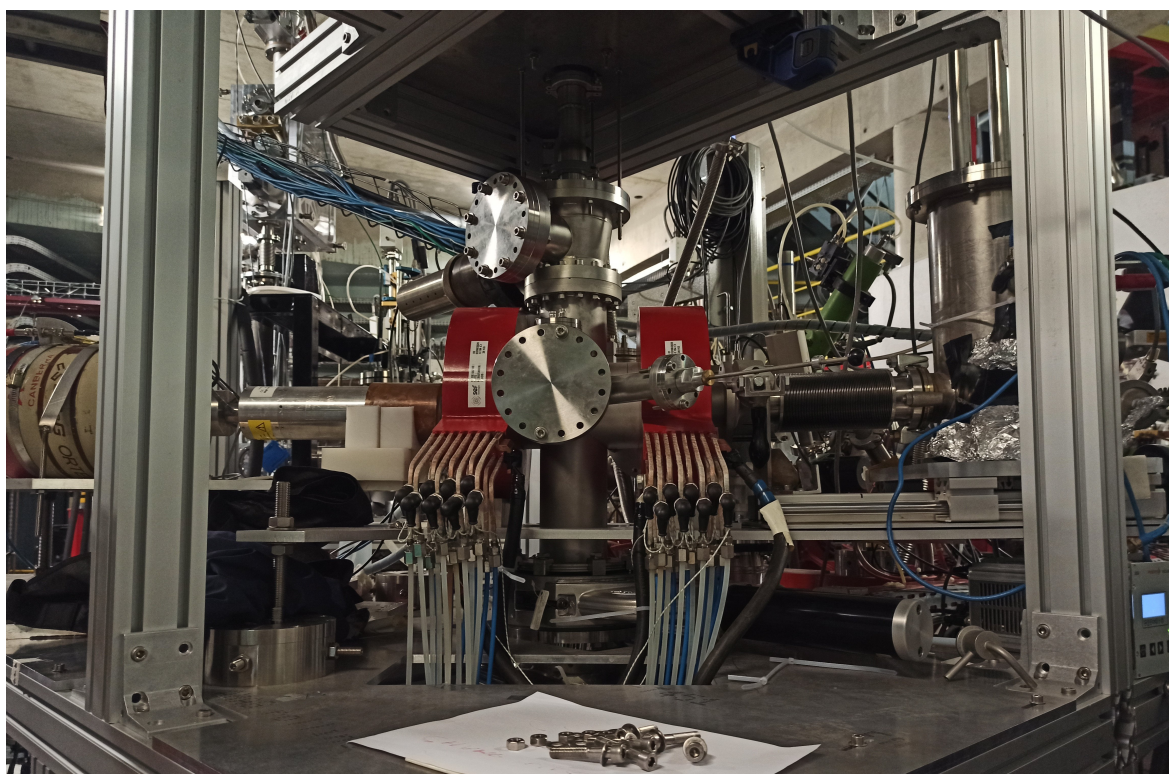


FIGURE 4.3 – Le dispositif COeCO complet. A droite la jonction Si(Li) montée sur un rail avec son dewar à azote. En bas, derrière le système de refroidissement des bobines, un piège cryogénique est séparé de la chambre par une vanne, en noir. A gauche, un détecteur germanium vient se placer face à une fenêtre mince en aluminium derrière laquelle se trouvent la bande et le détecteur bêta, voir Figure 4.2b. Le dérouleur de bande est connecté par un tube vertical que l'on devine en haut de la photo.

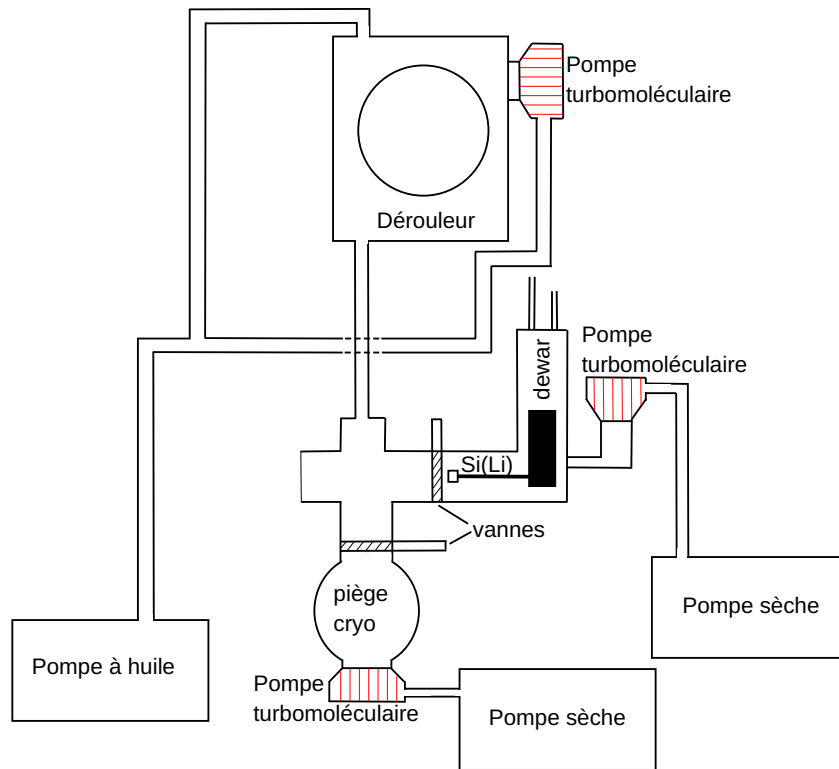


FIGURE 4.4 – Schéma du système de pompage du dispositif COeCO. Seul le système de pompage qui se trouve après la vanne principale ouvrant sur la ligne de faisceau est représenté.

Une fois l'ensemble monté est aligné, nous avons procédé à des tests de vide. Le pompage se fait par trois endroits en tout. Une pompe à huile, reliée au dérouleur et à la ligne de faisceau en amont de la chambre principale, et deux pompes sèches, une à l'arrière de l'espace où se trouve la Si(Li) et une reliée à un piège cryogénique sous la chambre – rempli une fois le vide secondaire atteint –, permettent d'atteindre un vide primaire, autour de 10^{-2} mbar. Une fois ce palier atteint, trois pompes turbomoléculaires démarrent pour descendre en vide secondaire, voir Figure 4.4. Lors des premiers démarrages, la jonction entre le tube photomultiplicateur et les fibres fuyait. Nous avons ajouté une pièce afin de maintenir une pression mécanique entre le tube et la bride accueillant les fibres. Toutes les jointures du système sont faites à l'aide de joints toriques ou de joints plats en nitrile, pour faciliter d'éventuelles interventions sur la mécanique interne. L'utilisation de joints en cuivre a été envisagée mais le vide nécessaire à l'ouverture sur la ligne de faisceau ne la justifiait pas. De plus, ces joints sont à usage unique et plus compliqués à installer, ce qui est incompatible avec des ouvertures récurrentes de la chambre. Le vide mesuré dans la chambre principale est de 3.6×10^{-6} mbar, suffisant pour ouvrir la vanne qui sépare le détecteur du reste de la chambre et pour ouvrir la ligne de faisceau sur COeCO. Une fois le piège cryogénique rempli, cette valeur passe à 8.7×10^{-7} mbar dans la chambre, sans varier dans le temps tant que le piège est rempli régulièrement. La valeur de vide mesurée dans le dérouleur de bande est de 5.5×10^{-6} mbar, en partie à cause des portes du dérouleur, en plexiglas. Avant de démarrer une expérience, la totalité de la bande est déroulée, de sorte à libérer les potentielles micro-bulles coincées dans la bande et pour vérifier que lors d'un déroulement, aucune entrée d'air ne se fait

au niveau de l'axe du moteur ou du cabestan qui entraîne la bande. Ces tests ont été réalisés en avant de la campagne de mesures d'octobre 2022 et n'ont révélé aucun dysfonctionnement du système de pompage et aucune fuite lors de l'utilisation du dérouleur en conditions d'expérience.

2 Mise en service des bobines et carte de champ

Le premier véritable test que nous avons pu réaliser est la mesure du champ magnétique induit par les bobines. Celles-ci sont alimentées par un bloc d'alimentation *EA-PS 9080-510* délivrant jusqu'à 80 V et 510 A aux bobines, montées en série. Le module est précis au dixième pour le courant et au centième pour la tension et les deux peuvent se régler en face avant à l'aide de deux potentiomètres. La précision est bien suffisante pour les bobines, des variations de l'ordre du dixième en tension ou en courant n'induisant que des variations infimes du champ magnétique – non mesurables avec la sonde de Hall disponible – et ne perturbant de ce fait pas les mesures. L'alimentation est également très stable dans le temps et aucune variations de courant ou de tension n'ont été observées après des mesures de plusieurs heures. De même, le système de refroidissement installé suffit à refroidir correctement les bobines et aucune pause n'est nécessaire pendant une mesure.

Comme le système est relativement étiqué, les mesures de champ magnétique n'ont pas pu être réalisées en tous points afin de dessiner une carte de champ. J'ai choisi plusieurs points critiques pour mesurer le champ à l'aide d'une sonde de Hall, les valeurs sont reportées sur la Figure 4.5. Les mesures ont été effectuées au contact extérieur des bobines – point 1 –, environ deux centimètres à l'extérieur de la chambre, dans l'axe de la jonction – point 2, fenêtre du détecteur germanium en position éloigné –, au centre des deux bobines – point 3 –, au centre de la première bobine, au niveau de la fenêtre de la chambre principale – point 4 – et au contact interne de la première bobine, au niveau de la paroi de la chambre – point 5.

La sonde de Hall utilisée donne un résultat avec une précision de 10^{-2} T et les mesures ont été effectuées en tenant la sonde à la main de sorte qu'une incertitude de 5 mm est considérée bien que les points de mesure soient tous facile d'accès. Ainsi, les mesures sont en accord avec les valeurs simulées à environ un pour cent près ce qui est une limite plus qu'acceptable pour valider les simulations. Les valeurs mesurées aux positions indiquées sur la carte de champ Figure 4.5 sont également comparées aux valeurs simulées dans la Tableau 4.1.

TABLEAU 4.1 – Comparaison entre les valeurs de champs mesurées à la main avec une sonde de Hall et les valeurs simulées. Les valeurs simulées sont obtenues en faisant la moyenne des valeurs simulées dans une sphère de rayon 5 mm autour de la position de mesure.

Position	Mesure [T]	Simulation [T]	$\Delta_{\text{mes-sim}}$ [%]
1	0.05	0.0497	0.60
2	0.11	0.1109	0.82
3	0.15	0.1517	1.13
4	0.23	0.2312	0.52
5	0.30	0.3000	0

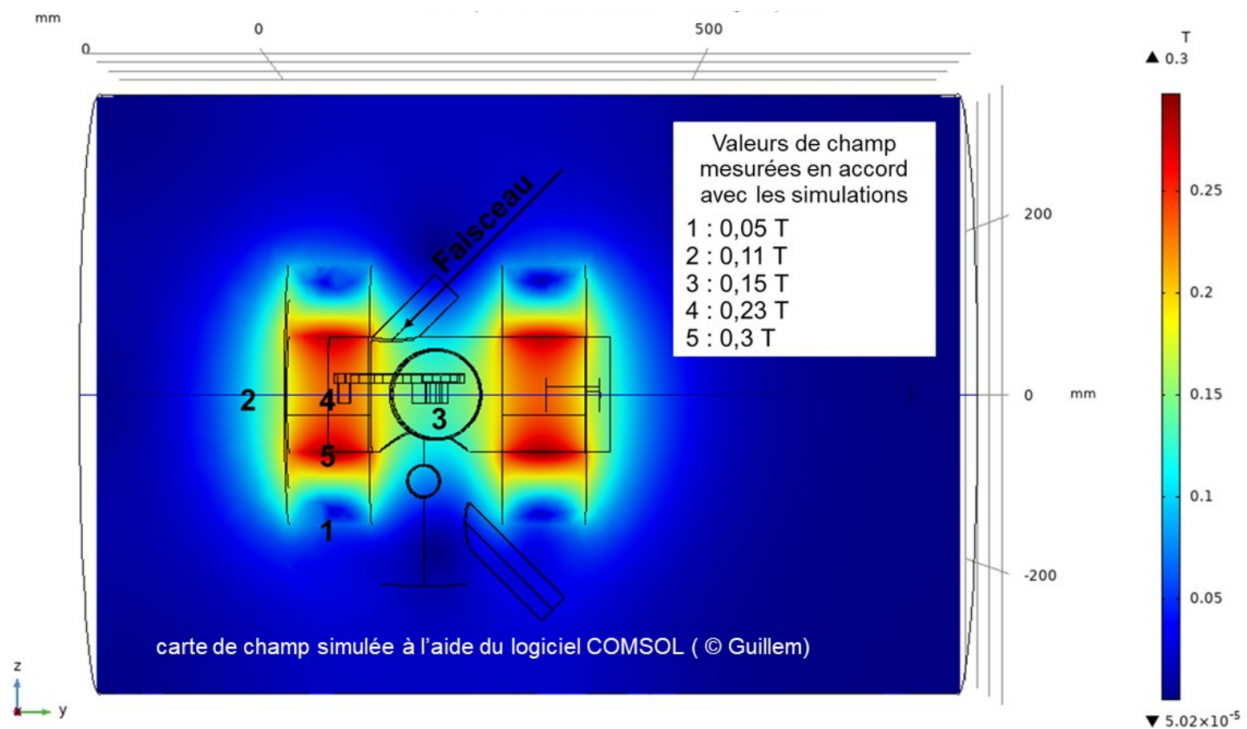


FIGURE 4.5 – Mesures du champ magnétique en cinq points reportées sur la carte de champ simulée à l’aide du logiciel COMSOL Multiphysics[®]. Les bobines se trouvaient en position rapprochée lors des mesures.

3 Tests du détecteur β

Les premiers tests sur le détecteur ont été effectués avec l’ancien tube photomultiplicateur afin de vérifier son fonctionnement avant son installation sur le système final. Nous avons d’abord commencé par effectuer une mesure en photoélectron unique pour déterminer le gain du tube [61] [62] et obtenir un signal à sa sortie en le couplant avec les fibres et les deux raquettes du scintillateur plastique. Ces tests sont normalement réalisés à l’aide d’une LED pulsée pour obtenir un spectre en charge de la réponse en photoélectron unique. Sans LED de ce type sous la main, nous avons décidé d’utiliser une source de ^{207}Bi et de sélectionner le signal le plus faible à l’oscilloscope, correspondant à un photoélectron unique. Ce signal a été comparé à un signal de bruit de fond, qui ne contient normalement que des photoélectrons uniques mais dont la forme est altérée et qui, suivant les conditions, peut être compliqué à obtenir. Le banc de test utilisé pour l’occasion est visible sur la Figure 4.6. L’ensemble du détecteur est placé dans une boîte fermée et recouverte de draps noirs pour éviter les fuites de lumière. La source est insérée entre les deux raquettes du scintillateur qui sont maintenues à égale distance de celle-ci. Les fibres optiques sont plaquées contre la vitre du tube photomultiplicateur. Lors des tests, nous n’avons pas accès à de la graisse optique pour faciliter la jonction entre les fibres et la photocathode. Bien que le signal s’en trouve détérioré et le nombre de photons arrivant à la photocathode largement diminué, la présence d’un signal dans ces conditions indique que le détecteur fonctionne correctement. L’utilisation de graisse optique, ou d’une jonction en silicone pour le tube R7400U, améliore grandement les performances du détecteur. Malgré tout, nous avons pu mesurer un signal de photoélectron unique, voir Figure 4.7, et calculé le gain de l’ensemble de détection.

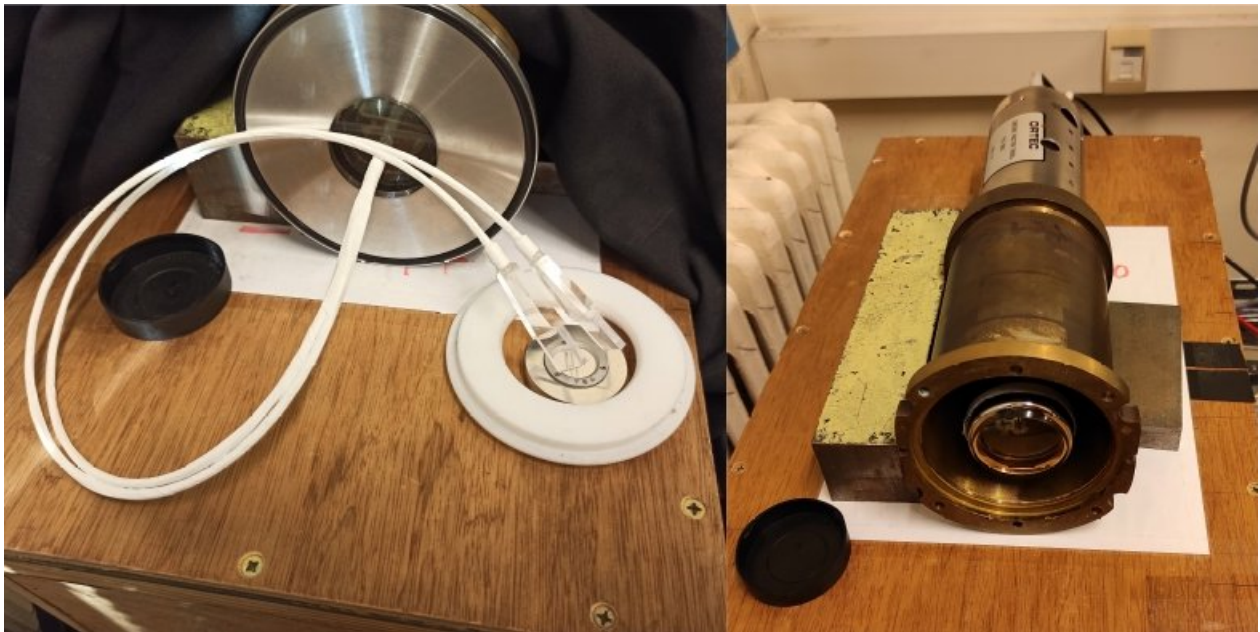


FIGURE 4.6 – Banc de test du détecteur β avec la partie scintillante, à gauche, et le photomultiplicateur seul, à droite. Des draps ont été utilisés pour éviter les fuites de lumière et le bruit de fond. Le PMT ayant changé entre ces tests et le montage sur COeCO, une brève vérification du signal a été effectuée avec le nouveau tube, directement sur le système.



FIGURE 4.7 – Signal en amplitude de la réponse en photoélectron unique obtenue avec une source de ^{207}Bi en faisant une moyenne sur 16 signaux. La présence d'un rebond peut indiquer une mauvaise collection de la lumière ou bien une détérioration avec le temps du tube photomultiplicateur.

La Figure 4.7 représente le signal le moins intense visible à l'oscilloscope, qui correspond à l'émission d'un photoélectron unique par la photocathode. Le signal a une amplitude de 2.4 mV et une largeur à mi-hauteur d'environ 3.8 ns . Le rebond visible à droite du signal principal a une amplitude de 0.8 mV

et la même largeur à mi-hauteur. On peut alors calculer très grossièrement le gain du détecteur qui est équivalent à la charge lue sur l'oscilloscope. On a :

$$Gain = \frac{Amplitude \times FWHM}{50 \Omega \times q} \times \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln(2)}} \quad (4.1)$$

$Gain \sim 10^6$

Le gain mesuré ici est donc environ 100 fois plus faible que le gain attendu avec ce photomultiplicateur. Cette différence vient en grande partie de la méthode utilisée pour estimer cette valeur, puisque nous avons décidé d'inclure l'ensemble du détecteur et donc le couplage aux fibres optiques car nous ne pouvions pas mesurer directement le gain du PMT sans LED. Le tube lui-même a plusieurs dizaines d'années ce qui peut induire une moins bonne collection à la photocathode et un gain moindre à cause du vieillissement des dynodes. Le signal reste toutefois suffisant pour être utilisé pour marquer les événements provenant d'une décroissance β de la source, même en photoélectron unique.

Si l'on regarde maintenant le signal le plus intense visible à l'oscilloscope, Figure 4.8, on voit qu'il correspond en amplitude à une émission de trois photoélectrons, soit environ sept fois moins que prévu par l'estimation faite à la Section 5 du Chapitre 3. Ici aussi, plusieurs facteurs peuvent être évoqués pour expliquer cette différence. La production initiale dépend notamment de l'énergie de la particule détectée, qui a ici une énergie plus faible que celle utilisée dans l'estimation. La position de la source peut également jouer sur l'hypothèse d'une absorption totale. Enfin, et certainement le facteur influant le plus sur la détection, le couplage des fibres à la photocathode est réalisé en plaquant le toron de fibres à la fenêtre du tube. Il est très probable qu'une grande partie du signal soit perdue au niveau de cette jonction.

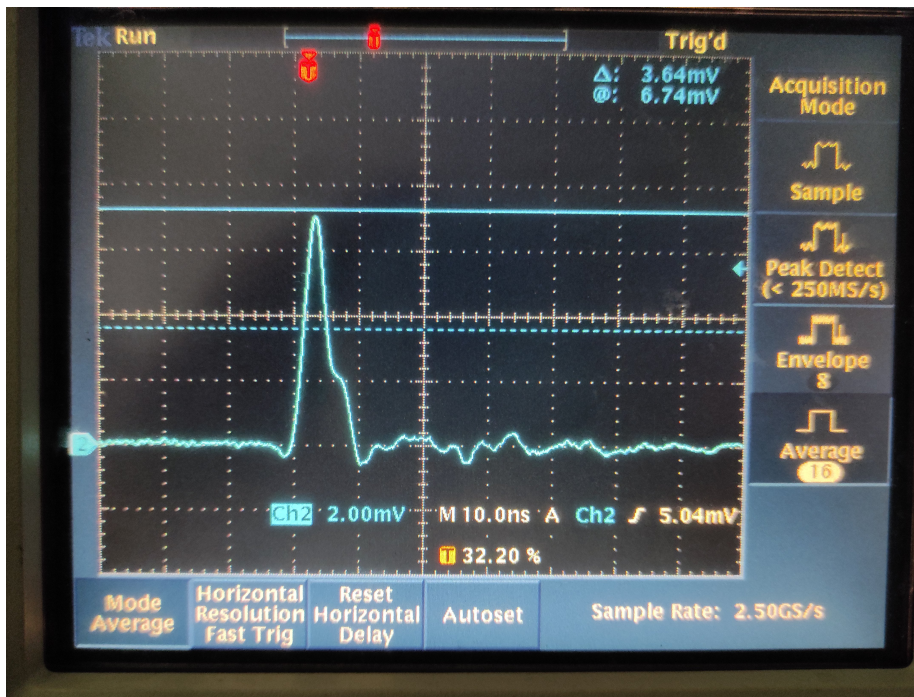


FIGURE 4.8 – Signal en amplitude pour trois photoélectrons émis, obtenu avec une source de ^{207}Bi en faisant une moyenne sur 16 signaux.

Afin de réaliser les tests suivants, nous avons d'abord installé le détecteur sur la structure. J'ai d'abord vérifié l'impact du champ magnétique induit par les bobines sur le signal en sortie du tube. Avec le tube Amperex, la fenêtre de la photocathode est plaquée contre la paroi de la bride qui soutient le tube. Une protection en μ -métal ne peut donc pas être posée de manière optimale, c'est-à-dire dépasser la photocathode d'au moins son diamètre dans le sens des lignes de champ. Le champ magnétique n'est donc que très peu diminué au niveau de la fenêtre d'entrée dans le PMT et les photoélectrons sont perdus immédiatement sans même parvenir à la première dynode. Il en résulte une perte totale du signal en sortie de tube et l'impossibilité d'utiliser ce type de tube photomultiplicateur dans les conditions normales d'expérience. Le signal n'est visible à son maximum que lorsque le champ est diminué d'un facteur 10 en alimentant les bobines à 21 A au lieu de 214 A. Nous avons donc adapté la bride pour pouvoir utiliser un PMT plus compact et non impacté par un champ magnétique intense, le tube Hamamatsu R7400U-01. Comme expliqué un peu plus tôt dans cette section, l'espace présent entre la fenêtre de ce tube et les bords en plastique de son embase nous contraint à ajouter un disque fin de silicone pour assurer le passage des photons. Cette nouvelle jonction ajoute un facteur difficile à quantifier à l'estimation des photoélectrons présentée au Tableau 3.2, mais qui diminue encore un peu le nombre de photoélectrons attendus. Néanmoins, le signal obtenu avec le nouveau tube monté sur le système est sensiblement le même que celui des Figures 4.7 et 4.8 ce qui est donc suffisant pour l'utiliser.

J'ai utilisé une source de ^{60}Co afin d'obtenir des coïncidences entre un détecteur germanium et le détecteur β . Une telle source émet des électrons de basse énergie par décroissance β^- , voir Figure 4.9, qui atteignent rarement le scintillateur plastique si les bobines sont alimentées, et perdent également de l'énergie dans le disque de plastique qui entoure la source elle-même puis dans l'air, les tests n'ayant pas été réalisés sous vide. Ce sont donc les γ émis par la désexcitation de ^{60}Ni qui sont détectés par le scintillateur en majorité. La détection par le scintillateur plastique de rayonnement γ est très peu efficace par construction pour éviter de fausses coïncidences entre le scintillateur plastique et le détecteur HPGe lors d'une expérience. Toutefois, la probabilité de détection n'est pas nulle et permet de vérifier le bon fonctionnement du détecteur. De plus, les électrons émis par les décroissances β amenées à être étudiées avec COeCO ont une énergie bien plus importante et ne seront pas suffisamment perturbés par le champ magnétique pour ne pas atteindre le scintillateur plastique.

Si le détecteur est placé suffisamment proche de la source, les deux transitions γ dans la désexcitation du ^{60}Ni induisent non seulement deux pics aux énergies visibles sur la Figure 4.9, mais aussi un pic somme qui correspond à deux γ en cascade détectés en même temps et se trouve à la somme des deux énergies. Dans notre cas, comme ce sont les γ qui déclenchent le scintillateur plastique, si un événement du détecteur germanium n'est regardé que si un γ est détecté en coïncidence dans le scintillateur, alors ces deux γ ne sont pas détectés par le détecteur germanium et le pic somme disparaît entièrement. Une fois la condition appliquée, c'est-à-dire une fois les événements hors du pic de coïncidences supprimés – voir Figure 4.10 –, on observe sur la superposition des spectres γ non conditionné et conditionné, visible sur la Figure 4.11, la disparition du pic à 2.5 MeV qui prouve que le détecteur peut être utilisé comme condition pour valider les événements γ dans des expériences de décroissance β . Des mesures en conditions réelles sont nécessaires pour déterminer l'efficacité du détecteur lorsque la source est placée sur la bande entre les deux raquettes et qu'elle émet des électrons

de haute énergie, elles sont détaillées au chapitre suivant.

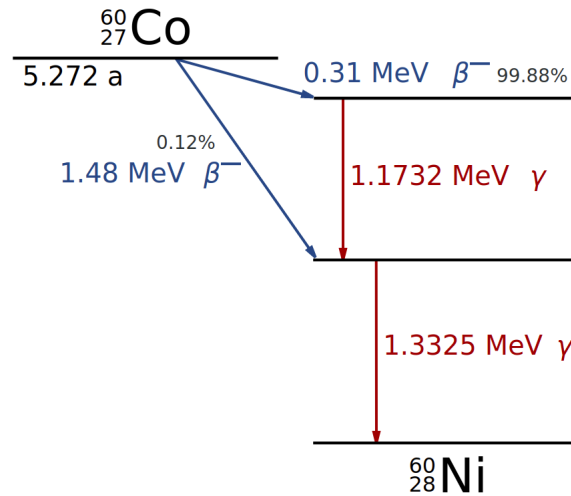


FIGURE 4.9 – Schéma de décroissance de ^{60}Co vers ^{60}Ni .

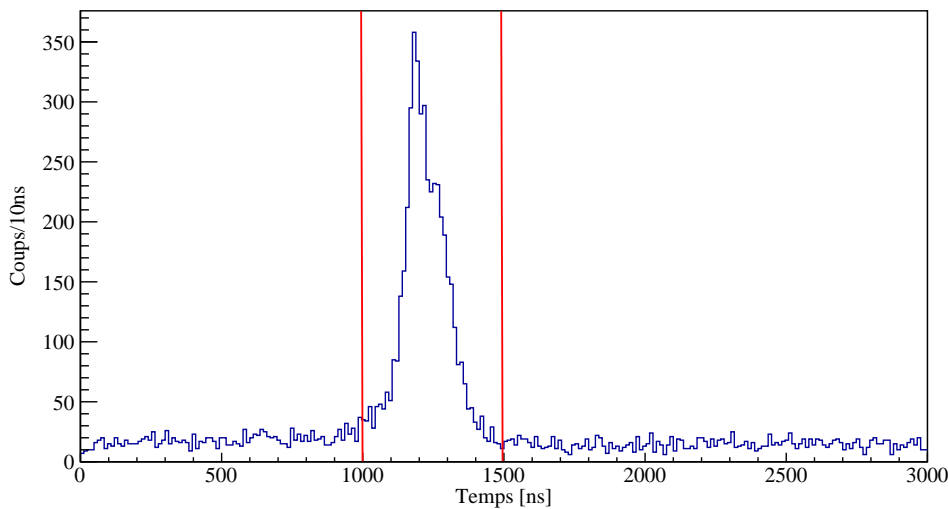


FIGURE 4.10 – Spectre de la différence en temps entre le détecteur HPGe et le scintillateur plastique. Le pic visible représente les événements en coïncidence, c'est-à-dire détectés par les deux détecteurs dans une fenêtre de temps donnée et restreinte. Pour affiner la condition de coïncidence, je ne sélectionne que les événements dans ce pic dit *prompt* en appliquant les bornes rouges représentées ici.

4 Détection des électrons de conversion émis par une source de ^{152}Eu

Une fois les simulations du champ magnétique vérifiées et le nouveau détecteur β testé, il a fallu utiliser COeCO pour son but premier : le transport et la mesure d'électrons de conversion. Pour ce faire, j'ai utilisé une source d'europium ^{152}Eu montée sur mylar et placée sur le porte source prévu, sous vide. Le ^{152}Eu est d'autant plus intéressant pour ces mesures qu'il permet non seulement de mesurer des électrons de conversion avec le détecteur Si(Li), mais aussi d'étalonner le détecteur HPGe

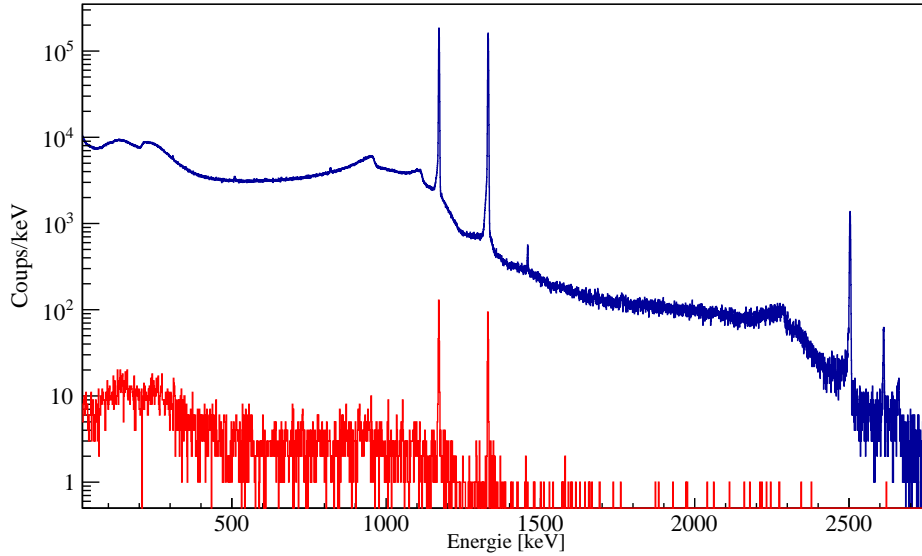


FIGURE 4.11 – Spectre en énergie des rayonnements γ détectés par le détecteur HPGe. En bleu, le spectre sans condition appliquée, en rouge la condition détaillée Figure 4.10 est appliquée. On voit les deux pics principaux de la désexcitation du ^{60}Ni à 1173.2 keV et 1332.5 keV ainsi que le pic somme à 2505.7 keV dans le spectre non-conditionné. Une fois la condition appliquée, le pic somme disparaît complètement en ne restant que les deux pics de la désexcitation.

en énergie. La spectroscopie d'électrons de conversion de l'euporium est bien connue [63] et le spectre obtenu avec COeCO permet d'étalonner la jonction Si(Li) et de mesurer la transmission des électrons de conversion. Le spectre obtenu est visible sur la Figure 4.12.

Les pics observables sur le spectre d'euporium présentent une asymétrie à gauche à basse énergie, qui vient très certainement de la perte d'énergie des électrons dans la feuille de mylar qui entoure la source. J'ai ajouté une fonction exponentielle pour ajuster les données au mieux lorsque cela est nécessaire. Bien que la statistique soit relativement faible, il est possible de calculer l'efficacité de COeCO aux énergies des électrons de conversion et de la comparer à l'efficacité de l'ancien système. J'ai donc calculé le gain en efficacité entre l'ancien système et COeCO, défini de la manière suivante :

$$G_\epsilon = \frac{\epsilon_{\text{COeCO}}}{\epsilon_{\text{station identification}}} \times \frac{\Omega_{\text{station identification}}}{\Omega_{\text{COeCO}}} \quad (4.2)$$

$$G_\epsilon \sim \frac{\epsilon_{\text{COeCO}}}{3\epsilon_{\text{station identification}}}$$

où les ϵ_i sont les efficacités des deux systèmes. Le gain défini de cette manière correspond alors à l'efficacité de transport des électrons à une énergie donnée, puisque $\epsilon_{\text{COeCO}} \propto \tau \times \epsilon_{\text{station identification}}$ où le facteur de proportionnalité est le rapport des angles solides couverts par le détecteur et τ l'efficacité de transport. J'ai pu de cette manière déterminer l'efficacité de transport à chaque énergie visible sur la Figure 4.12, reportée Figure 4.13.

Comme attendu d'après les simulations, l'efficacité de transport ne suit pas une loi monotone et affiche des oscillations bien visibles. Les incertitudes importantes à haute énergie et pour les transitions des couches électroniques autres que K proviennent principalement de la faible statistique, puisqu'il a fallu produire un spectre en énergie dans les deux configurations – source proche du détecteur sans

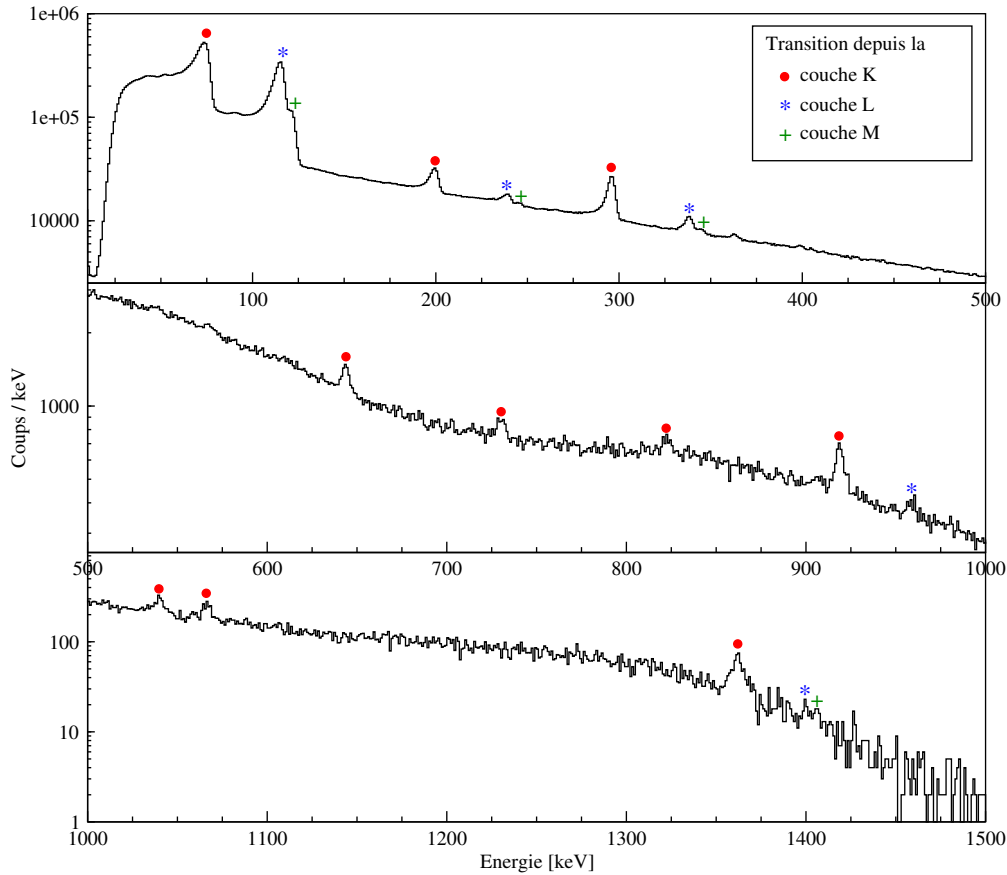


FIGURE 4.12 – Spectre en énergie d’électrons de conversion émis par une source de ^{152}Eu placée sur le porte-source de COeCO. Bien que les transitions dans les samarium et gadolinium 152, descendants de l’euprimum 152, soient peu converties, il est possible d’en identifier plusieurs très clairement sur toute la gamme d’énergie disponible avec la jonction Si(Li).

champ magnétique et source sur le porte-source avec un champ magnétique – et que les coefficients de conversion des transitions considérées sont très faibles. Malgré l’efficacité de transport des électrons inférieure à 1, la force de COeCO réside dans l’amélioration du spectre en énergie d’électrons de conversion. On peut alors calculer les gains en limite de détection et en taux de production minimale détectable, deux grandeurs qui permettent de quantifier une telle amélioration. La limite de détection L_D peut être définie comme le nombre minimum de coups nécessaires pour ne pas considérer un pic comme une fluctuation statistique du fond [64]. Pour un intervalle de confiance à 95 %, la limite de détection est donnée par la relation suivante :

$$L_D = 2.71 + 3.29\sigma_0 \quad (4.3)$$

où σ_0 est la déviation standard de la distribution pour un nombre moyen de coups égal à zéro. En pratique, $\sigma_0 = 2B$ où B est une estimation du fond sous le pic.

On définit maintenant l’activité minimale détectable a_D telle que :

$$L_D = K a_D \quad (4.4)$$

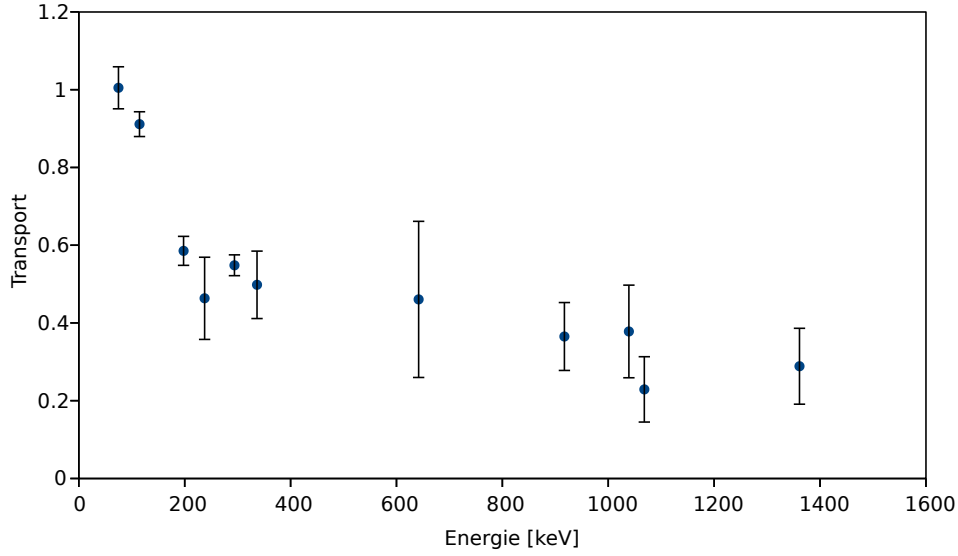


FIGURE 4.13 – Efficacité de transport des électrons du porte source à la jonction Si(Li). Comme défini précédemment, ces valeurs peuvent être vues comme le gain – ou la perte, en l’occurrence – en détection par rapport à l’ancienne station d’identification. On retrouve l’allure générale des courbes simulées présentées au chapitre précédent, bien que la position de la source ne soit pas la même dans les deux cas.

où K est une constante qui dépend du temps de mesure t , de l’efficacité du détecteur ϵ et de la probabilité que l’électron considéré soit émis par décroissance P_{e^-} . On peut alors définir un taux de production minimal détectable y_D , c’est-à-dire le taux de production le plus faible qu’il est possible d’exploiter pour la spectroscopie d’électrons de conversion ainsi :

$$L_D \propto \epsilon_{e^-} P_{e^-} y_D \quad (4.5)$$

La constante de proportionnalité dépend du temps de mesure et du moyen d’obtention de la source [65]. Les gains en limite de détection peuvent être définis sous la forme de rapports de telle sorte à s’affranchir de certaines constantes de proportionnalité. Les deux mesures à comparer n’ont en revanche pas duré le même temps, par lequel on doit donc corriger les rapports de L_D . On obtient finalement les deux grandeurs d’intérêt :

$$G_{L_D} = 1 - \frac{L_{D_{id}}}{L_{D_{COeCO}}} \frac{t_{COeCO}}{t_{id}} \quad (4.6)$$

$$G_{y_D} = 1 - \frac{y_{D_{id}}}{y_{D_{COeCO}}} = 1 - \frac{L_{D_{id}}}{L_{D_{COeCO}}} \frac{(t\epsilon)_{COeCO}}{(t\epsilon)_{id}} \quad (4.7)$$

où id désigne la mesure effectuée dans les conditions de la station d’identification. Ces grandeurs sont définies de sorte qu’une valeur négative représente une perte et une valeur positive un gain.

On observe sur la Figure 4.14 gauche une perte à basse énergie et un gain à haute énergie en limite de détection par rapport à l’ancien système. Comme on peut le voir sur le spectre obtenu avec COeCO, Figure 4.12, les pics de basse énergie présentent tous une asymétrie plus prononcée que sur le spectre avec la source proche du détecteur, Figure 4.15. Cette asymétrie s’explique non seulement par

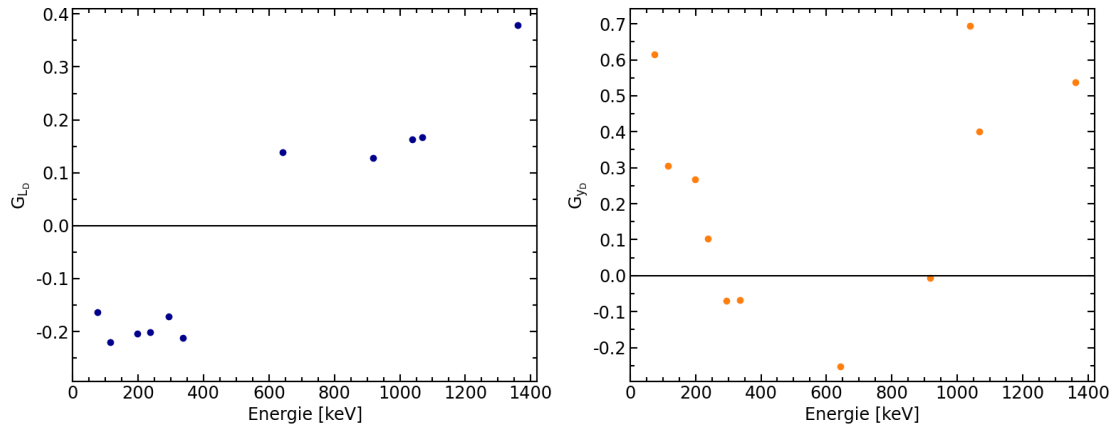


FIGURE 4.14 – Évolutions des gains en limite de détection, en bleu à gauche, et en limite de taux de production minimal détectable, en orange à droite, en passant de l’ancien dispositif à COeCO, en fonction de l’énergie.

la perte d’énergie des électrons de conversion dans la feuille de mylar qui entoure la source, mais aussi par la perte d’énergie dans la fine couche d’or – 1 à 2 μm – en face avant du détecteur. En effet, les trajectoires des électrons entraînent, à basse énergie surtout, de grands angles d’entrée sur la face du détecteur et donc une plus grande distance parcourue dans la couche d’or par les électrons, qui perdent de l’énergie avant d’être détectées. Dans le cas où la cible est proche, l’épaisseur d’or parcourue par les électrons est environ la même pour tous car les angles d’arrivée sont relativement faibles. L’asymétrie induite rend plus compliquée la différentiation du fond et du pic, à basse énergie, et explique donc la perte en limite de détection. En revanche, on voit qu’à plus haute énergie, le fond diminue grandement avec COeCO et on obtient un gain significatif en limite de détection.

Si l’on regarde maintenant la Figure 4.14 droite, on remarque globalement un gain en taux de production minimal détectable mais pas de tendance claire. Ces résultats sont tout de même très encourageants puisque l’objectif principal de COeCO est rempli : il est possible d’observer des pics avec une source plus faible et plus rapidement et ceux-ci sont plus significatifs dès 600 keV . Il faut enfin noter que les électrons β^- de faible énergie – 696 keV et 1475 keV pour les deux plus intenses – émis par la source viennent diminuer le gain obtenu avec COeCO. Ils sont eux aussi guidés le long des lignes de champ vers le détecteur Si(Li) et faute de pouvoir utiliser le détecteur β avec le porte-source¹, augmentent le fond visible sur les spectres en énergie. Dans le cas des noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couche $N = 50$, les énergies des β sont bien plus élevées, de l’ordre de plusieurs MeV , et ne participent que très peu voire pas du tout au fond visible dans les spectres. Les gains en limite de détection et en limite de taux de production détectable attendus dans les conditions d’expérience sont donc plus grands encore.

1. Le porte-source arrive en avant du détecteur β et il est impossible, avec une source standard, de placer la source au centre des deux raquettes du scintillateur, au niveau de la bande.

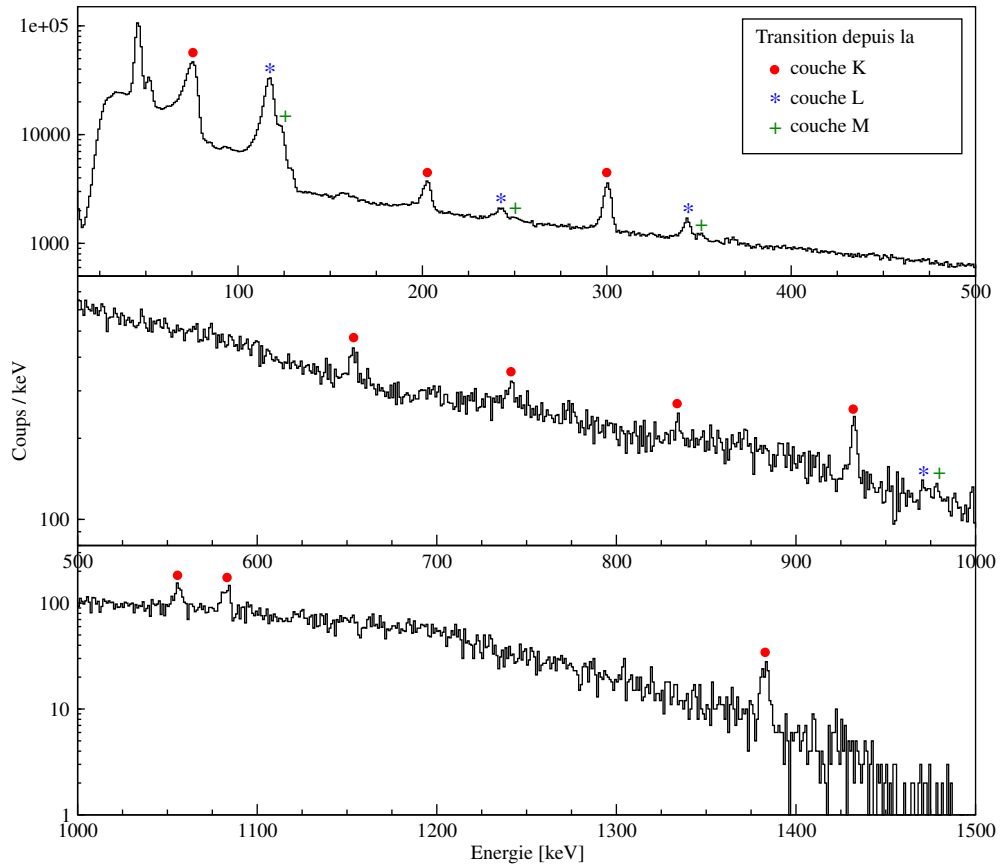


FIGURE 4.15 – Spectre en énergie d’électrons de conversion émis par une source de ^{152}Eu placée à moins d’un centimètre du détecteur Si(Li), dans la configuration de l’ancienne station d’identification. L’asymétrie des pics est moins prononcée à basse énergie et on peut également voir, contrairement au spectre avec le champ magnétique, deux pics provenant des rayonnements X de la source à 45 keV et 51 keV environ.

5

Mise en service *en-ligne* du dispositif

Sommaire

1	Électronique et système d'acquisition	64
2	Construction des spectres d'intérêt	66
2.1	Étalonnage en énergie et en efficacité des détecteurs	66
2.2	Spectres conditionnés β	68
2.3	Matrice de coïncidences $\gamma - e^-$	71
3	Performances du détecteur β	72
3.1	Efficacité	72
3.2	Gain en limite de détection et en taux de production minimal détectable	75

Afin de caractériser le système COeCO et d'étudier la région des noyaux riches en neutrons de masse intermédiaire, autour du ^{98}Rb , une expérience a été réalisée à ALTO en octobre 2022. Le système tel qu'il est décrit au Chapitre 3 a été utilisé pour étudier la décroissance des noyaux de ^{96}Rb à ^{100}Rb . Le faisceau radioactif a été produit par ionisation de surface des produits de fissions de l'uranium. Cette campagne expérimentale est la première à avoir lieu dans la partie *LEB*¹ de l'installation depuis l'amélioration du Front-end² de la ligne, dans le cadre du projet FRISAL³ [66].

1 Électronique et système d'acquisition

L'acquisition des données est réalisée à l'aide d'une carte ADC de type COMET⁴ dont chaque voie, six en tout, possède trois entrées : énergie, temps et marquage – seules les voies énergie et temps sont utilisées pour COeCO. La force de ce système d'acquisition repose sur le fait que chaque voie a sa propre condition de déclenchement, les détecteurs sont donc indépendants. Un signal TTL⁵ permet de synchroniser toutes les voies sur l'entrée CODEN⁶ de la carte. En fonctionnement normal, ce signal est généré par l'automate de contrôle du dérouleur de bande – voir Chapitre 3 – et empêche l'écriture des données lors du déroulement de la bande, tout en réinitialisant les horloges de la carte en fin de déroulement. Cela donne la même structure au comportement temporel des raies étudiées et à l'évolution de l'activité sur la bande avec le temps, voir Figure 5.1. Lors de l'expérience, le dérouleur de bande a malheureusement montré des signes de faiblesse qui nous ont contraints à effectuer des mesures à bande fixe pour plusieurs noyaux de rubidium. Une des conséquences directes est l'absence de comportement temporel des raies observées dans les spectres et donc l'impossibilité de mesurer, de cette façon, les durées de vies des noyaux étudiés.

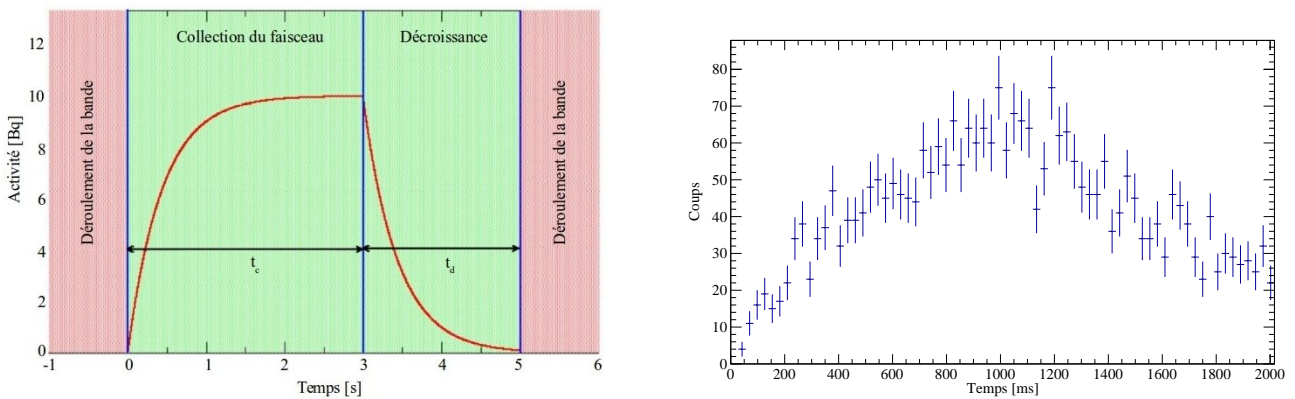


FIGURE 5.1 – À gauche, schéma représentant l'évolution de l'activité de la source collectée sur la bande en fonction du temps. En rouge, l'acquisition est coupée et en vert, elle est autorisée. A droite, comportement temporel de la transition à 119.4 keV dans ^{98}Y . Le faisceau a été collecté pendant 1 s et laissé décroître pendant 1 s.

Deux signaux en charge, dont l'intégrale est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur,

1. Low-Energy Branch
2. Connexion entre l'ensemble cible-source et la ligne de faisceau en amont du séparateur de masse PARRNe
3. Front-end Robotisé pour ISOL-ALTO
4. CODage et Marquage En Temps
5. Transistor-Transistor Logic
6. CODing ENable

sont récupérés en sortie de détecteur – pour les deux détecteurs à semi-conducteurs, germanium et silicium-lithium – et sont traités afin de mesurer l'énergie et le temps. Pour la voie énergie, le signal est envoyé dans un amplificateur spectroscopique qui le met en forme au moyen de deux circuits, un intégrateur et un dérivateur, de sorte que son amplitude soit désormais proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Le temps de mise en forme de l'amplificateur est choisi pour avoir la meilleure résolution possible à un taux de comptage donné, ici $3 \mu\text{s}$. Le signal est ensuite envoyé à la voie énergie correspondant au détecteur où son amplitude est lue au moyen d'un convertisseur digital analogique de Wilkinson, dont la fenêtre de codage est optimisée pour conserver une bonne résolution en énergie et limiter le temps-mort de la carte. Dans notre cas des valeurs de $16 \mu\text{s}$ et $12 \mu\text{s}$ sont choisies pour les fenêtres de codage du détecteur germanium et de la jonction Si(Li), respectivement.

En ce qui concerne le signal temps, il est d'abord envoyé dans un amplificateur rapide, composé des mêmes circuits que l'amplificateur spectroscopique mais dont le fonctionnement est bien plus rapide. Cela a pour conséquence de dégrader très fortement l'information sur l'énergie tout en conservant une bonne résolution temporelle. Le signal passe ensuite par un discriminateur à fraction constante où il est divisé en deux parties dont le ratio est défini par l'utilisateur. L'une des deux parties est ensuite inversée puis retardée, avant d'être de nouveau ajoutée à la première. Il en résulte un signal passant par zéro, comme montré sur la Figure 5.2. Lors de ce passage par zéro, un signal logique au format NIM⁷ est envoyé à la voie temps de la carte d'acquisition. Afin de coder le temps, la carte COMET incrémente un bit toutes les 400 ps, la valeur obtenue à l'arrivée du signal NIM est ensuite associée à la valeur de l'énergie donnée par la voie dédiée.

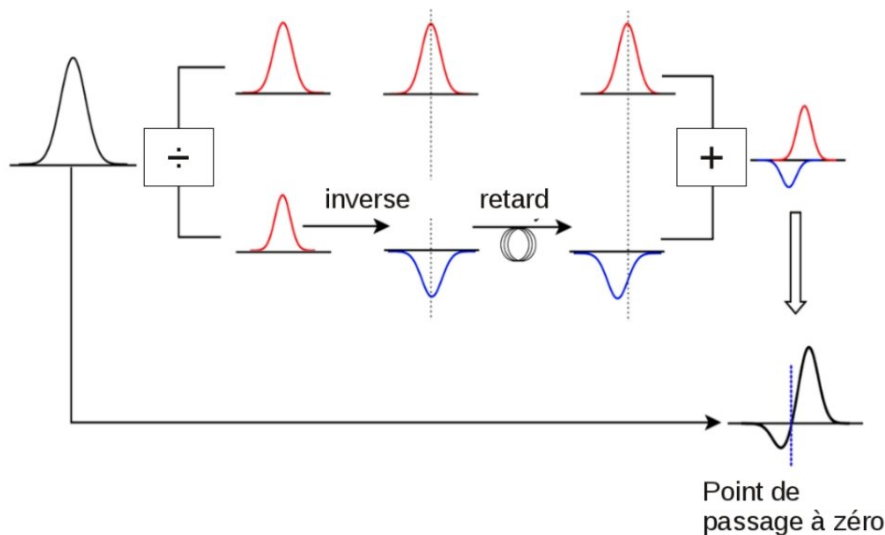


FIGURE 5.2 – Principe de fonctionnement d'un discriminateur à fraction constante, schéma de [50].

Enfin, pour le scintillateur plastique, l'objectif est de déterminer les γ et les électrons qui sont émis après une décroissance radioactive du noyau produit. De fait, nous n'avons pas besoin de l'information sur l'énergie déposée par l'électron β dans le détecteur. Le signal en sortie du tube photomultiplicateur – voir Chapitre 3 – sert seulement à générer un temps qui sera ensuite traité pour construire des coïncidences entre les deux autres détecteurs et le scintillateur.

Tous les spectres directs – éléments simples, sans condition de coïncidence – sont visibles en ligne grâce au logiciel NARVAL, qui gère également l’écriture des données sur disque. La conversion entre le format binaire retourné par NARVAL et un arbre ROOT, plus adapté à l’analyse de données hors-ligne, se fait au moyen d’un code de conversion écrit par Matthieu Lebois lors de sa thèse [67]. L’arbre de sortie contient les informations Numéro du détecteur, Énergie (canaux), Temps (picosecondes), Marquage (0 ou 1) et CODEN (0 ou 1).

2 Construction des spectres d’intérêt

2.1 Étalonnage en énergie et en efficacité des détecteurs

Les signaux en tension qui arrivent dans la voie énergie de la carte COMET sont enregistrés sur 32768 canaux avec une résolution de 0.3 mV/canal. Nous avons utilisé une source de ^{152}Eu , placée sur le porte-source du système, en avant du point de collection du faisceau, afin de faire correspondre canaux et énergies. La réponse de toute la chaîne électronique est parfaitement linéaire avec l’énergie et il est possible de le vérifier avec des pics de très haute énergie dans les noyaux produits. Pour la jonction Si(Li), la source de ^{152}Eu couvre presque toute la gamme d’énergie accessible et la question ne se pose pas. La résolution en énergie obtenue pour le détecteur germanium est d’environ 2.8 keV, largeur à mi-hauteur à 1 MeV, et d’environ 4.5 keV, largeur à mi-hauteur à 836 keV – transition à 854 keV dans ^{98}Zr –, pour la jonction. L’étalonnage peut être vérifié en cours d’expérience en insérant le porte source sans casser le vide dans la chambre. Lors de la mesure, la source est éloignée des détecteurs, si bien que les transitions de l’euporium ne sont pas visibles dans les spectres d’électrons de conversion et sont complètement perdues une fois la condition de coïncidence avec le scintillateur mise dans les spectres γ . Nous avons d’ailleurs observé une perte de résolution avec le temps pour la jonction silicium-lithium qui nous a amené à réchauffer le détecteur pour lui faire faire un cycle thermique, voir Chapitre 6, Section 2.

Pour l’efficacité des détecteurs, la même source a été utilisée. Cette dernière n’étant pas placée au point de collection du faisceau, un ajustement a été réalisé après l’expérience. L’efficacité a été mesurée une nouvelle fois avec la source sur le porte-source puis avec la source au point de collection du faisceau. Un facteur d’environ 1.5 a été trouvé et appliqué à l’efficacité mesurée sur le porte-source. La courbe d’efficacité du détecteur germanium est visible sur la Figure 5.3. Il est visible sur cette courbe que l’efficacité ne suit pas une loi de puissance comme c’est normalement le cas. Ceci est dû à un réglage haut du seuil du discriminateur à fraction constante qui ampute la partie à très basse énergie du spectre, au moins jusqu’à 244.7 keV, énergie du deuxième pic de la source de ^{152}Eu utilisé pour l’étalonnage, voir Figure 5.4. Un bruit d’origine inconnue saturait la voie d’acquisition COMET induisant un temps mort d’environ 20 % et nous avons décidé de couper totalement ce bruit au risque de couper les basses énergies dans le spectre γ .

L’efficacité de la jonction Si(Li) n’a pas été mesurée. Elle dépend en effet énormément de la position du détecteur par rapport à la source et il est extrêmement compliqué, dans la nouvelle configuration de la station de décroissance, d’accéder à la face avant du détecteur pour pouvoir installer une source. De plus, une fois la source placée, la chambre doit être refermée et le vide fait ce qui empêche toute

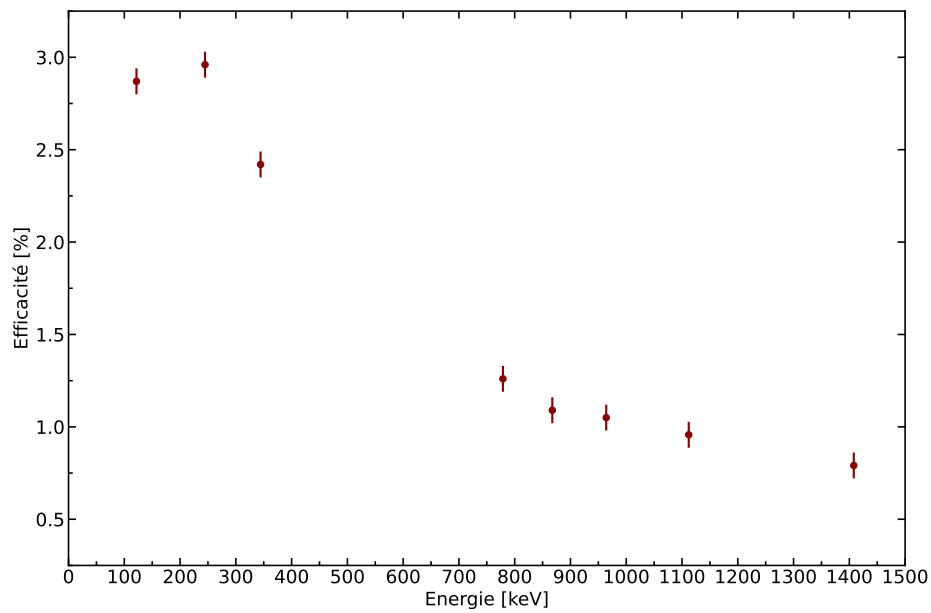


FIGURE 5.3 – Courbe d'efficacité du détecteur germanium. L'efficacité suit une loi de puissance au-delà de 244.7 keV à cause du réglage du seuil du discriminateur à fraction constante.

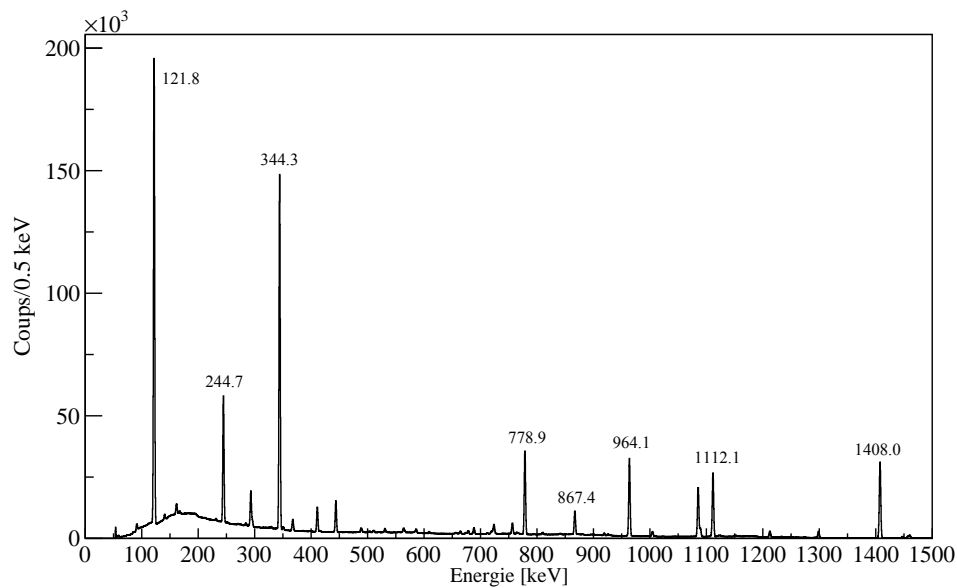


FIGURE 5.4 – Spectre en énergie γ obtenu avec une source de ^{152}Eu placée sur le porte-source. Les énergies des pics utilisés pour l'étalonnage en énergie et en efficacité sont indiqués sur le spectre en keV. Une coupure très nette est visible en-dessous de 50 keV, et la forme du fond à basse énergie reflète aussi cette coupure.

vision directe sur le détecteur qui ne doit en aucun cas entrer en contact avec un autre objet. Le but de la campagne menée est justement la mesure d'une efficacité pour le système dans sa globalité, c'est-à-dire comprenant le transport des électrons – efficacité géométrique – et l'efficacité intrinsèque de la jonction :

$$\epsilon = \epsilon_{Si(Li)} \cdot \epsilon_{transport} \cdot \epsilon_{electronique} \quad (5.1)$$

2.2 Spectres conditionnés β

La première étape du traitement des données à proprement parler est la recherche de coïncidences entre une décroissance β , détectée par le scintillateur, et un événement dans l'un ou l'autre des détecteurs semi-conducteurs. Pour ce faire, je commence par regarder, pour chaque événement β , les événements γ et e^- détectés avant et après, dans une fenêtre de temps large, dans mon cas $1 \mu\text{s}$. Je regarde ensuite la distribution des différences en temps entre un événement dans le scintillateur et les événements dans le détecteur qui nous intéresse afin de restreindre cette fenêtre. Ce genre de distribution fait apparaître un pic de coïncidences – dit pic *prompt* – d'événements arrivés dans un laps de temps très réduit après une décroissance β , voir Figures 5.5 et 5.6. Je peux ensuite sélectionner uniquement les événements dans le pic de coïncidences, en utilisant une fenêtre plutôt large pour privilégier la statistique, ou bien une fenêtre plus étroite pour diminuer le risque de récupérer des coïncidences fortuites dans les spectres. Dans le cas du détecteur germanium, le pic de coïncidences fait 15 ns de large alors qu'il est environ deux fois plus large pour le détecteur silicium. Dans les deux cas, cette valeur vient principalement de la mauvaise résolution en temps du détecteur semi-conducteur, puisque le scintillateur plastique est lui très « rapide ». La grande pureté du faisceau radioactif produit à ALTO permet de sélectionner les événements dans le pic de coïncidences dans son entièreté afin de maximiser la statistique. J'ai donc choisi de travailler avec une largeur de 50 ns pour la fenêtre de coïncidence $\beta - \gamma$ et de 100 ns pour la fenêtre $\beta - e^-$. Des spectres obtenus après application de la condition β sont présentés Figures 5.8 et 5.9. Je tiens à faire remarquer ici que tout le travail que j'ai effectué par la suite n'est pas forcément basé sur les spectres conditionnés- β . L'efficacité du scintillateur plastique n'étant pas parfaitement maîtrisée, pour plusieurs raisons détaillées Section 3, certains résultats varient grandement si l'on utilise le spectre conditionné- β ou non conditionné- β .

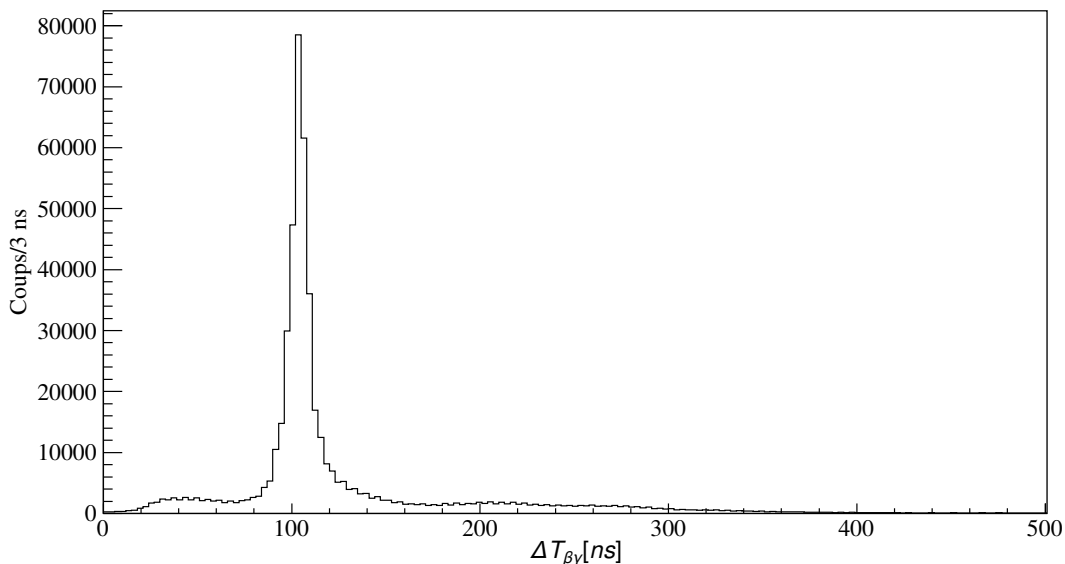


FIGURE 5.5 – Spectre de la différence en temps $\beta - \gamma$, entre les événements γ arrivés 500 ns avant ou après un événement β , pour la masse 98.

Le choix de la fenêtre de coïncidences n'est évidemment pas définitif et des ajustement peuvent être faits si les conditions l'imposent. C'est par exemple nécessaire lorsqu'un état de très longue durée de

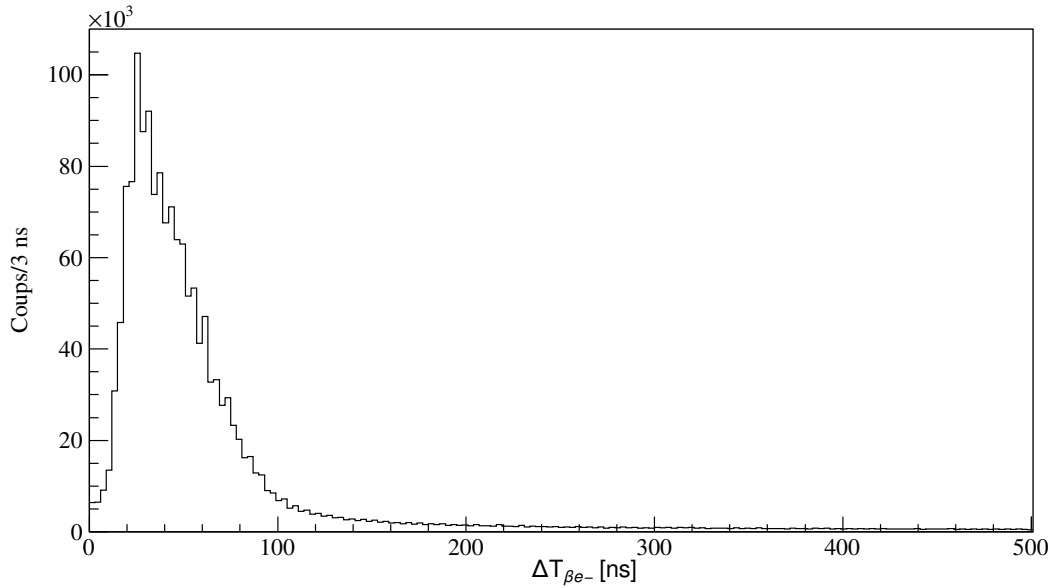


FIGURE 5.6 – Spectre de la différence en temps $\beta - e^-$, entre les événements e^- arrivés 500 ns avant ou après un événement β , pour la masse 98.

vie est présent dans la décroissance du noyau d'intérêt. C'est pourquoi, pour chaque masse étudiée, j'ai également représenté les matrices de cette même différence en temps $\Delta T_{\beta e^-}$ en fonction de l'énergie de l'électron détecté par la jonction Si(Li), voir Figure 5.7. Cette représentation souligne la forme de banane que prend la distribution des différences en temps, invisible en regardant sa projection, Figure 5.6. Cette forme provient d'un mauvais réglage de l'électronique rapide utilisée pour la prise de temps. Si l'on oublie ce comportement à basse énergie, il apparaît que la résolution temporelle accessible est de l'ordre de celle du détecteur germanium, autour de 15 ns.

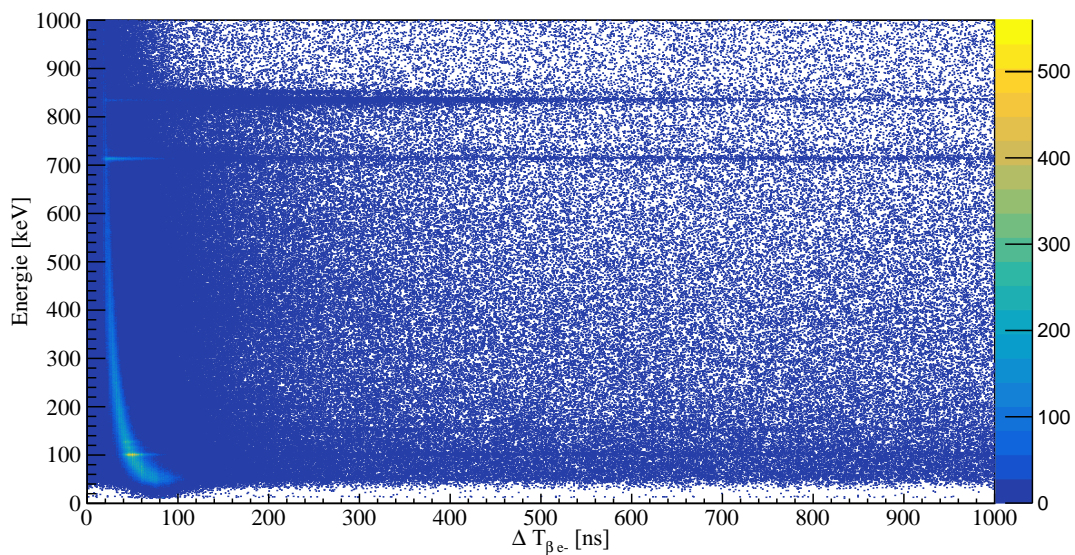


FIGURE 5.7 – Matrice de l'énergie des électrons détectés en fonction de la différence en temps $\beta - e^-$, présentée Figure 5.6. Deux transitions très intenses et de longue durée de vie apparente sont visibles à 714 keV et 836 keV.

Cette représentation matricielle est aussi très utile pour étudier le comportement temporel des transitions de longue durée de vie. Ce type de transition est visible en dehors du pic de coïncidences et peut se révéler d'un grand intérêt, notamment pour des transitions électriques monopolaires, dont une mesure de la durée de vie donne des informations précieuses sur la structure du noyau, comme l'indiquent les développements effectués au Chapitre 2. Je développe plus en détail la méthode que j'ai utilisée pour extraire ces durées de vies au Chapitre 6.

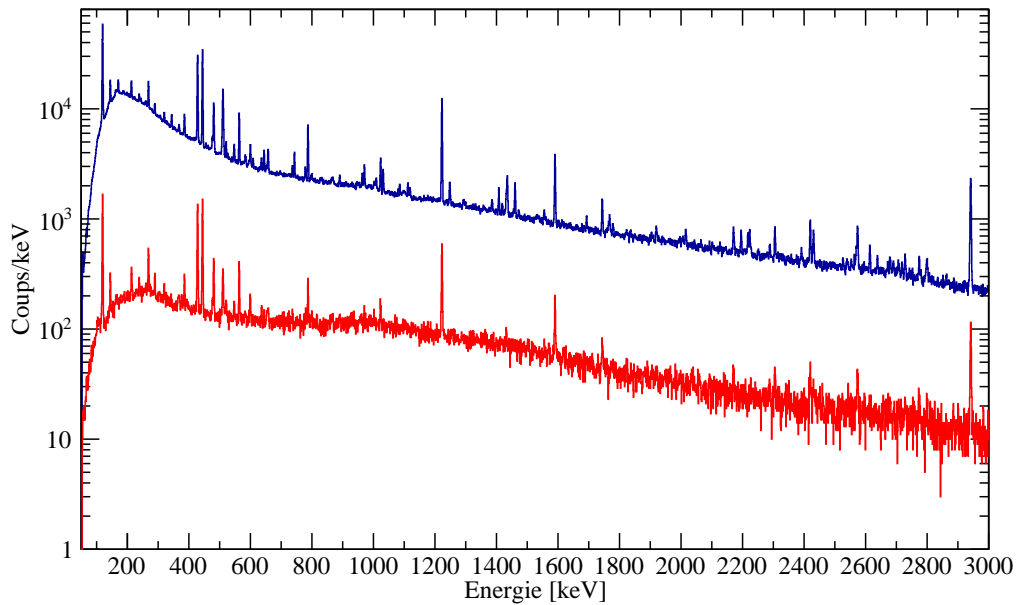


FIGURE 5.8 – Spectre γ de la décroissance β de ^{98}Rb et de ses descendants, conditionné β , en rouge, et non conditionné β , en bleu.

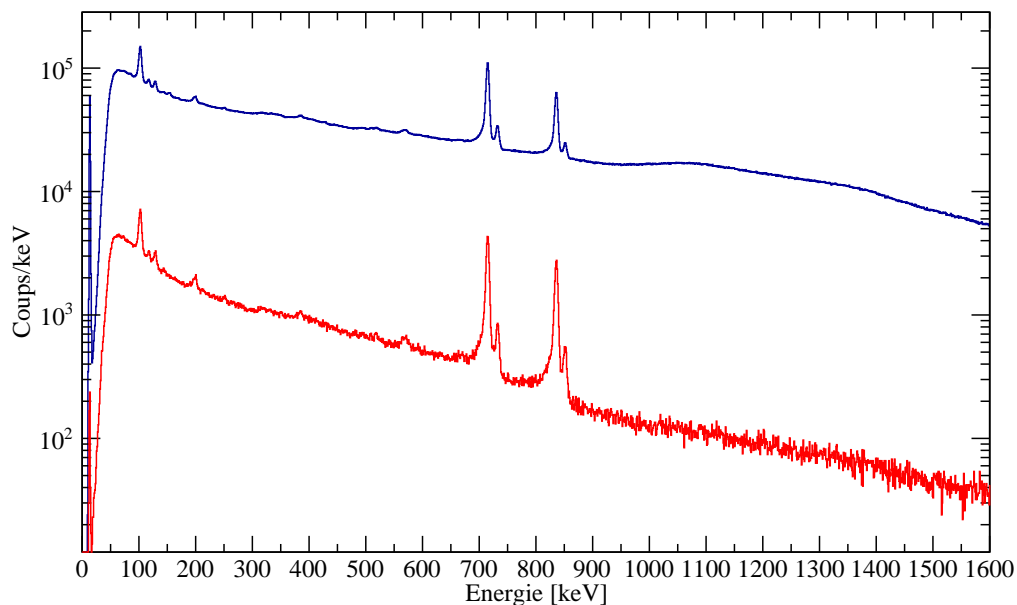


FIGURE 5.9 – Spectre d'électrons de conversion de la décroissance β de ^{98}Rb et de ses descendants, conditionné β , en rouge, et non conditionné β , en bleu.

2.3 Matrice de coïncidences $\gamma - e^-$

J'ai réalisé le même travail que pour les coïncidences $\beta - \gamma$ ou $\beta - e^-$ en regardant cette fois la différence en temps entre les événements γ et électrons. La distribution en temps est sensiblement la même que pour $\Delta T_{\beta e^-}$ avec un pic de coïncidences d'une résolution d'environ 50 ns. La statistique est souvent faible lorsque l'on regarde ce genre de matrices, et j'ai donc ouvert la fenêtre de coïncidences à 100 ns et n'ai pas appliqué de condition β . J'ai ensuite construit la matrice avec en abscisse l'énergie déposée par un γ dans le détecteur germanium, et en ordonné les énergies déposées par tous les électrons en coïncidence avec ce γ , Figure 5.10.

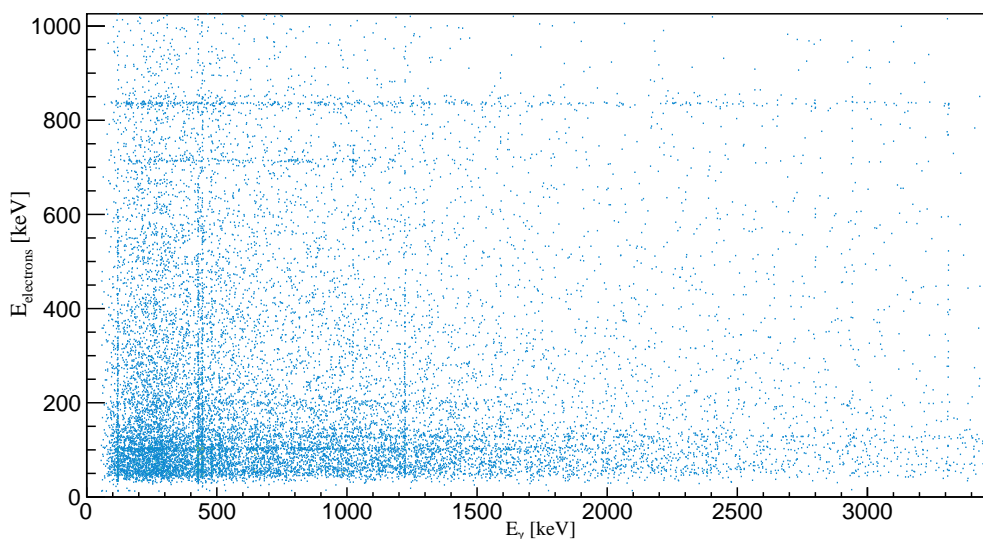


FIGURE 5.10 – Matrice $e_{Si(Li)}^- - \gamma_{HPGe}$ obtenue par décroissance β de ^{98}Rb et de ses descendants.

Le gros attrait de ces matrices est la possibilité de placer les transitions converties dans les schémas de niveaux des noyaux. Cette information est assez rare, surtout dans le cadre de la décroissance β , et encore plus lorsqu'il s'agit de transitions exclusivement converties comme les E0. J'ai exécuté le travail d'analyse de ces matrices avec le programme TRACKN, qui fait partie du programme d'analyse de données GASPWare développé à Legnaro. Afin de pouvoir lire les matrices avec TRACKN, celles-ci doivent être converties au format adéquat. La première étape consiste à convertir les grandeurs en entiers non signés sur 16 bits avant d'écrire les données dans un format binaire. Il est ensuite possible d'utiliser un autre programme de la suite GASPWare, GSORT, afin de convertir la matrice en un format lisible par TRACKN. Une fois fait, la projection de la matrice peut être affichée dans l'interface graphique de TRACKN pour effectuer des projections sur l'autre axe de la matrice représentée Figure 5.11. Le logiciel inclut plusieurs types de soustractions de fond possibles, à partir de la projection du fond autour du pic – la méthode que j'ai utilisée dans cette analyse – ou encore en estimant le fond sous le spectre. Il est aussi possible d'ajuster des courbes gaussiennes aux pics du spectre ou encore de mesurer l'aire sous un pic en soustrayant le fond. Une fois effectuées, les projections peuvent être sauvegardées au format Post-Script.

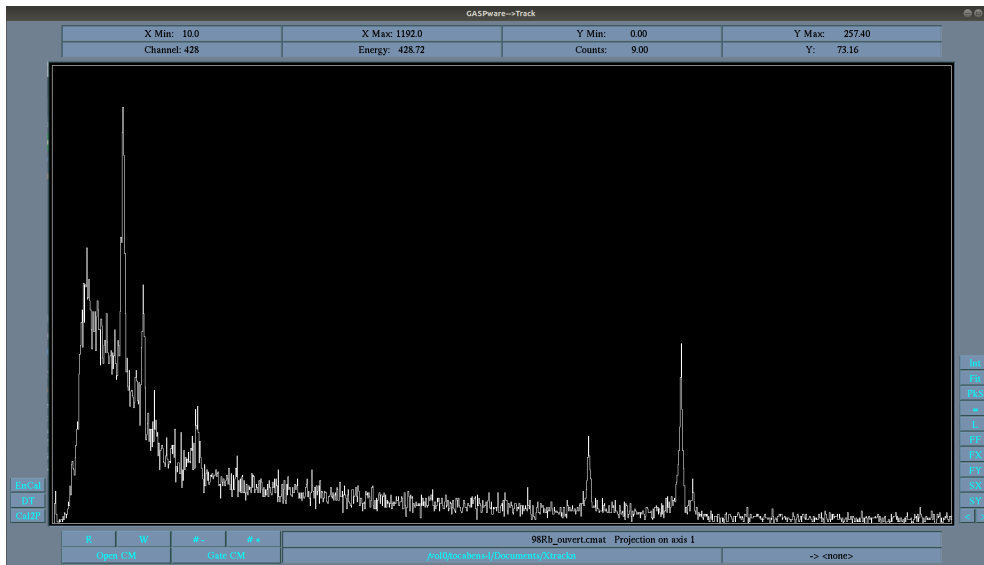


FIGURE 5.11 – Capture d’écran de l’interface graphique de TRACKN avec la projection totale, sur l’axe des ordonnées, de la matrice visible Figure 5.10.

J’ai décidé d’effectuer des sélections dans le spectre électrons pour regarder les γ en coïncidence plutôt que l’inverse. La moins bonne résolution de la jonction Si(Li) fait que les coups en coïncidence sont plus étalés ce qui rend l’attribution des coïncidences plus compliquée. De plus, le spectre d’électrons de conversion est plus chahuté, surtout à basse énergie, diminuant encore un peu plus la lisibilité. Je vérifie ensuite, dans le spectre γ conditionné β , la présence ou non des pics vus en coïncidence, ce qui est généralement suffisant pour valider ou infirmer une coïncidence. Si la statistique le permet, je regarde aussi dans l’autre sens en faisant une coupe dans le spectre γ autour d’une transition que j’ai identifiée comme étant en coïncidence.

3 Performances du détecteur β

3.1 Efficacité

Le détecteur β est une des grandes nouveautés de cette station de décroissance et plusieurs tests hors-ligne, présentés Chapitre 4, ont d’abord été effectués avant son montage sur la ligne. Une des premières choses que nous avons vérifiée, une fois le faisceau radioactif disponible, est le bon fonctionnement du détecteur, pièce centrale dans ces expériences de décroissance β – en attestent les sections précédentes. La disparition totale de certains pics dans les spectres γ conditionnés β – voir Figure 5.8 –, notamment les pics induits par la décroissance de la source de ^{152}Eu présente dans la chambre, montrent que le détecteur accomplit ce pour quoi il a été développé. A l’aide de ce même spectre de décroissance du ^{98}Rb , nous avons mesuré l’efficacité du détecteur. Pour ce faire, il suffit de calculer l’aire sous les pics provenant d’une transition dans un noyau descendant du ^{98}Rb , dans le spectre direct et dans le spectre conditionné- β . L’efficacité du détecteur est donnée par le rapport entre ces deux grandeurs, reporté Figure 5.12 pour des transitions γ et converties.

La valeur de l’efficacité retenue dans la suite de l’analyse est de 5 ± 1 % pour toute la gamme d’énergie. L’efficacité de l’ancien détecteur β avait été mesurée autour de 20 % lors de la dernière

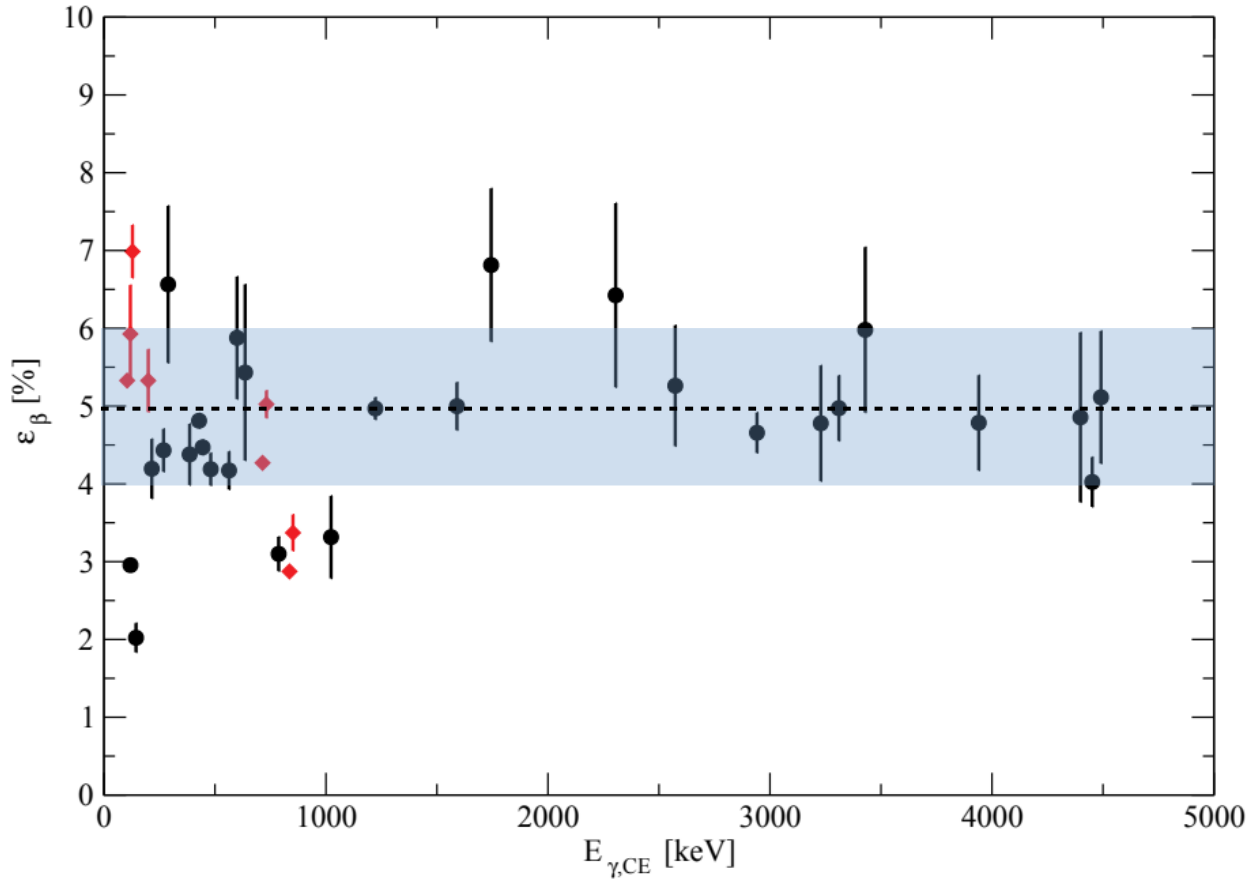


FIGURE 5.12 – Mesure de l'efficacité du détecteur β en fonction de l'énergie de la transition observée, calculée à partir des pics dans les spectres γ , en noir, et électrons, en rouge. La valeur moyenne est indiquée en pointillés et l'intervalle bleu clair représente l'écart-type.

expérience réalisée avec la station d'identification. L'angle solide couvert par le nouveau détecteur – qui est au moins deux fois inférieur à celui couvert anciennement – et les multiples interfaces entre la partie scintillante et le PMT sont à l'origine de cette perte d'efficacité. J'ai d'ailleurs préféré, dans certains cas, regarder les spectres directs sans condition β pour ne pas perdre de statistique. C'est d'autant plus vrai pour analyser les matrices qui feraient intervenir des coïncidences triples $\beta - \gamma - e^-$.

Il semble néanmoins que certains points sur la Figure 5.12 se trouvent à bien plus de 2σ de la valeur moyenne de 5 %. Plusieurs facteurs peuvent fausser la mesure de l'efficacité lorsqu'elle est calculée de cette manière. Par exemple, une transition retenue pour le calcul est la transition à 119.4 keV dans ^{98}Y , la plus intense dans ce noyau, mais qui est très proche de la raie à 121.8 keV provenant de la source de ^{152}Eu . L'aire sous le pic est donc surestimée dans le spectre des événements simple et l'efficacité β s'en trouve sous-estimée.

Pour des transitions provenant d'un niveau de longue durée de vie, tous les événements ne tombent pas dans le pic de coïncidences. C'est à la fois une force, puisque l'on peut accéder à la durée de vie apparente de la transition et, dans certains cas, à celle de l'état, mais, lorsque l'on applique la condition β , une grande partie de ces événements est perdue. Cela implique là aussi de sous-estimer l'efficacité du détecteur β pour certaines transitions.

Les électrons de conversion peuvent eux aussi déposer de l'énergie dans le scintillateur plastique et induire un signal en sortie du tube photomultiplicateur. Tous les pics induits par des transitions γ en coïncidence avec une ou plusieurs transitions fortement converties verraient alors la valeur de leur intégrale surestimée après application de la condition β , par rapport à des transitions sans coïncidences avec des transitions converties. Avec le champ magnétique dans la chambre de COeCO, les électrons de très basse énergie ne rentrent normalement pas en contact avec le scintillateur plastique. En revanche, dès 200 keV, les simulations des trajectoires d'électrons prévoient qu'une partie des électrons est perdue par interaction avec le détecteur β , Figure 5.13, et cette proportion augmente avec l'énergie des électrons de conversion.

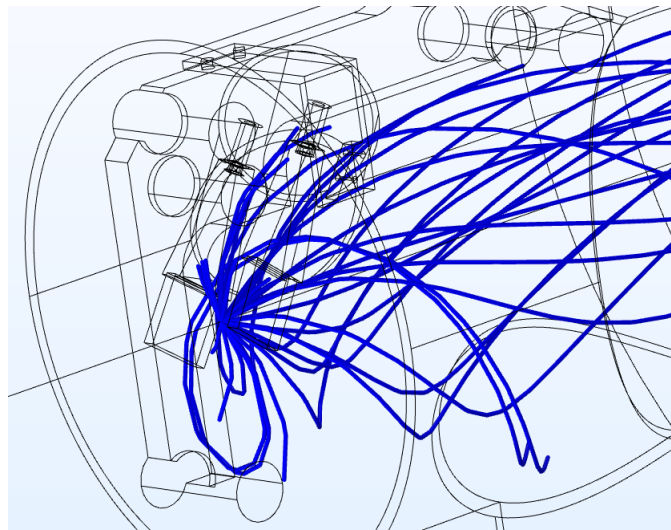


FIGURE 5.13 – Trajectoires d'électrons de conversion. On voit certaines trajectoires terminer dans les parties efficaces du scintillateur – parties carrées entourant la source –, ce qui pourrait provoquer un signal ne provenant pas d'une décroissance β .

Enfin, certains électrons β de basse énergie peuvent eux aussi être entraînés le long de lignes de champ vers le détecteur silicium-lithium et ne pas déposer d'énergie dans le détecteur β . L'efficacité de transport diminue avec l'énergie des électrons émis et cet effet ne doit pas être très important mais suffisant pour induire des différences dans l'efficacité mesurée. Il est d'ailleurs intéressant d'observer, dans les spectres d'électrons non conditionnés β , une forme du fond singulière, qui se rapproche de l'allure de la courbe d'efficacité du transport des électrons, Figure 5.14. Cette comparaison montre d'une part que les électrons β sont effectivement transportés vers la jonction Si(Li) le long des lignes de champ, et d'autre part que la courbe d'efficacité de transport simulée n'est pas loin de la réalité. Plusieurs études complémentaires sont toutefois nécessaires pour obtenir un résultat plus probant. Il faudrait notamment étudier la distribution des électrons β émis par la source, ici une source de ^{80}Ga produite à ALTO par ionisation laser. La superposition que j'ai effectuée pour dessiner la Figure 5.14 suppose de plus que l'efficacité intrinsèque de détection de la jonction est constante sur toute la gamme d'énergie. Puisque les trajectoires des électrons dans le champ magnétique ne leur permettent pas d'arriver en incidence normale sur la face du détecteur, cette hypothèse est très probablement erronée. De plus amples études sur les trajectoires des électrons et l'influence de l'angle d'incidence sur la proportion d'électrons rétro-diffusés [68] en dehors du détecteur pourraient grandement améliorer

notre compréhension du fond.

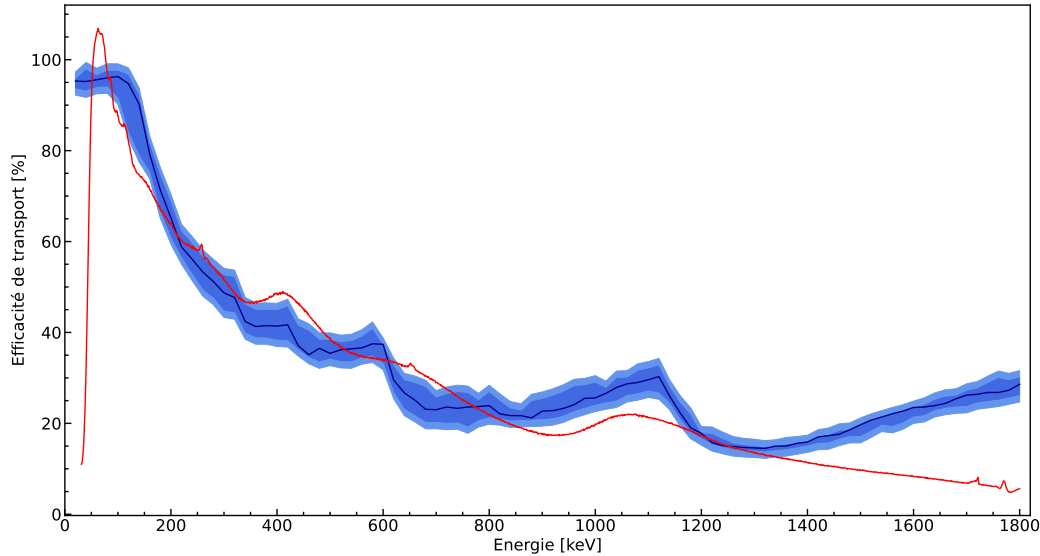


FIGURE 5.14 – Superposition de la courbe d’efficacité du transport des électrons dans COeCO simulée avec COMSOL présentée au Chapitre 3, en bleu, et du spectre d’électrons obtenu avec COeCO par décroissance β d’une source de ^{80}Ga , en rouge.

3.2 Gain en limite de détection et en taux de production minimal détectable

Ces deux grandeurs, déjà explicitées au Chapitre 5, permettent de rapidement vérifier que le détecteur fait correctement son office. Contrairement au cas présenté précédemment, nous attendons ici un gain en limite de détection, synonyme de spectre plus *propre*, et un taux de production minimal détectable plus faible, compte tenu de l’efficacité du détecteur. C’est bien ce que l’on observe, que ce soit pour les gains mesurés avec le détecteur germanium, Figure 5.15, ou le détecteur silicium-lithium, Figure 5.16.

Ces deux figures montrent donc que la condition β imposée aux événements γ ou électrons permet de récupérer des événements qui correspondent bien à la décroissance du noyau que l’on observe. Cela ne permet en revanche pas de dire si l’événement observé dans le scintillateur correspond bien à une décroissance β , mais seulement qu’il appartient bien au schéma de décroissance du noyau. On ne supprime donc ni les γ , ni les électrons de conversion qui déclenchent eux aussi le détecteur. Pour ce qui est du taux de production minimal détectable, le détecteur β n’a pas vocation à l’améliorer. En effet, en imposant une condition aux événements récoltés, on ne fait qu’en supprimer un très grand nombre. Il est donc normal qu’une source plus faible soit plus difficilement détectable.

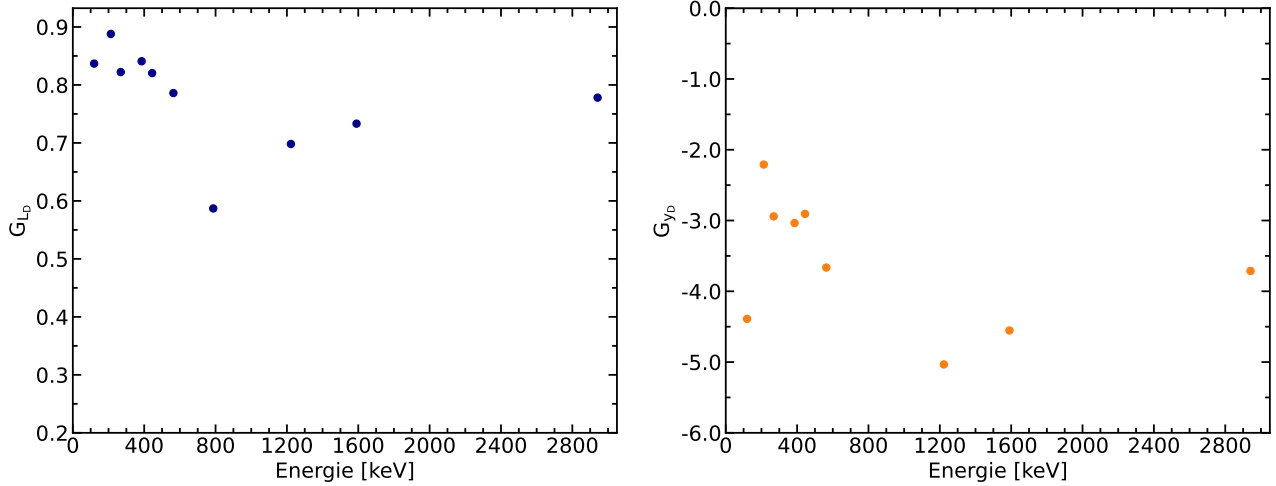


FIGURE 5.15 – Évolutions des gains en limite de détection, en bleu à gauche, et en limite de taux de production minimal détectable, en orange à droite, en conditionnant le spectre γ par la détection d'un événement β dans le scintillateur, en fonction de l'énergie.

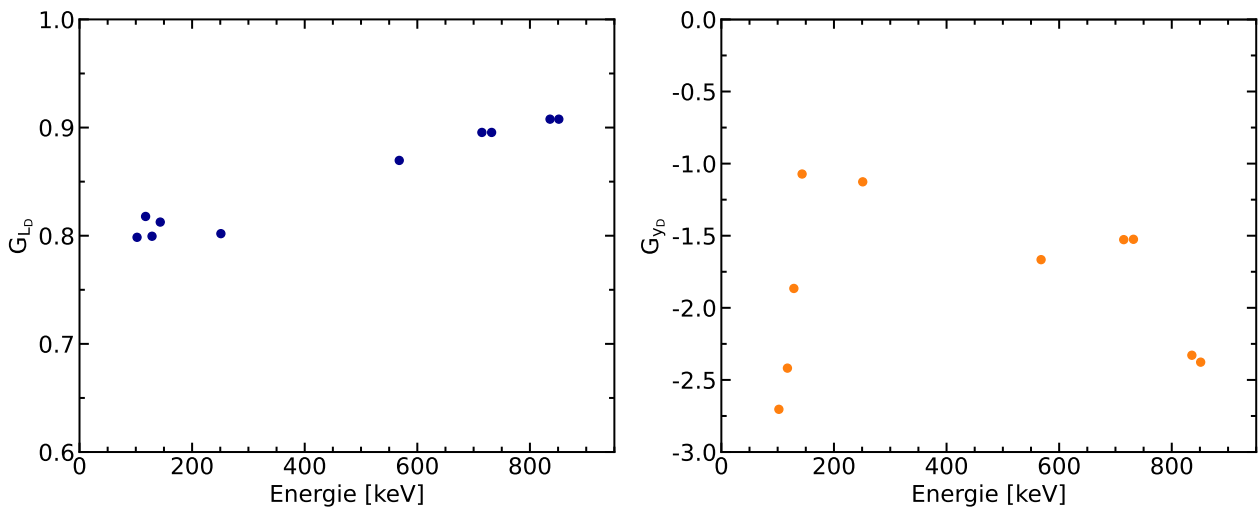


FIGURE 5.16 – Évolutions des gains en limite de détection, en bleu à gauche, et en limite de taux de production minimal détectable, en orange à droite, en conditionnant le spectre d'électrons par la détection d'un événement β dans le scintillateur, en fonction de l'énergie.

6

Analyse et résultats

Sommaire

1	Étude de la décroissance β de ^{96}Rb	79
1.1	Spectres γ et électron	79
1.2	Coïncidences γ - e^-	79
1.3	Mesure de temps de demi-vie	82
2	Étude de la décroissance β de ^{98}Rb	84
2.1	Spectres γ et électron	84
2.2	Coïncidences γ - e^-	87
2.3	Mesure de temps de demi-vie	90
3	Étude de la décroissance β de ^{97}Rb	93
3.1	Spectres γ et électron	93
3.2	Mesure de temps de demi-vie	96

J'expose dans ce chapitre l'analyse que j'ai accomplie sur les données triées comme présenté au chapitre précédent. Le but était de me servir des transitions converties dans le noyau de ^{97}Sr pour mesurer l'efficacité de COeCO, la spectroscopie d'électrons de conversion β -retardée ayant déjà été faite dans ce noyau et les coefficients de conversion mesurés [43]. Les autres masses, de 96 jusqu'à 100 présentent également un intérêt physique développé au Chapitre 2. Hors mention contraire, l'ensemble de ces mesures a été effectué à bande fixe, il n'est donc pas étonnant d'observer des transitions appartenant aux petits-fils, à leurs descendants ou aux descendants de leurs descendants. Par manque de temps, je n'ai pas pu étudier en détail les données obtenues de la décroissance de ^{99}Rb et ^{100}Rb . Les spectres γ et électrons sont tout de même présentés dans l'Annexe C. Les descendants des noyaux produits de $^{96,97,98}\text{Rb}$ et leurs durées de vies sont rappelés Figure 6.1.

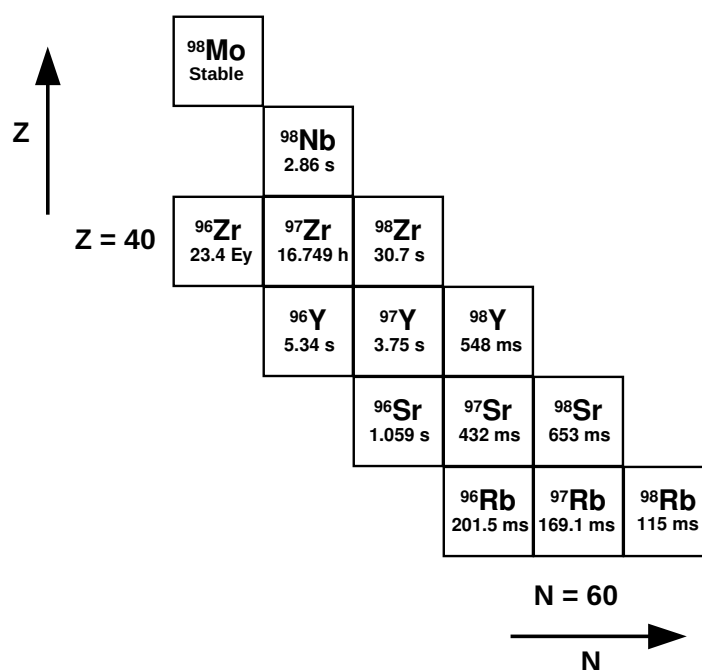


FIGURE 6.1 – Durées de vies des noyaux de $^{96,97,98}\text{Rb}$ et de leurs descendants visibles dans le travail qui va suivre. Données de NuBASE 2020.

1 Étude de la décroissance β de ^{96}Rb

1.1 Spectres γ et électron

Les spectroscopies γ et électrons du noyau de ^{96}Sr obtenu par décroissance β de ^{96}Rb ont fait l'objet d'une thèse [34] mais seules des corrélations angulaires et un spectre γ ont été publiés [69]. La spectroscopie des électrons de conversion a aussi été publiée dans le cadre de l'étude de ^{96}Y [36] dans laquelle on retrouve plusieurs transitions converties appartenant à ^{96}Sr . Pour ce qui est des descendants, de nombreux résultats, dont des valeurs pour les coefficients de conversion des transitions dans ^{96}Y et l'intensité de la transition E0 dans ^{96}Zr [70], sont bien établis.

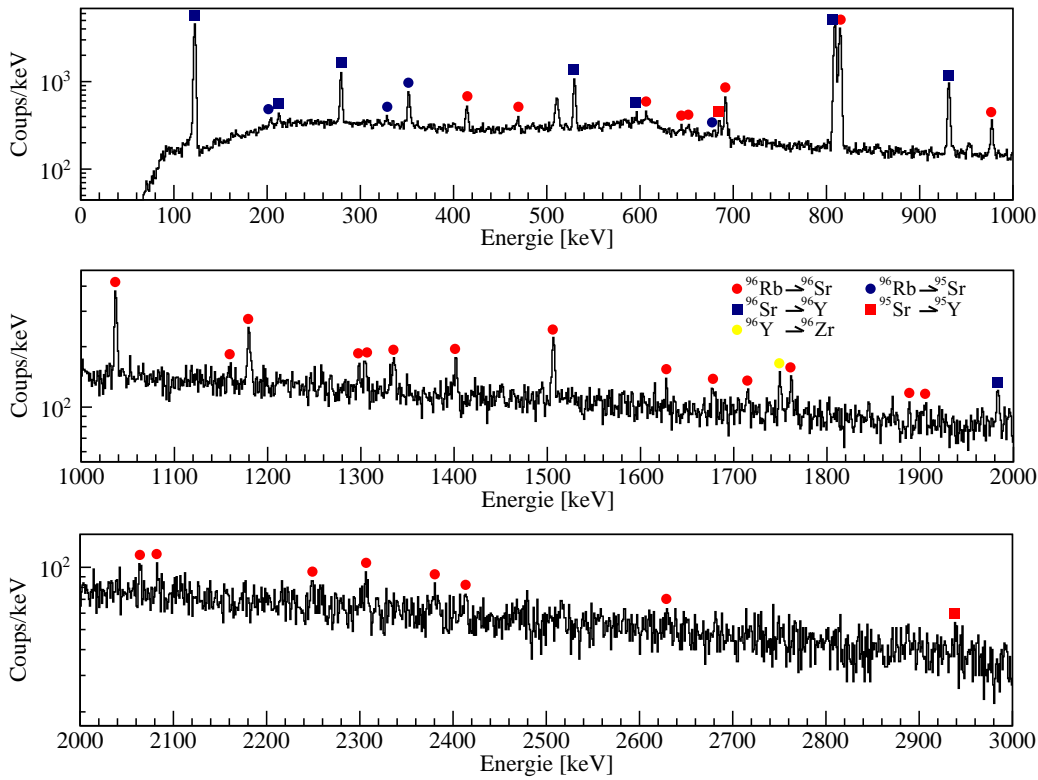


FIGURE 6.2 – Spectre γ conditionné- β issu de la décroissance de ^{96}Rb . Un cycle temporel de 0.2 s de collection du faisceau pour 1.8 s de décroissance a été choisi afin de limiter l'activité des descendants. Malgré tout, les descendants de courtes durées de vie sont visibles, ainsi que les transitions les plus intenses de la voie β^- .

L'ensemble de ces travaux m'a aidé à identifier les différentes transitions visibles dans le spectre γ , Figure 6.2, ainsi que dans le spectre d'électrons de conversion, Figure 6.3.

1.2 Coïncidences γ - e^-

Les études citées précédemment pour la spectroscopie directe présentent également des mesures de coïncidences. La nouveauté vient de l'observation directe de la transition E0 à 235.1 keV dans le ^{96}Sr et de la mesure de plusieurs raies γ en coïncidence. Les schémas de niveaux récapitulatifs des observations de coïncidences sont présentés en fin de section, Figure 6.7.

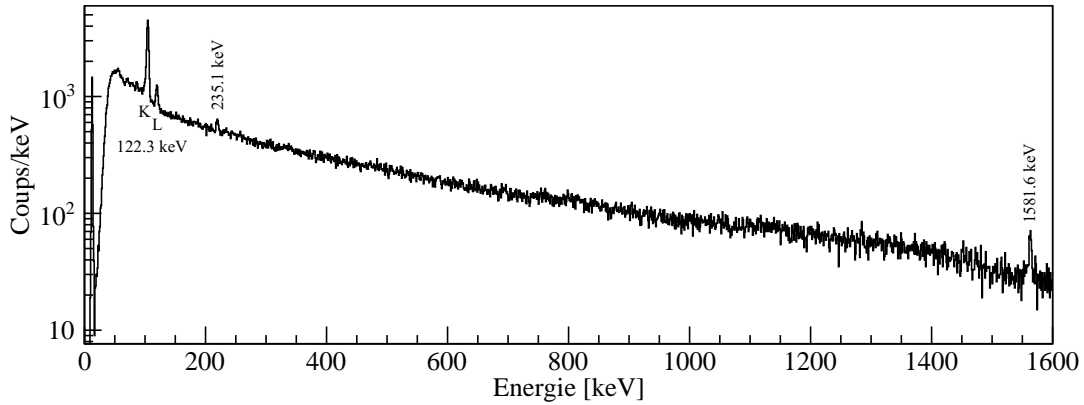


FIGURE 6.3 – Spectre d'électrons de conversion conditionné- β issu de la décroissance de ^{96}Rb . Les énergies reportées sur le spectre sont les énergies des transitions γ converties. La courte durée de vie des descendants et l'intensité de la transition E0 dans ^{96}Zr – $E_{\text{liaison},K} = 18.0$ keV, $E_{\text{liaison},L} = 2.32$ keV – permettent d'observer cette dernière à 1581 keV. Les raies K et L de la transition M1 à 122.3 keV dans le ^{96}Y – $E_{\text{liaison},K} = 17.0$ keV, $E_{\text{liaison},L} = 2.17$ keV – ainsi que la transition E0 à 235.1 keV dans le ^{96}Sr – $E_{\text{liaison},K} = 16.1$ keV, $E_{\text{liaison},L} = 2.03$ keV – sont également bien visibles.

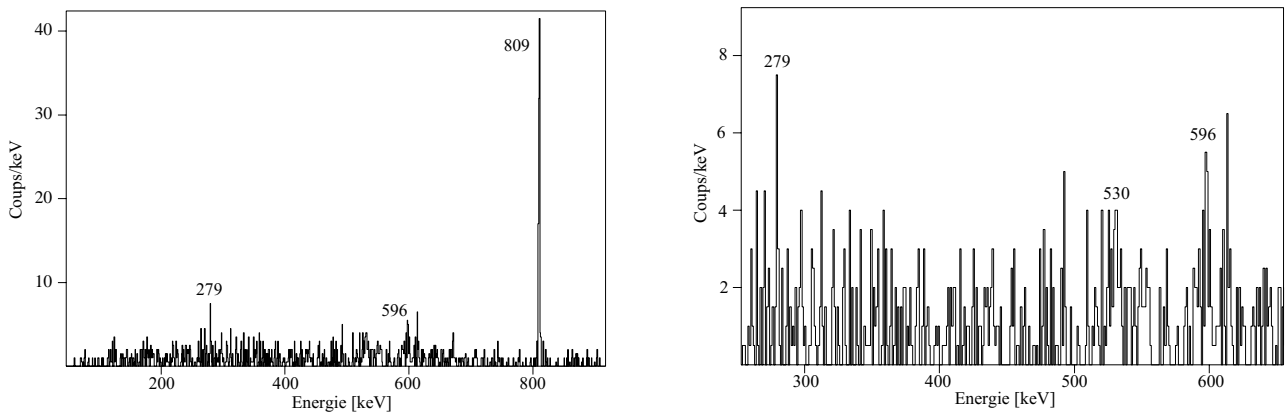


FIGURE 6.4 – Projection sur le spectre γ des événements en coïncidence avec la raie électron à 105.2(2) keV. A droite, agrandissement de la partie à basse énergie.

Coïncidences avec la transition γ à 122.3 keV de ^{96}Y

La projection autour de la raie à $E_{e^-} = 105.2(2)$ keV avec une soustraction du fond en énergie est visible Figure 6.4. Les transitions γ à 530.0(1) keV, 596.3(5) keV et 809.3(1) keV alimentent le premier état excité 1^- qui décroît par une transition à $E_\gamma = 122.3$ keV, dont la conversion génère la raie électron à $E_{e^-} = 105.2(2)$ keV. La transition à 279.4(2) keV forme une cascade avec la transition à 530 keV qui alimente le premier état excité. Ces observations ont déjà été rapportées dans la référence [36] en utilisant des coïncidences γ - γ , mais rassurent quant au bon fonctionnement du dispositif et du traitement des données.

Coïncidences avec la transition γ à 235.1 keV de ^{96}Sr

La projection de la raie à $E_{e^-} = 219.1(3)$ – qui correspond à la transition E0 à 235.1 keV – dans ^{96}Zr dans le spectre γ fait ressortir les transitions à 414.3(1) keV et 814.9(2) keV, en accord avec le placement de cette transition dans la cascade 235-414-815, voir Figure 6.5. La projection inverse

de la transition à 414.3(1) keV prouve bien la coïncidence avec la transition E0. Sur la projection, Figure 6.6, un amas de coups est également visible à 233 keV et pourrait correspondre aux électrons de conversion de la couche L. Cette raie est très peu visible dans le spectre d'électrons de conversion conditionné β d'où l'interrogation quant à sa présence réelle. La faible statistique ne permet cependant pas d'observer la transition à 814.9(2) keV qui conclut la cascade vers l'état fondamental.

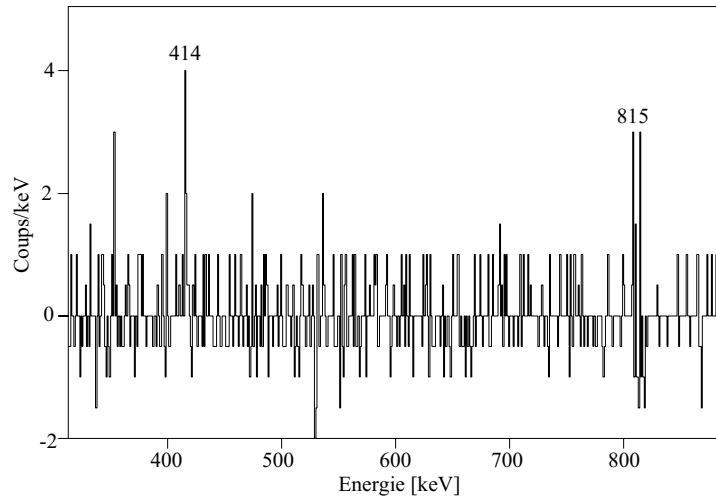


FIGURE 6.5 – Projection sur le spectre γ des événements en coïncidence avec la transition à 235.1 keV.

Coïncidences avec la transition γ à 1581.6 keV de ^{96}Zr

Aucune coïncidence claire n'est visible dans la projection du spectre γ sur la raie à 1563.2(3) keV correspondant à la transition E0 à 1581.6 keV dans ^{96}Zr . La faible statistique est due non seulement à l'efficacité du détecteur à haute énergie mais aussi au faible temps de collection – ^{96}Zr est le petit-fils de ^{96}Sr . La transition la plus intense qui devrait être observée en coïncidence, à 644 keV, n'est pas visible dans le spectre γ conditionné- β .

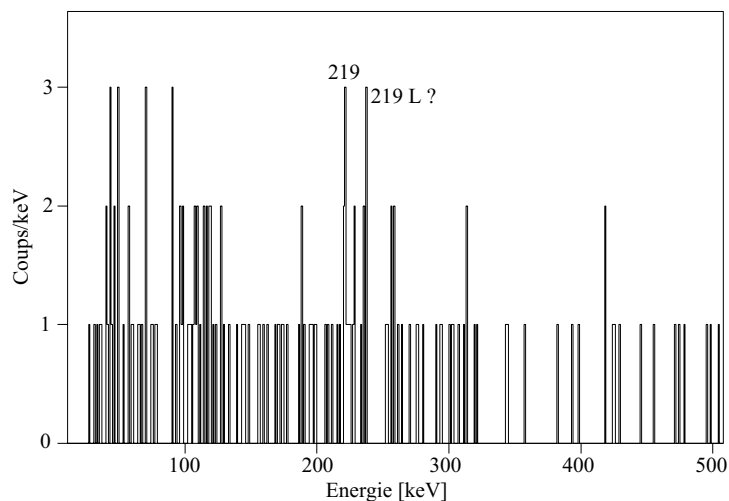


FIGURE 6.6 – Projection sur le spectre d'électrons de conversion des événements en coïncidence avec la transition à 414.3(1) keV.

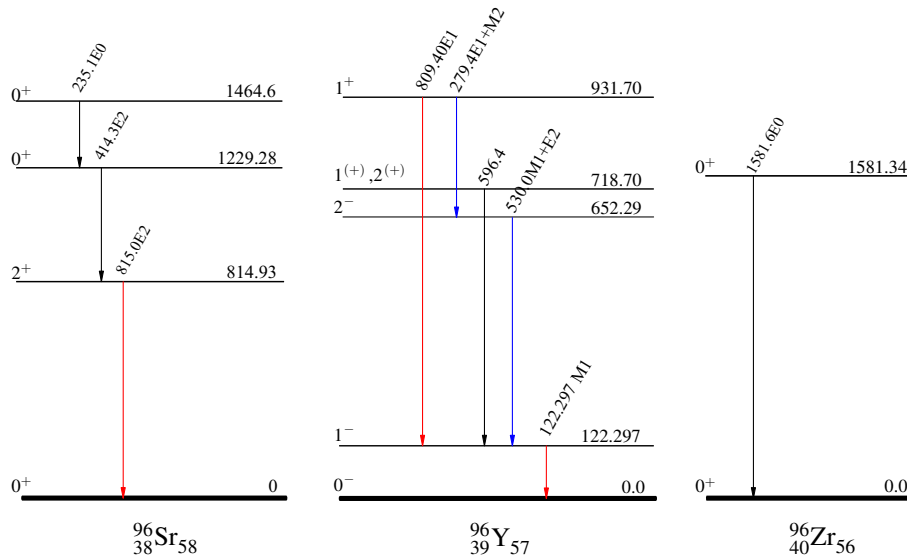


FIGURE 6.7 – Schémas de niveaux partiels construits avec les observations des coïncidences $\gamma - e^-$. Les transitions en rouge ont une intensité relative supérieure à 10 %, celles en bleu entre 2 % et 10 % et celles en noir inférieure à 2 %, d’après NNDC.

1.3 Mesure de temps de demi-vie

Comme vu au chapitre précédent, Figure 5.7, des transitions de plus longue durée de vie que la résolution temporelle du détecteur ne sont pas totalement contenues dans le pic de coïncidence. Cela permet d’étudier leur comportement temporel après la décroissance β . Je procède pour cela comme suit :

- Je repère les transitions de longue durée de vie dans la matrice de l’énergie des électrons en fonction de la différence en temps $\beta - e^-$
- Je projette ensuite les événements qui composent la raie observée sur l’axe du temps, au-delà du pic de coïncidences
- Je fixe la taille des canaux à la résolution temporelle de mon détecteur, autour de 15 ns
- Je peux enfin ajuster une fonction exponentielle décroissante aux points obtenus, ce qui me donne une valeur de λ et de son incertitude statistique, et extraire le temps de demi-vie apparent de l’état, $T_{1/2} = \ln(2)/\lambda$

$T_{1/2}$ mesuré de cette façon est une durée de vie apparente, qui prend en compte les durées de vies des transitions qui alimentent l’état. Si des transitions provenant d’états eux aussi de longue durée de vie alimentent l’état dont part la transition d’intérêt, la durée de vie réelle de l’état en question est plus courte que la durée de vie mesurée de cette façon. Je me suis assuré que les états dont je mesure les durées de vie ne sont pas alimentés par des transitions depuis des états de longues durées de vie qui influenceraient le résultat de $T_{1/2}$ obtenu. Il faut aussi noter qu’à cause de l’effet de walk dans la prise de temps de la jonction Si(Li), les états de basse énergie – ≥ 150 keV – ne sont pas accessibles par cette méthode. Ce phénomène se voit clairement à basse énergie sur la Figure 5.7.

Pour la masse 96, seule la transition E0 à 1581.6 keV dans ^{96}Zr semble avoir une durée de vie apparente plus importante que la résolution temporelle du détecteur. Aucune transition provenant

d'un état de longue durée de vie n'alimente l'état à 1581.6 keV dont elle provient. Ceci est à nuancer puisqu'aucune durée de vie de ces états n'a été mesurée. La projection sur la différence en temps est visible Figure 6.8 et me permet de proposer une valeur pour la durée de vie de l'état 0_2^+ dans ^{96}Zr :

$$T_{1/2} = 42 \pm 6 \text{ ns} \quad (6.1)$$

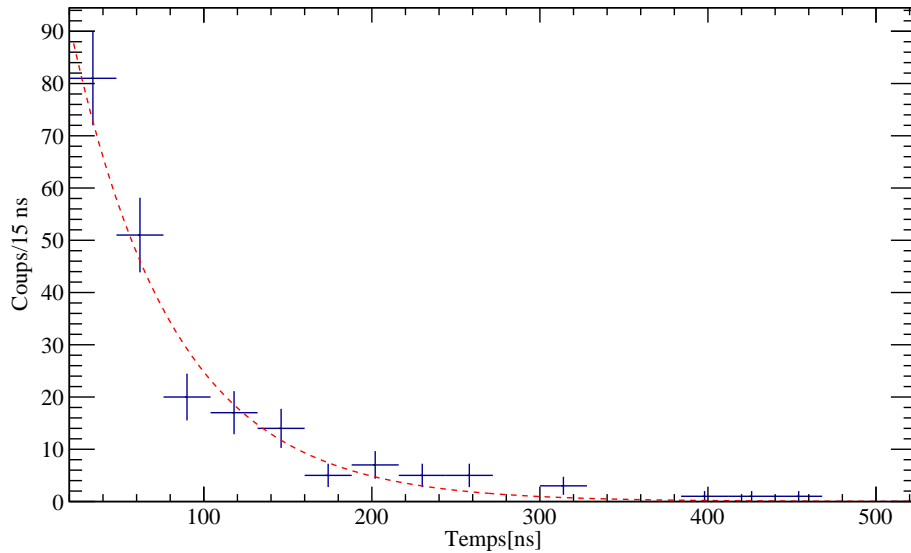


FIGURE 6.8 – Projection sur $\Delta T_{\beta-e^-}$ de la raie à 1563.2 keV dans le spectre d'électrons de conversion de la décroissance de ^{96}Rb

2 Étude de la décroissance β de ^{98}Rb

2.1 Spectres γ et électron

De nombreuses études sont disponibles à la masse 98, notamment pour les électrons de conversion dans ^{98}Sr [37], [42] et ^{98}Zr [38], [71] ou encore leurs descendants [72] pour n'en citer que quelques-unes. Le spectre γ est plus fourni que pour la masse 96 à cause d'un mal-fonctionnement du dérouleur de bande, obligeant une mesure à bande fixe qui induit une plus forte activité des descendants, très visible sur les Figures 6.9 et 6.10. Cela a néanmoins permis d'observer plusieurs transitions E0, dans ^{98}Zr et ^{98}Mo , Figure 6.11.

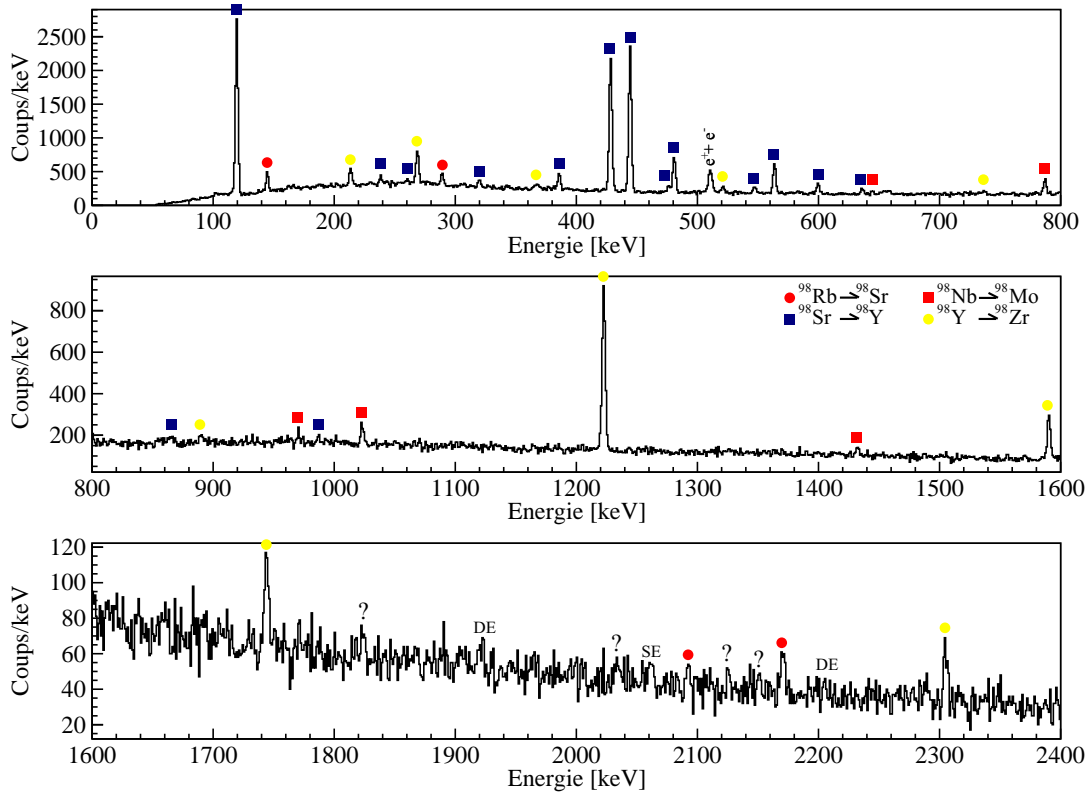


FIGURE 6.9 – Partie à basse énergie du spectre γ conditionné- β issu de la décroissance de ^{98}Rb . Les transitions marquées d'un "?" ne sont pas reportées dans la littérature et mon travail n'a pas permis de les identifier, elles sont indiquées dans le Tableau 6.1. Les pic de simple-échappement et de double-échappement sont marqués *SE* et *DE*.

Les intensités des deux transitions E0 dans ^{98}Mo et ^{98}Zr étant connues, j'ai pu mesurer l'efficacité de COeCO à ces énergies. L'efficacité peut s'écrire, si l'on considère le spectre conditionné β , comme :

$$\epsilon = \frac{N_{e^-}(E)}{AtI(E)\epsilon_\beta} \quad (6.2)$$

où N_{e^-} est le nombre d'électrons détectés, A l'activité sur la bande en becquerels, t le temps de la mesure en secondes, I l'intensité absolue de la raie K ou L et ϵ_β l'efficacité du détecteur β . Il est évidemment possible de calculer cette même efficacité avec un spectre direct et donc de s'affranchir de l'efficacité du détecteur β . L'activité sur la bande se mesure en utilisant des transitions intenses et

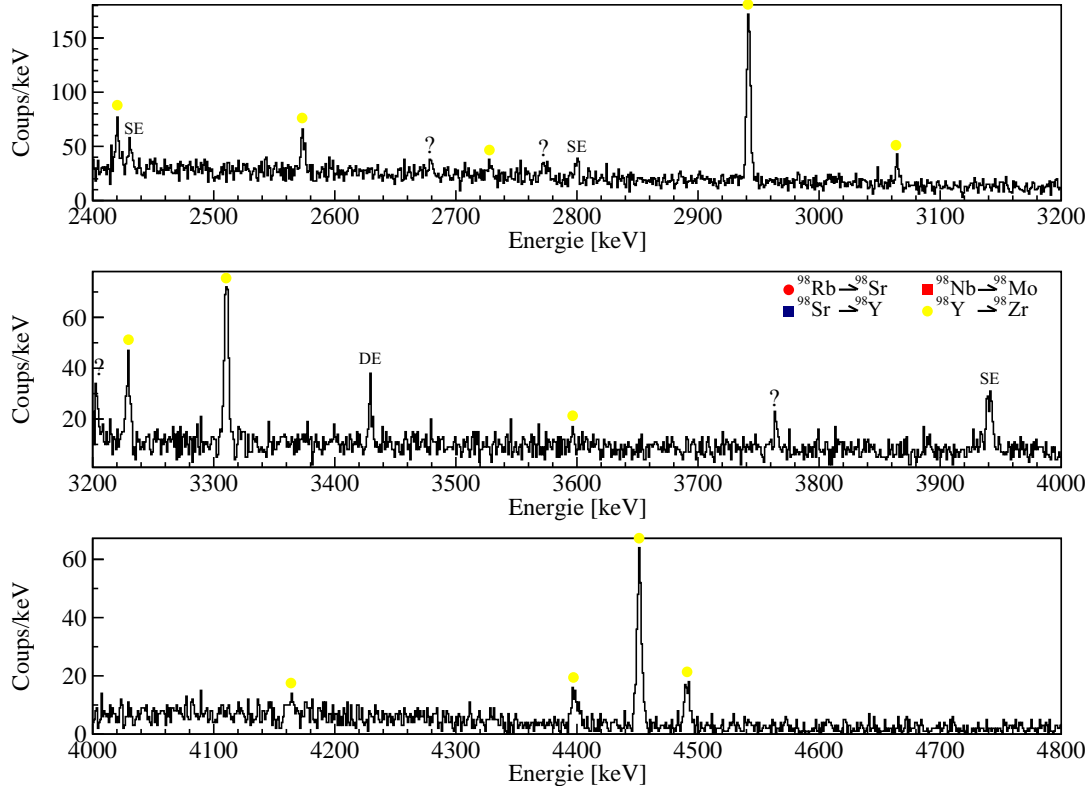


FIGURE 6.10 – Partie à haute énergie du spectre γ conditionné- β issu de la décroissance de ^{98}Rb . Les transitions marquées d'un "?" ne sont pas reportées dans la littérature et mon travail n'a pas permis de les identifier, elles sont indiquées dans le Tableau 6.1. Les pic de simple-échappement et de double-échappement sont marqués *SE* et *DE*.

TABLEAU 6.1 – Liste des pics observés dans le spectre γ de la décroissance de ^{98}Rb et ne correspondant pas à des transitions connues dans la chaîne de décroissance de ce dernier.

Énergie de la transition γ [keV]
1823
2033
2125
2150
2678
2772
3202
3763

non polluées par d'autres transitions dans le spectre γ . Puisque la mesure est faite à bande fixe et que le faisceau est collecté pendant un temps bien plus grand que la période de décroissance des noyaux mis en jeu ici, la source arrive à saturation et l'activité d'une ligne γ à une énergie E sur la bande est donnée par :

$$A(E) = \frac{N_\gamma(E)}{tI(E)\epsilon_\gamma(E)} \quad (6.3)$$

où N_γ est le nombre de γ détectés, t le temps de la mesure, I l'intensité absolue de la transition d'intérêt et ϵ_γ l'efficacité du détecteur germanium, le tout si l'on considère le spectre non conditionné

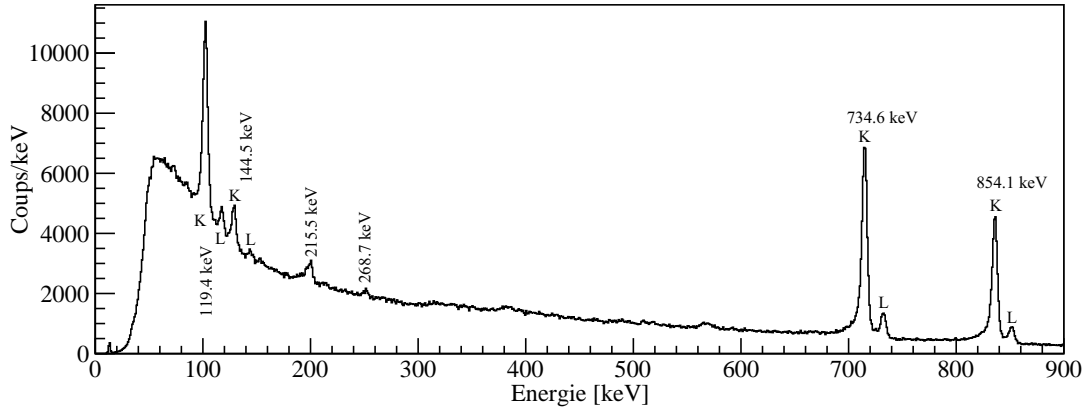


FIGURE 6.11 – Spectre d’électrons de conversion conditionné- β issu de la décroissance de ^{98}Rb . Les énergies reportées sur le spectre sont les énergies des transitions et pas des raies observées. Le spectre permet d’observer les transitions E2 à 144.5 keV et E0 à 215.5 keV dans ^{98}Sr – $E_{\text{liaison},K} = 16.1$ keV, $E_{\text{liaison},L} = 2.03$ keV –, la transition M1 à 119.4 keV dans ^{98}Y – $E_{\text{liaison},K} = 17.0$ keV, $E_{\text{liaison},L} = 2.17$ keV –, la transition E2 à 268.7 keV dans ^{98}Zr – $E_{\text{liaison},K} = 18.0$ keV, $E_{\text{liaison},L} = 2.32$ keV – et les deux transitions E0 à 734.6 keV et 854.1 keV dans ^{98}Mo – $E_{\text{liaison},K} = 20.0$ keV, $E_{\text{liaison},L} = 2.63$ keV – et ^{98}Zr , respectivement.

β . Les résultats pour les deux transitions E0 sont disponibles dans le Tableau 6.2.

TABLEAU 6.2 – Efficacité de COeCO mesurée comme expliqué Section 2.1.

Raie [keV]	Noyau	Activité sur la bande [Bq]	Efficacité [%]
715	^{98}Mo	835 ± 150	4.1 ± 0.8
732	^{98}Mo	835 ± 150	2.9 ± 0.9
836	^{98}Zr	1160 ± 80	3.2 ± 0.3
852	^{98}Zr	1160 ± 80	4.1 ± 0.9

Bien qu’aucun coefficient de conversion n’ait été mesuré dans les noyaux issus de la décroissance de ^{98}Rb ou de ses descendants, les rapports K/L sont connus dans certains cas et peuvent être comparés aux valeurs attendues pour une nature et une multipolarité de transition donnée. Le Tableau 6.3 récapitule les valeurs attendues et les valeurs mesurées pour les transitions visibles dans le spectre d’électrons de conversion. Toutes les valeurs mesurées ici sont en accord avec les valeurs déjà mesurées par d’autres et, de fait, avec les valeurs théoriques attendues pour la multipolarité de la transition.

TABLEAU 6.3 – Rapport des coefficients K/L mesurés et comparaison avec les valeurs trouvables dans la littérature. Les valeurs sans incertitudes sont des valeurs théoriques. Afin de calculer les rapports, j’ai corrigé par l’efficacité de COeCO, en utilisant la courbe de transport simulée et en supposant que l’efficacité de la jonction ne varie pas entre l’énergie de la raie K et celle de la raie L.

Transition [keV]	Multipolarité	Noyau	K/L mesuré	K/L littérature
119.4	M1	^{98}Y	8.2 ± 0.9	8.7
144.5	E2	^{98}Sr	5.8 ± 1.1	6.0 ± 0.4 [37]
734.6	E0	^{98}Mo	8.7 ± 0.2	9.4 ± 1.3 [35]
854.1	E0	^{98}Zr	9.1 ± 0.4	9.7 ± 1.9 [35]

Une autre grandeur souvent regardée lorsque les transitions dans ^{98}Zr et ^{98}Mo sont visibles, est le rapport entre l’intensité de la raie à 836 keV et de celle à 715 keV. Ce rapport peut notamment permettre de calculer l’intensité absolue de la transition E0 à 735 keV en connaissant les intensités

absolues de raies γ dans le noyau de ^{98}Zr , et l'intensité absolue de la transition E0 dans ce noyau, voir [73]. En corrigeant de l'efficacité de COeCO, mesurée et indiquée dans le Tableau 6.2, j'obtiens la valeur rapportée dans le Tableau 6.4, en accord avec les différentes valeurs obtenues dans des expériences précédentes, rappelées elles aussi dans ce même tableau.

TABLEAU 6.4 – Rapport d'intensités entre la transition à 836 keV dans ^{98}Zr et la transition à 715 keV dans ^{98}Mo .

	Ce travail	1983VaZJ [73]	1971Fo21 [71]	1983VaZQ [72]
Rapport				
CE(854)/CE(735)	0.5 ± 0.1	0.56 ± 0.06	0.40	0.36 ± 0.06 0.47 ± 0.05

2.2 Coïncidences γ - e^-

De la même façon que pour la masse 96, j'ai effectué des tranches dans la matrice γ - e^- , pour chaque raie visible dans le spectre d'électrons de conversion. Avec les informations disponibles dans le spectre γ et la matrice γ - e^- , je propose un nouvel état dans ^{98}Zr et trois nouvelles transitions provenant de cet état.

Coïncidences avec la transition γ à 119.4 keV de ^{98}Y

C'est la transition avec le plus grand nombre de coïncidences. La projection sur celle-ci fait ressortir les transitions dans le spectre γ à 165.1(2), 238.7(2), 428.5(1), 446.6(1), 481.0(2), 990(1) et 1080.8(4) keV, voir 6.12. Toutes ces transitions sont déjà placées sur le schéma de niveaux de ^{98}Y dont j'ai reconstruit la partie observée dans ce travail, Figure 6.17.

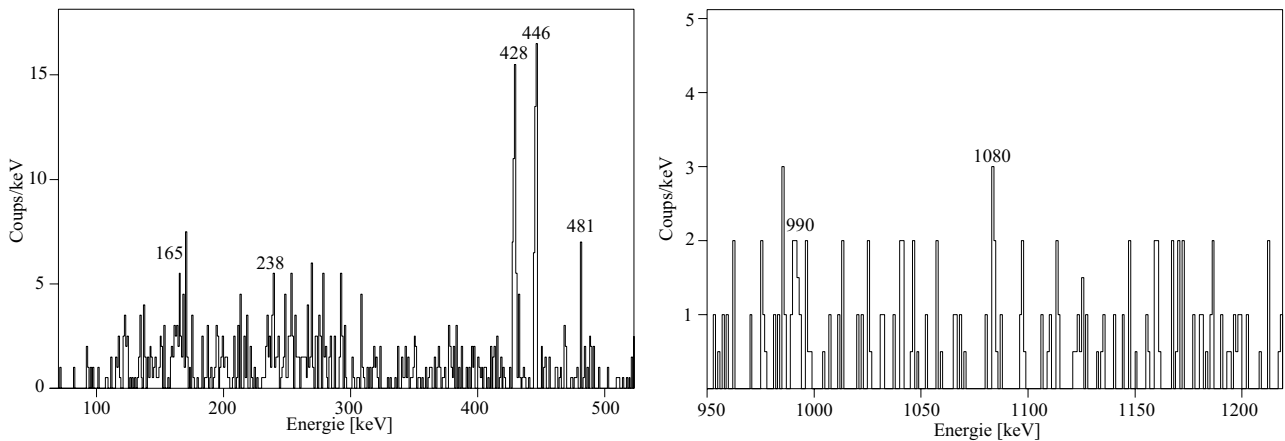


FIGURE 6.12 – Projection sur le spectre γ des événements en coïncidence avec la raie électron à 103.3(2) keV. A droite, partie à plus haute énergie. Seuls les pics qui présentent une structure et visibles dans le spectre γ conditionné β sont reportés.

Coïncidences avec la transition γ à 144.5 keV de ^{98}Sr

Les transitions à 289.1(4) keV et 433(1) keV sont visibles en coïncidence. Ces deux transitions proviennent de la décroissance de l'isomère de *haut spin* – un spin de 3^+ est proposé dans la littérature –

de ^{98}Rb . Aucune des transitions provenant de l'isomère de spin 0 n'est observée en coïncidence, alors que plusieurs de forte intensité devraient être visibles. Il est donc très probable que l'isomère de bas spin ne soit que très peu produit, voire pas du tout, dans le mécanisme de fission utilisé ici pour la production du faisceau radioactif.

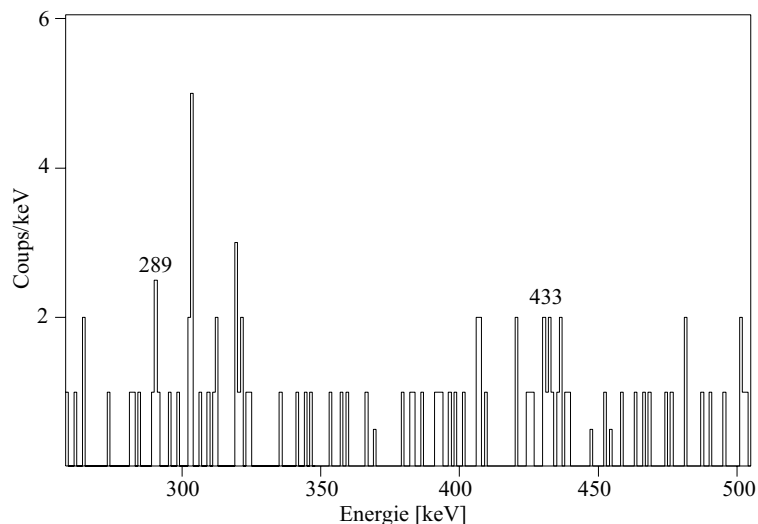


FIGURE 6.13 – Projection sur le spectre γ des événements en coïncidence avec la raie électron à 128.8(5) keV.

Coïncidences avec la transition γ à 215.5 keV de ^{98}Sr

Seules deux transitions alimentent le niveau à 215.5 keV, une à 655.6(2) keV, observée en coïncidence, et une à 1323(2) keV, à peine visible dans le spectre γ , que l'on ne retrouve pas en coïncidence Figure 6.14.

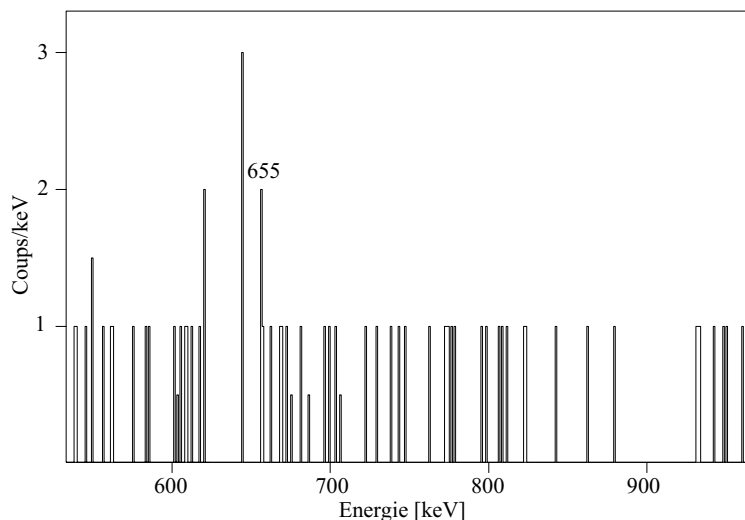


FIGURE 6.14 – Projection sur le spectre γ des événements en coïncidence avec la raie électron à 199(1) keV.

Coïncidences avec la transition γ à 268.7 keV de ^{98}Zr

Bien que visible dans le spectre d'électrons, Figure 6.11, cette transition n'est pas visible dans la projection totale de la matrice $\gamma - e^-$. J'ai tout de même essayé de faire une coupe dans la région, mais aucune transition claire n'apparaît en coïncidence.

Coïncidences avec la transition γ à 734.6 keV de ^{98}Mo

Seule la transition qui alimente directement le niveau est visible en coïncidence, à 1023.9(5) keV, voir Figure 6.15.

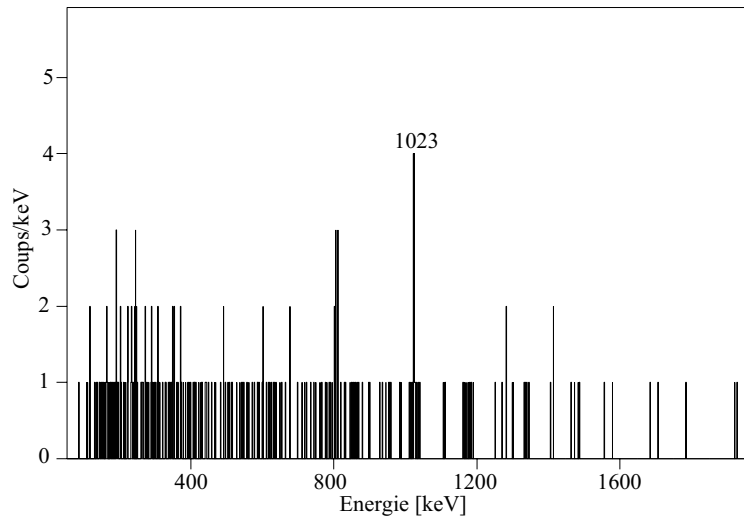


FIGURE 6.15 – Projection sur le spectre γ des événements en coïncidence avec la raie électron à 714.5(2) keV.

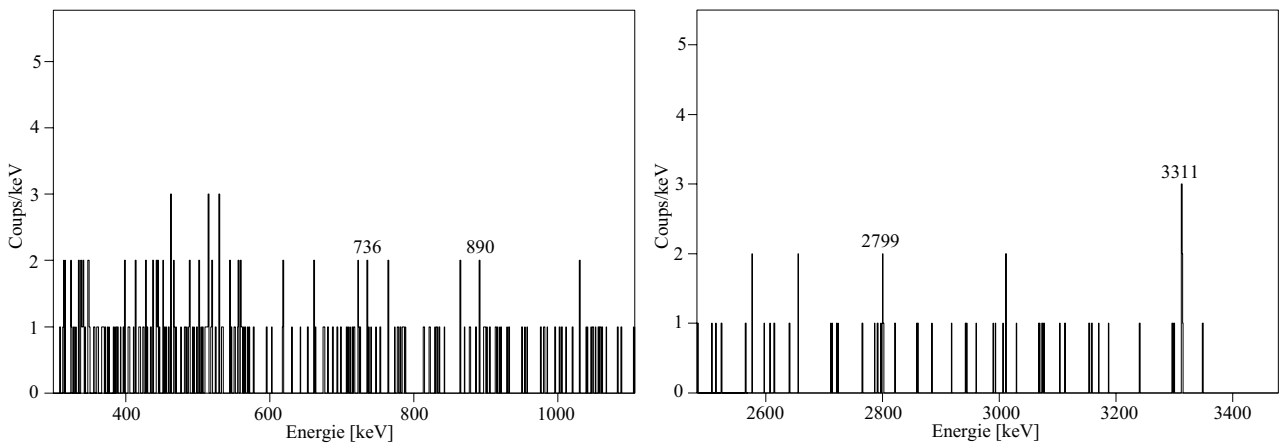
Coïncidences avec la transition γ à 854.1 keV de ^{98}Zr 

FIGURE 6.16 – Projection sur le spectre γ des événements en coïncidence avec la raie électron à 835.7(4) keV. A droite, partie à plus haute énergie. Le pic de simple-échappement à 2799 keV est bien visible et présent dans le spectre γ également.

Les transitions les plus intenses qui alimentent le niveau à 854.1 keV de ^{98}Zr sont toutes visibles,

notamment la transition à haute énergie de 3311(1) keV, voir Figure 6.16. Une autre transition à haute énergie apparaît également à 2799(1) keV. Ce pic est très clairement visible dans le spectre γ de la masse 98, Figure 6.10, et correspond au pic de simple-échappement de la transition, qui se trouve à $E = E_\gamma - 511$ keV.

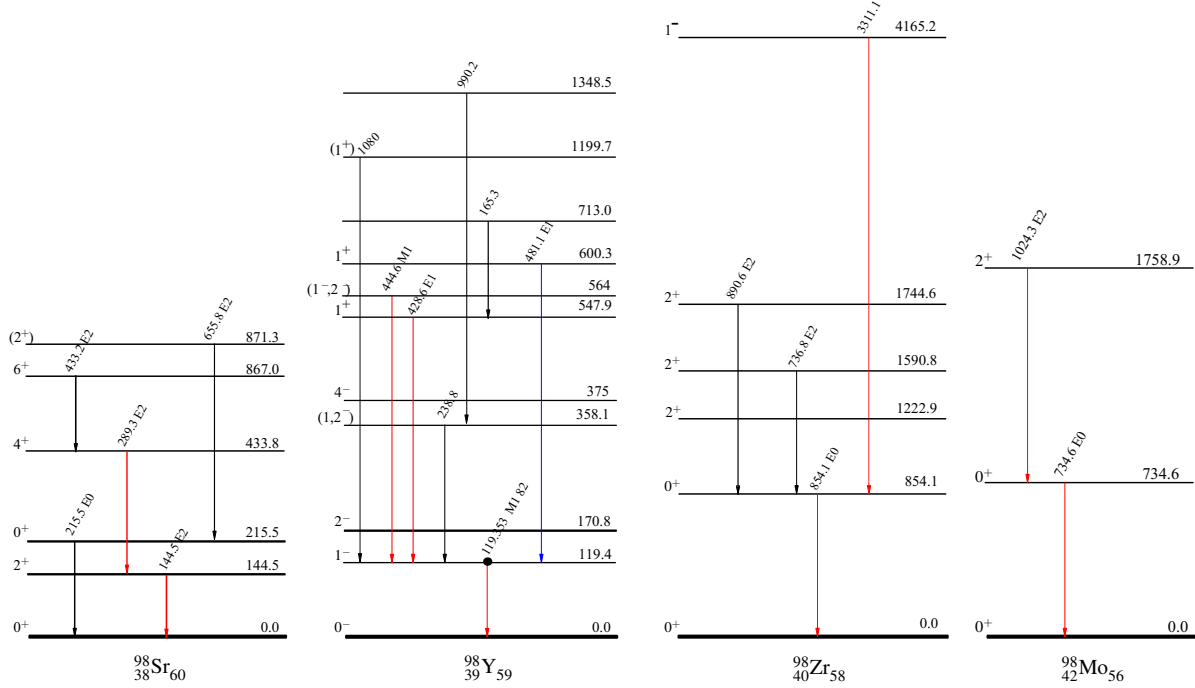


FIGURE 6.17 – Schémas de niveaux partiels construits avec les observations des coïncidences $\gamma - e^-$. Les transitions en rouge ont une intensité relative supérieure à 10 %, celles en bleu entre 2 % et 10 % et celles en noir inférieure à 2 %, d'après NNDC.

2.3 Mesure de temps de demi-vie

De la même manière que pour la masse 96, deux transitions sont visibles en dehors du pic de coïncidences, voir Figure 5.7. Il s'agit des transitions E0 dans ^{98}Zr et ^{98}Mo , dont les durées de vies reportées dans la littérature sont $T_{1/2} = 63 \pm 7$ ns [38] et $T_{1/2} = 22 \pm 1$ ns [74], respectivement. J'ai effectué les mêmes projections dans la matrice énergie-temps afin de mesurer ces deux durées de vies, les projections sur $\Delta T_{\beta-e^-}$ sont sur les Figures 6.18 et 6.19.

Dans le cas de la transition E0 dans le ^{98}Mo , aucune autre durée de vie d'état n'a été mesurée et je suppose donc que tous les états ont une durée de vie inférieure à la nanoseconde. La mesure de la durée de vie donne :

$$T_{1/2} = 25 \pm 1 \text{ ns} \quad (6.4)$$

en accord avec la valeur présente dans la littérature, $T_{1/2} = 22 \pm 1$ ns [74].

Pour la transition E0 dans le ^{98}Zr , les seules durées de vies connues sont toutes inférieures à la nanoseconde et n'influencent donc que très peu la mesure comme décrite plus tôt en Section 1. La

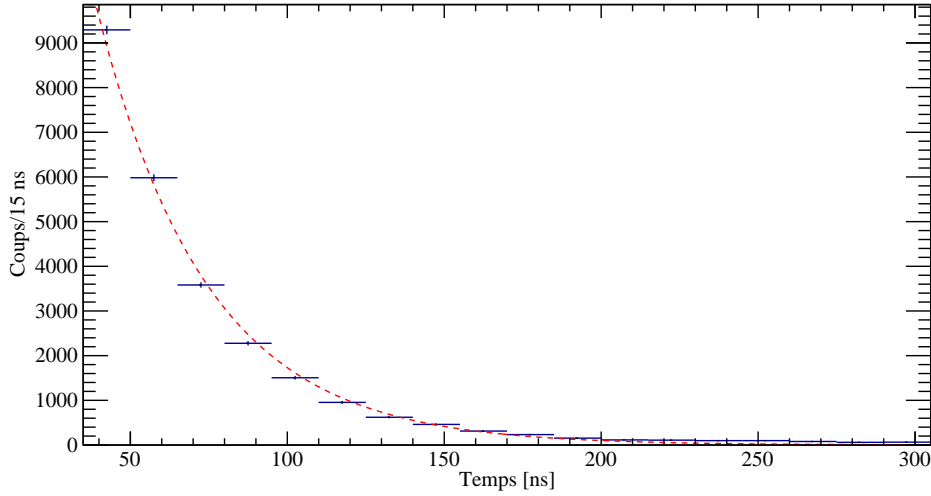


FIGURE 6.18 – Projection sur $\Delta T_{\beta-e^-}$ de la raie à 714.5(4) keV dans le spectre d'électrons de conversion de la décroissance de ^{98}Mo

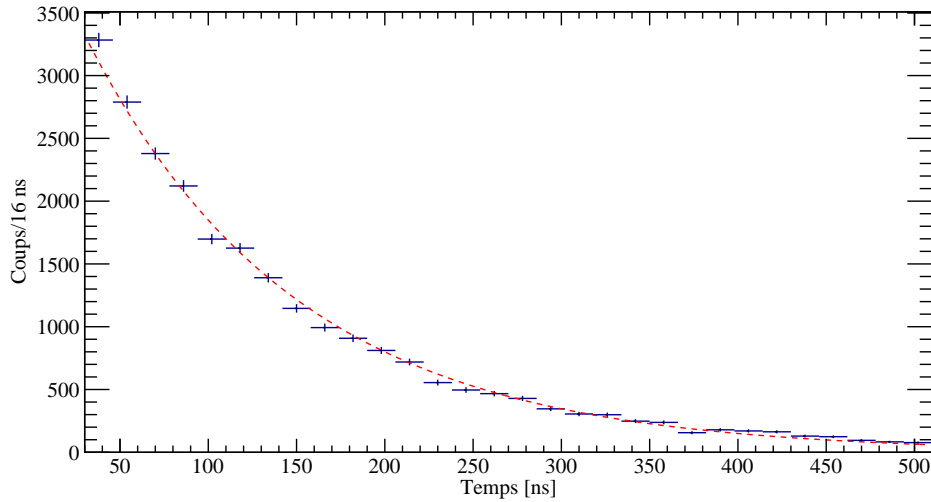


FIGURE 6.19 – Projection sur $\Delta T_{\beta-e^-}$ de la raie à 835.7(4) keV dans le spectre d'électrons de conversion de la décroissance de ^{98}Zr

mesure de la durée de vie donne cette fois :

$$T_{1/2} = 82 \pm 2 \text{ ns} \quad (6.5)$$

soit une durée de vie plus longue d'environ 30 % par rapport à la valeur de $T_{1/2} = 63 \pm 7$ ns reportée par K. Sistemich et ses collaborateurs dans [38]. Les différentes mesures de durées de vies des états à la masse 96, 97 et 98 toutes en accord avec les valeurs présentes dans la littérature valident la méthode de mesure que j'ai utilisée. Si l'on revient à la définition de ρ^2 de l'équation 2.25, en utilisant la valeur théorique pour Ω_K évaluée à l'aide du programme BrIcc [75], on obtient :

$$\rho^2 = (9.5 \pm 0.2) \times 10^{-3} \quad (6.6)$$

La valeur de Ω_K utilisée par K. Sistemich et ses collaborateurs pour calculer ρ^2 est une valeur provenant

de bases de données plus anciennes que celles que j'ai utilisées. Afin de comparer leur résultat au mien, j'ai déterminé la valeur de Ω_K utilisée avec les valeurs de durée de vie et de ρ^2 indiquées dans l'article. De cette façon, j'obtiens une valeur un peu plus faible pour la force de la transition :

$$\rho^2 = (7.7 \pm 0.2) \times 10^{-3} \quad (6.7)$$

Il est alors possible de remonter, en utilisant l'équation 2.24, au changement de rayon carré moyen de charge entre l'état fondamental et le premier état 0^+ excité dans ^{98}Zr . Pour se faire, on peut utiliser la valeur de l'angle de mélange donnée dans [76], et calculée à partir des probabilités réduites de transitions B(E2) dans le noyau de ^{98}Zr , $\cos^2\theta = 0.90 \pm 0.05$. On trouve ainsi :

$$\Delta\langle r^2 \rangle = 0.29 \pm 0.02 \text{ fm}^2 \quad (6.8)$$

On peut enfin placer ce point sur la Figure 2.11 présentée au Chapitre 2, ce qui donne la Figure 6.20. On voit sur cette figure que le rayon carré moyen de charge du premier état excité dans ^{98}Zr complète la tendance globale observée dans les états fondamentaux dans les noyaux de zirconium à $N = 60$ et au-delà. L'état fondamental de ^{100}Zr provient de la même configuration que le premier état excité dans ^{98}Zr , comme discuté par Federman et Pittel dans [31] et dans le Chapitre 2. Cette nouvelle information vient compléter notre connaissance du phénomène de transition de forme qui a lieu dans la région.

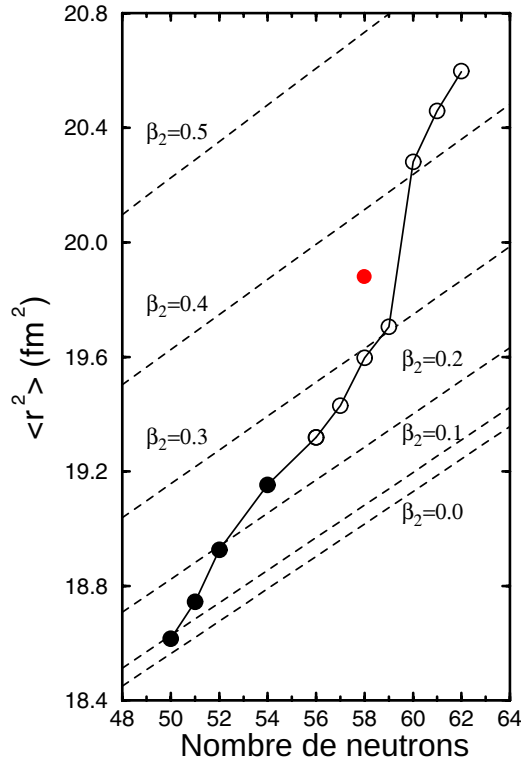


FIGURE 6.20 – Rayon carré moyen de charge des noyaux de zirconium en fonction du nombre de neutrons. En rouge le rayon carré moyen de charge du premier état excité 0^+ dans ^{98}Zr , déduit de la valeur de ρ^2 calculée dans ce travail. Figure d'après [33].

3 Étude de la décroissance β de ^{97}Rb

3.1 Spectres γ et électron

Comme indiqué dans l'introduction de ce chapitre, le travail le plus important pour la conversion électronique dans la décroissance de ^{97}Rb a été réalisé par K.L. Kratz et ses collaborateurs [43]. Bien que le dérouleur de bande ait été réparé au moment de la mesure, les très courtes durées de vies des descendants expliquent leur présence importante dans le spectre γ . De plus, la voie de décroissance $\beta-n$ est également visible, tout comme ses descendants à la masse 96. Toutes les transitions observées sur la Figure 6.21 ont déjà été reportées dans la littérature et aucune nouvelle transition n'est visible. Pour le spectre d'électrons, la présence d'un double pic inconnu à basse énergie – voir Figure 6.22 – et la faible statistique m'ont fait privilégier l'utilisation du spectre non conditionné β pour les calculs d'efficacité. Dans ce spectre, au moins trois pics sont bien visibles mais ne correspondent à aucune transition connue dans le spectre γ , voir Figure 6.23.

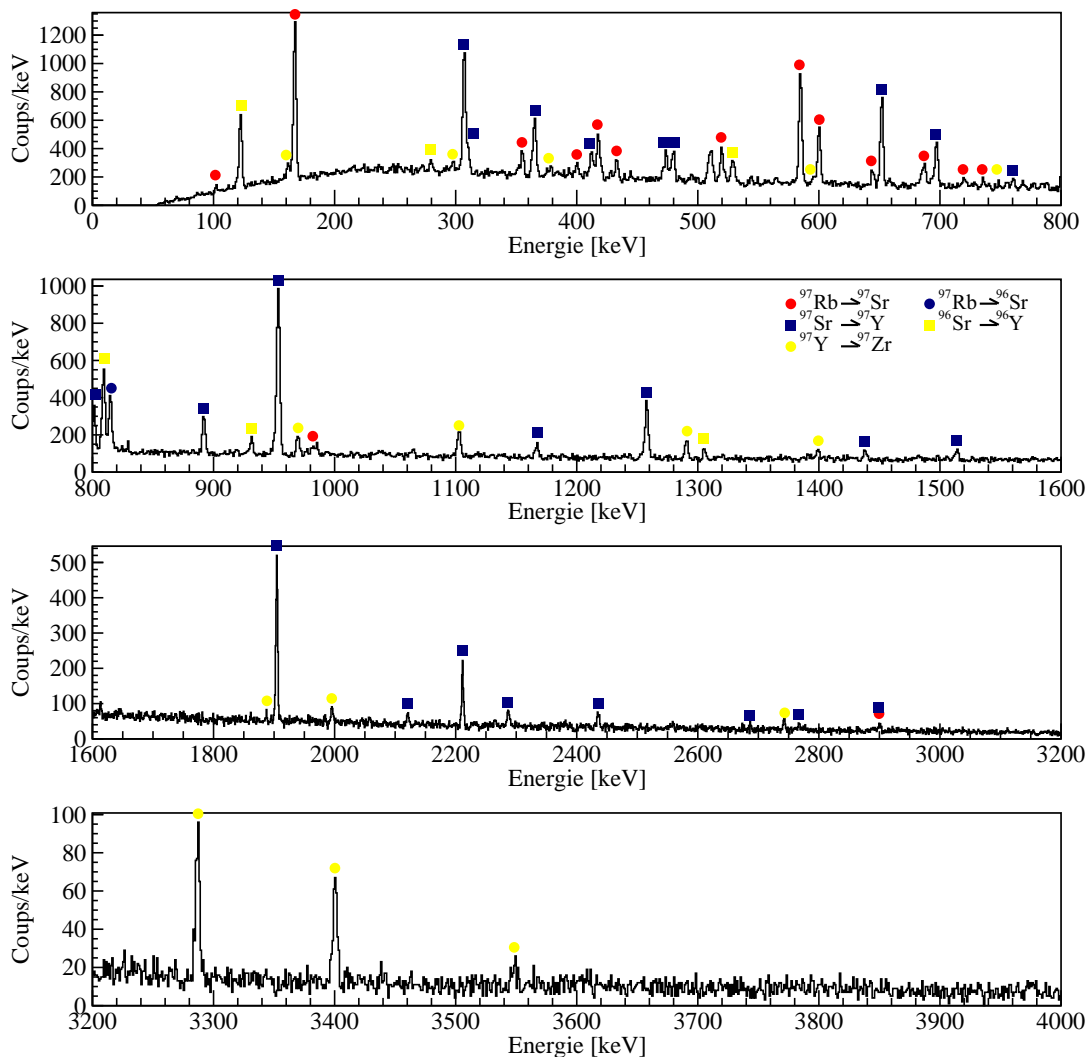


FIGURE 6.21 – Spectre γ conditionné- β issu de la décroissance de ^{97}Rb .

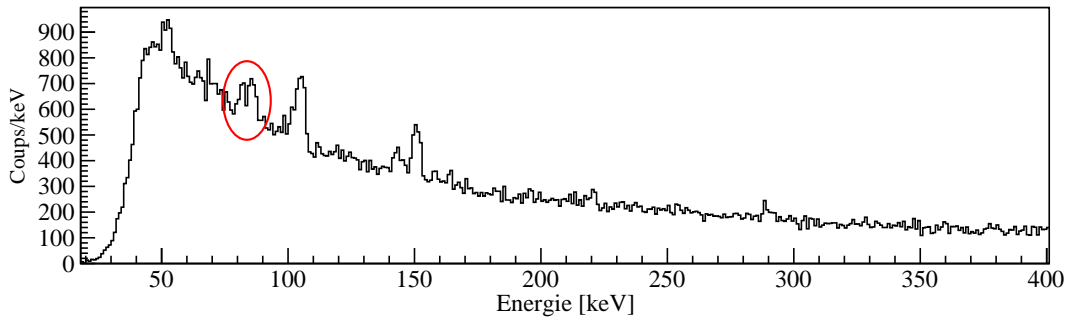


FIGURE 6.22 – Spectre d’électrons de conversion conditionné- β issu de la décroissance de ^{97}Rb . Le doublet à 82.1(1) keV et 85.8(1) keV est indiqué en rouge. L’activité à 85.8(1) keV provient de la décroissance de ^{97}Rb mais aucune transition connue dans le spectre de décroissance ne correspond au pic à 82.1(1) keV.

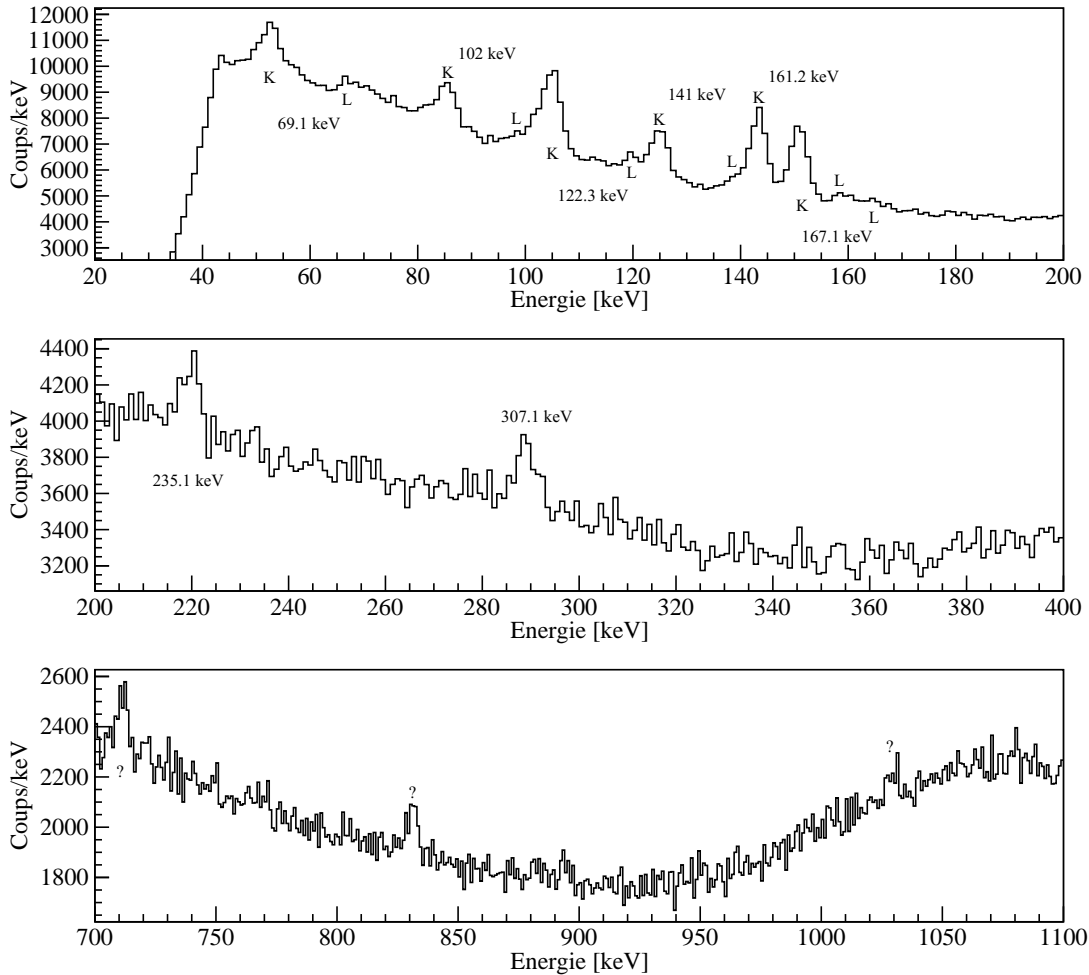


FIGURE 6.23 – Spectre d’électrons de conversion non-conditionné- β issu de la décroissance de ^{97}Rb . La partie à basse énergie est très riche avec les transitions à 69.1 keV, 102 keV, 141 keV et 167.1 keV dans $^{97}\text{Sr} - E_{\text{liaison},K} = 16.1 \text{ keV}$, $E_{\text{liaison},L} = 2.03 \text{ keV}$ –, une transition à 161.2 keV dans $^{97}\text{Zr} - E_{\text{liaison},K} = 18.0 \text{ keV}$, $E_{\text{liaison},L} = 2.32 \text{ keV}$ – et une à 307.1 keV dans $^{97}\text{Y} - E_{\text{liaison},K} = 17.0 \text{ keV}$, $E_{\text{liaison},L} = 2.17 \text{ keV}$ -. Deux transitions de la voie $\beta - n$ sont également visibles à 122.3 keV et 235.1 keV dans ^{96}Y et ^{96}Sr , respectivement. Trois transitions claires sont visibles à 711(1), 831(1) et 1029(1) keV mais ne correspondent à rien de connu. Une liste de transitions possibles est donnée dans le Tableau 6.6.

Cette fois-ci, aucune transition E0 n'a été mesurée, mais les coefficients de conversion interne sont eux connus, ce qui permet de calculer l'efficacité de COeCO d'une autre manière, en utilisant la définition de ces coefficients :

$$\alpha_K = \frac{N_{e^-}(E - E_{\text{liaison}})\epsilon_\gamma}{N_\gamma(E)\epsilon_{\text{COeCO}}} \quad (6.9)$$

où N_{e^-} et N_γ sont les nombres d'électrons et de γ détectés, et les ϵ_i les efficacités de détection. Les résultats obtenus pour les quatre transitions les plus intenses ainsi que les incertitudes associées sont reportés dans le Tableau 6.5.

TABLEAU 6.5 – Efficacité de COeCO mesurée à l'aide des coefficients de conversion interne de quatre transitions dans ^{97}Sr .

Raie [keV]	α_K	Efficacité [%]
52	0.48 ± 0.08	18.4 ± 2.8
86	0.24 ± 0.05	22.3 ± 2.8
124	0.24 ± 0.04	11.9 ± 0.9
150	0.035 ± 0.002	31.6 ± 1.3

Le grand nombre de transitions à basse énergie dans le spectre d'électrons et la mauvaise résolution en énergie de la jonction Si(Li) empêchent de calculer les rapports K/L bien que certaines transitions de la couche L soient visibles. En ce qui concerne les trois transitions inconnues visibles sur le spectre Figure 6.23, la trop faible statistique ne permet pas d'utiliser la matrice $\gamma - e^-$ afin de trouver de potentielles transitions γ en coïncidence. L'absence totale de contaminant d'une autre masse dans le spectre γ exclut qu'elles appartiennent à un autre noyau et aucune d'elle n'est répertoriée dans les descendants de la voie $\beta - n$ – aucune n'est d'ailleurs visible sur le spectre d'électrons de la décroissance de ^{96}Rb – ce qui exclut également cette option. Ces trois transitions proviennent donc de la décroissance de ^{97}Rb ou d'un de ses descendants. En l'absence d'information sur les coïncidences, j'ai listé l'intégralité des différences entre états dans ^{97}Sr , ^{97}Y et ^{97}Zr puis j'ai comparé cette liste à l'énergie des transitions observées, en ajoutant l'énergie de liaison d'un électron de la couche K pour chaque noyau. Une liste de transitions possibles entre les états est visible dans le Tableau 6.6.

TABLEAU 6.6 – Liste de possibles transitions dans les noyaux de masse 97 pour les trois pics observés dans le spectre Figure 6.23. J'ai considéré des différences d'énergie entre état initial et final jusqu'à 3 keV de l'énergie des pics observés.

État initial [keV]	État final [keV]	Énergie de la transition [keV]	Énergie attendue du pic [keV]	Énergie observée [keV]
^{97}Sr				
1374.67	644.73	729.94	713.84	711
^{97}Y				
1428.11	697.32	730.79	713.79	711
1799.6	953.82	845.78	828.78	831
1738.8	697.32	1041.48	1024.48	1029
^{97}Zr				
1996.53	1264.42	732.11	714.11	711
3469.4	2742.2	727.2	709.2	711
3082.0	2234.36	847.64	829.64	831
3184.6	2338.0	846.6	828.6	831

3.2 Mesure de temps de demi-vie

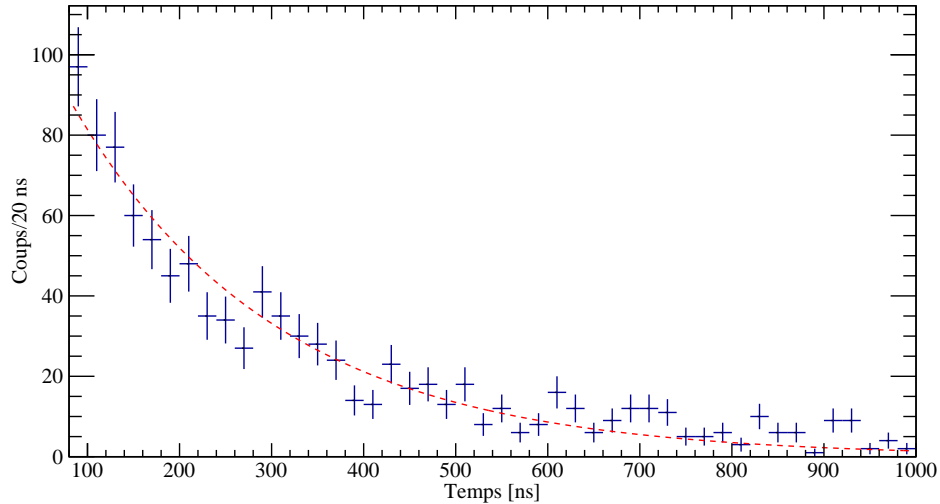


FIGURE 6.24 – Projection sur $\Delta T_{\beta-e^-}$ de la raie à 124(1) keV dans le spectre d'électrons de conversion de la décroissance de ^{97}Sr

En utilisant la même méthode décrite précédemment, j'ai pu déterminer deux nouvelles durées de vies d'états. La première transition, dans ^{97}Sr à 124(1) keV – non visible dans le spectre γ , Figure 6.9 –, Figure 6.24, donne un temps de vie du deuxième état excité à 308.13 keV de :

$$T_{1/2} = 162 \pm 8\text{ns} \quad (6.10)$$

en accord avec la valeur donnée par K.L. Kratz et ses collaborateurs dans [43] de $T_{1/2} = 170(10)$ ns.

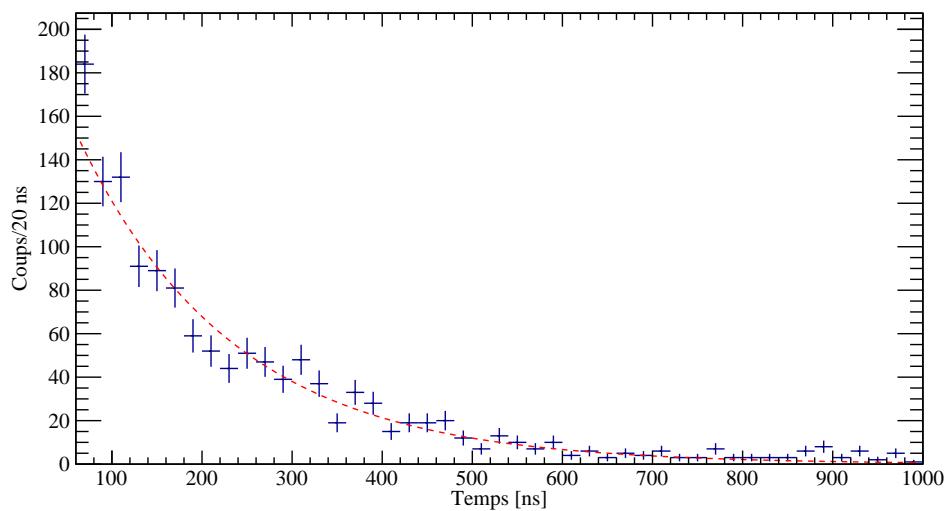


FIGURE 6.25 – Projection sur $\Delta T_{\beta-e^-}$ de la raie à 144(1) keV dans le spectre d'électrons de conversion de la décroissance de ^{97}Zr

La seconde durée de vie accessible est celle du deuxième état excité de ^{97}Zr à 1264.42 keV, via la

transition à 144(1) keV, Figure 6.25 d'une valeur mesurée de :

$$T_{1/2} = 109 \pm 7 \text{ ns} \quad (6.11)$$

là aussi en accord avec les différentes valeurs mesurées par d'autres moyens, dont la valeur moyenne admise est de $T_{1/2} = 102.8(24)$ ns.

Toutes les valeurs de temps de demi-vies des états mesurées dans ce travail sont en accord avec d'autres valeurs déjà mesurées précédemment et adoptées par NNDC, voir 6.7 excepté pour la demi-vie du premier état excité 0^+ dans ^{98}Zr . Pour cette valeur, la méthode utilisée pour mesurer la demi-vie de l'état par K. Sistemich et ses collaborateurs [38] n'est pas sélective en énergie, contrairement à la méthode utilisée ici. C'est donc cette valeur et celle de ρ_0^2 qui en découle qui est la plus proche de la réalité.

TABLEAU 6.7 – Récapitulatif des valeurs de temps de demi-vies mesurées dans ce travail et comparaison avec les valeurs adoptées par NNDC.

	$T_{1/2}$, ce travail [ns]	$T_{1/2}$, adoptée par NNDC [ns]
E0(1581.6 keV) ^{96}Zr	42 ± 6	38.0 ± 0.7
E0(734.6 keV) ^{98}Mo	25 ± 1	22 ± 1
E0(854.1 keV) ^{98}Zr	82 ± 2	63 ± 7
E2(141.0 keV) ^{97}Sr	162 ± 8	170 ± 10
E2(161.4 keV) ^{97}Zr	109 ± 7	103 ± 2

7

Conclusions et perspectives

La nouvelle station de décroissance pour la spectroscopie d'électrons de conversion, COeCO, a été entièrement développée au bout d'une des lignes de faisceau radioactif à ALTO. Sa construction, dont les éléments principaux sont deux bobines magnétiques permettant de guider les électrons émis par la source, contribue à l'étude de noyaux de très courtes durées de vies produits par technique ISOL. Toutes les étapes du projet ont été rappelées, des simulations numériques pour vérifier sa faisabilité et dimensionner l'ensemble, aux tests avec une source d'étalonnage standard des différents détecteur le composant. La mise en service du dispositif, enfin, a non seulement permis de constater son bon fonctionnement général, mais également de mesurer une nouvelle fois des grandeurs importantes pour l'étude des noyaux riches en neutrons de la région de masse $A \sim 100$. Une nouvelle valeur de l'intensité de la transition $E0$ à 854 keV dans ^{98}Zr a été déduite d'une mesure de la demi-vie du même état, et utilisée pour calculer le rayon carré moyen de charge du premier état excité dans ce noyau.

Cette campagne de mesures menée avec le dispositif COeCO a mis en lumière plusieurs pistes d'améliorations techniques. La géométrie extrêmement compacte au niveau de la collection du faisceau, sa collection à 45 ° sur la bande et le champ magnétique conduisent à des difficultés pour éviter sa collection en dehors de la bande. Sur les spectres γ non conditionnés, plusieurs transitions appartenant à des noyaux produits plus tôt pendant l'expérience, afin de mesurer leur taux de production, sont visibles, voir Figure 5.8. Bien que cette contamination soit totalement éliminée lors de l'ajout d'une condition temporelle entre les deux détecteurs, il est souvent utile d'utiliser les spectres non conditionnés, surtout lorsqu'il s'agit de spectres d'électrons, la statistique n'étant pas toujours suffisante. Un diaphragme ajouté en amont de l'entrée dans la chambre principale aiderait grandement à guider le faisceau jusque sur la bande sans déposer de radioactivité autour.

Dans les premiers concepts de COeCO, il était prévu que la distance entre les bobines puisse être augmentée ou diminuée, afin de pouvoir faire varier l'efficacité de transport des électrons. L'idée était de pouvoir corriger un mauvais placement de la bande, par exemple, ou bien d'augmenter l'efficacité pour une énergie donnée. Faire varier la distance entre les bobines donnait aussi un moyen relativement simple pour vérifier les simulations de transport des électrons, totalement indépendant de mesures de coefficients de conversion ou d'intensités de transitions. On pouvait ainsi mesurer le nombre d'électrons détectés à une énergie, en faisant varier la distance entre les bobines, en comparant aux simulations effectuées avec le même écart entre les bobines. Malheureusement, un défaut de conception empêche le mouvement des bobines si la jonction Si(Li) est placée au centre de la seconde. Le problème semble difficilement solvable sans de gros changements sur le dispositif dans son entier. Une des pistes pourrait être le changement du doigt froid de la jonction Si(Li) afin de pouvoir avancer cette dernière plus loin dans la chambre et ne plus bloquer le mouvement de la bobine. Un tel changement demande néanmoins plusieurs adaptations et les possibles améliorations de l'efficacité de transport ne sont peut-être pas des motivations suffisantes pour de tels travaux.

Si le dispositif permet d'étudier les coïncidences entre les électrons et les rayonnements γ émis par la source, il n'est pas prévu pour accueillir plusieurs détecteurs germanium. Pouvoir obtenir des informations de coïncidences $\gamma - \gamma$ serait un énorme avantage lorsqu'il s'agit de construire le schéma de niveaux des noyaux produits. Un très bon exemple de cela est la proposition faite au Chapitre 6 d'un nouvel état et de trois transitions partant de celui-ci dans ^{98}Zr . Si l'existence de coïncidences $\gamma - e^-$ permet d'émettre l'hypothèse quant à l'existence de ce nouvel état, une confirmation par

l'observation de coïncidences $\gamma - \gamma$ serait plus que bienvenue. Cela permettrait également de placer de nombreuses transitions visibles dans le spectre γ mais pas dans la matrice $\gamma - e^-$. Dans les cas où la production de noyaux radioactifs est suffisante, il serait peut-être possible d'imaginer des triples coïncidences $\gamma - \gamma - e^-$ qui apporteraient de précieuses informations sur les placements de certaines transitions, encore incertains. Le seul moyen envisageable est alors d'utiliser un détecteur germanium multi-cristaux en lieu et place du détecteur à simple cristal utilisé pour la mise en service de COeCO. Bien que ce ne soit pas le montage idéal pour des mesures de coïncidences – les cristaux sont très proches et de petit volume, ce qui augmente les chances qu'une diffusion Compton dépose de l'énergie dans plusieurs cristaux et soit traitée comme une coïncidence –, l'utilisation d'un détecteur de type CLOVER suffit à placer de potentielles nouvelles transitions et à se raccrocher aux niveaux et transitions connus, quand les seules cascades $\gamma - e^-$ ne le permettent pas.

Les simulations décrites au Chapitre 3 forment une bonne base pour la construction et le dimensionnement du dispositif. Elles éludent toutefois de nombreuses difficultés lorsqu'il s'agit de l'interaction des électrons à l'intérieur de la chambre. Plusieurs points, que je mentionne tout au long de ce manuscrit, mériteraient que l'on s'y attarde si l'on veut caractériser le dispositif plus précisément. Le fond que l'on retrouve dans les spectres d'électrons produits par COeCO provient très certainement des électrons émis par la décroissance β^- des noyaux produits. Bien qu'une très brève comparaison qualitative de la courbe d'efficacité de transport simulée et du fond obtenu dans un spectre d'électrons permette d'observer les mêmes tendances, voir Figure 5.14, des simulations GEANT4 apporteront des informations importantes pour comprendre le fond observé. Si l'on considère maintenant les électrons de conversion eux-mêmes, leurs trajectoires impliquent des angles d'incidence sur la jonction Si(Li) très différents de ce que l'on observe sans champ magnétique. Ceux-ci peuvent induire à leur tour des trajets plus longs dans la couche d'or en face avant du détecteur et donc une perte d'énergie plus importante pour les grands angles d'incidence. Pour ces mêmes grands angles, la probabilité qu'un électron ne dépose pas la totalité de son énergie est bien plus grande – des considérations similaires sur les électrons rétro-diffusés dans le cas d'un aimant permanent de type Mini-Orange sont reportés dans [68] – ce qui ajoute là encore au fond de basse énergie. Des simulations plus complètes permettraient d'obtenir les spectres attendus pour une source β^- émettrice d'électrons de conversion et une courbe d'efficacité en tenant compte des différents points mentionnés plus tôt.

Bien que l'intérêt majeur de COeCO ait été démontré avec l'étude de noyaux de courtes durées de vie et la suppression totale du fond γ dans les spectres d'électrons, certains résultats obtenus lors de sa mise en service ne sont pas totalement satisfaisants, et il manque encore des données afin de complètement caractériser la réponse du système. Les mesures des masses bien connues dans la région étudiée, comme les masses 96, 97 et 98 gagneraient à être faites une nouvelle fois dans de meilleures conditions. L'utilisation du dérouleur de bande pour limiter l'accumulation des descendants est une nécessité si l'on veut être confiant dans les mesures d'efficacité de COeCO. L'utilisation d'une source sur-mesure, qui pourrait alors être placée au point de collection du faisceau serait également d'une grande aide, et permettrait d'utiliser une source plus standard pour l'étalonnage des détecteurs d'électrons comme celle de ^{207}Bi . D'autres faisceaux de référence peuvent aussi être envisagés, comme le ^{143}Cs , dont la production est presque aussi élevée à ALTO que celle des noyaux de rubidium, et les coefficients de conversion du ^{143}Ba ont été mesurés par décroissance du ^{143}Cs [77]. Si une mesure dans

la région de masse des rubidium riches en neutrons est de nouveau envisagée, un autre bon candidat pour mesurer l'efficacité de COeCO est le ^{95}Rb , les coefficients de conversion de son descendant, ^{95}Sr , ayant eux aussi été mesurés [43]. Il faut tout de même noter que dans tous les cas cités, les coefficients de conversion sont faibles, surtout à plus haute énergie – de l'ordre de 10^{-3} à 600 keV dans ^{95}Sr , par exemple – et de telles mesures requièrent donc un certain temps d'acquisition pour être utiles. Si le dispositif COeCO doit être utilisé pour explorer de nouvelles régions de la carte des noyaux, il est nécessaire que ces mesures d'efficacité soient conduites, bien qu'elles n'apportent, de prime abord, rien de nouveau à notre compréhension de la structure nucléaire dans la région. Avant l'utilisation de COeCO pour une campagne de mesure sur de nouveaux noyaux, je recommande de mesurer la décroissance des noyaux de ^{97}Rb et ^{98}Rb pendant au moins 2 h avec une production d'environ 2000 pps – de strontium, le rubidium étant très peu produit à la masse 98. Ceci permet de vérifier le bon fonctionnement du dispositif en comparant son efficacité avec celle mesurée au Chapitre 6. La statistique accumulée doit également suffire pour les mesures de demi-vies des états présentées ici, cruciales si l'on veut étudier les transitions E0.

COeCO, couplé à un faisceau de type ISOL tel que celui produit à ALTO, ouvre de nouvelles possibilités pour sonder la structure du noyau loin de la stabilité. La région autour de la fermeture de couche neutron $N = 50$ a récemment attiré l'attention après qu'un état intrus 0^+ ait été observé dans le noyau de ^{80}Ge , produit à l'aide d'un faisceau de ^{80}Ga à ALTO [78]. La présence de cet état à basse énergie – 639 keV – est expliquée par la réduction du gap $N = 50$ loin de la stabilité, à cause de corrélations d'appariement et quadrupolaires, voir Figure 7.1. Bien que cet état n'ait par la suite pas été observé dans une autre expérience auprès du séparateur ISAC à TRIUMF [79], d'autres observations dans la région pointent également vers une coexistence de formes dans certains noyaux – une augmentation du rayon de charge moyen d'une configuration intrusive dans ^{79}Zn [80] ou encore la présence d'états de parité positive dans ^{81}Ge [81]. Par ailleurs, la très grande différence dans les méthodes de production du faisceau entre TRIUMF et ALTO mérite que l'on se penche une nouvelle fois sur cette région, et que les noyaux sur la fermeture de couche elle-même soient explorés, notamment au travers de ^{82}Ge , et effectuer la même étude que pour $N = 48$, Figure 7.1.

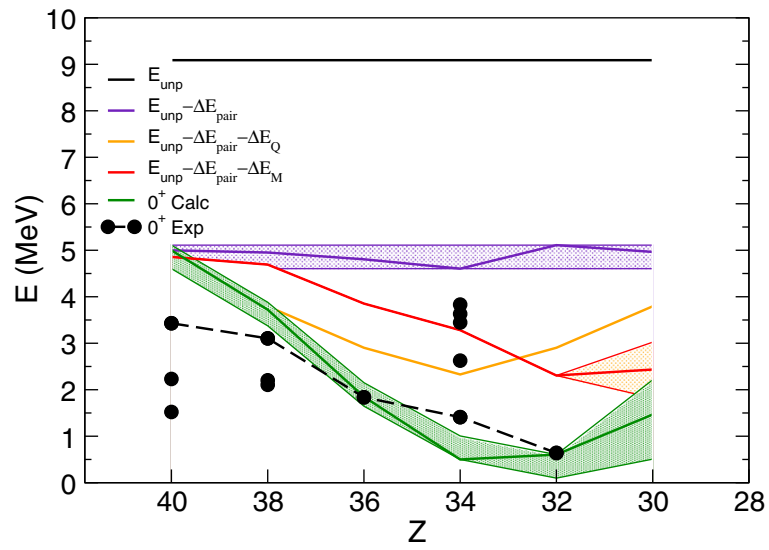


FIGURE 7.1 – Évolution des différentes contributions pour les états 0_2^+ provenant d'une excitation neutron $2p-2t$ à $N = 48$. Les observations expérimentales sont représentées en noir, Figure prise dans [78].

A

Manuel d'utilisation du détecteur silicium-lithium

**USER'S MANUAL
ESLB SILICON LITHIUM DETECTOR**



SOMMAIRE / SUMMARY

1. GENERAL.	3
1.1. DETECTOR.	3
1.2. PREAMPLIFIER.	3
1.3. DESCRIPTION OF THE ESLB SET.	4
2. TECHNICAL CHARACTERISTICS.	4
3. OPERATION.	4
3.1. MOUNTING OF THE ESLB SET.	4
3.2. PERFORMED OPERATIONS.	5
4. REMARKS.	5
5. PRECAUTION.	6
6. FIGURES.	6

1. GENERAL.

The ESLB kit is composed of a (Li) detector together with a cooled preamplifier type PSC761-R.

1.1. DETECTOR.

The detector is a lithium compensated silicon N-I-P diode.

The front face consists of a thin gold layer (20 to 40 ug/cm²) at the P contact. The N zone a the rear side is lithium doped, and is approximately 300 microns thick. The thickness of the drifted depth varies between 2000 and 6000 microns. It is selected according to the maximum energy of the electrons to be detected. The range of β rays in silicon, versus energy, is indicated in table 1.

Si thickness (mm)	1	2	3	4	5	6
Stopping power (MeV)	0.7	1.2	1.7	2.2	2.6	3

Table 1 : Stopping power of electrons in Silicon.

The front face is the most sensitive part of the system. It must never be touched by fingers, or any kind of object, nor exposed to organic or corrosive vapors.

Si (Li) detectors are sensitive to damage caused by neutrons or charged particles. The sensitivity depends on the detector, but generally the resolution deteriorates for a total dose of neutrons or charged particles of approximately 10⁹ /cm². The warranty does not apply to radiation damage.

The usual operating temperature of the ESLB kit is liquid nitrogen temperature (77°K). At this temperature the reverse current of the detector is lower than 1 nA. The bias can be as high as 1500 V.

1.2. PREAMPLIFIER.

The associated preamplifier is the model PSC761-R for which the input stage is cooled to liquid nitrogen temperature, (PSC761-R, fig. 3 and 4).

The preamplifier integrates and shapes the load pulse from the detector and transmit it to a linear spectroscopy amplifier (IN 7169, 7180, 7200, 7243).

The PSC 761 can be used with both low and high capacitance detectors. A pole/zero compensation circuit is built in to obtain better performances at high count rates.

As an option, the preamplifier includes a small alarm PCB, which cuts off the high voltage bias when the temperature of the detector becomes too high.

1.3. DESCRIPTION OF THE ESLB SET.

The Si (Li) diode and the cooled part of the preamplifier are contained in aluminum mounted on a cold finger and clamped securely. The remaining part of the preamplifier PSC761-R is attached to the outside of the cryostat.

The connection between the detection head and the preamplifier is done using 4 wires :

- One high voltage wire,
- 3 wires for power supply of the FET :
 - ♦ source,
 - ♦ drain,
 - ♦ feed-back.

2. TECHNICAL CHARACTERISTICS.

Beta resolution for 624 keV conversion electron from a ¹³⁷ Cs source :

50 mm ²	≤ 1,6 keV
100 mm ²	≤ 1,7 keV
200 mm ²	≤ 1,8 keV
300 mm ²	≤ 1,9 keV
500 mm ²	≤ 2,0 keV

Table 2 - Measures at 500 coups/sec.

- Reverse current :
 - ♦ ≤ 1 Na?
- Feed-back network of the preamplifier :
 - ♦ C = 0.5 pF,
 - ♦ R = 1 GΩ.

3. OPERATION.

3.1. MOUNTING OF THE ESLB SET.

The ESLB kit may be delivered without cryostat, for mounting by the user. The delivered equipment includes :

- the detection head which includes the Si (Li) detector and the cooled part of the preamplifier.

- The electrical feed through to mount in the cryostat wall (one ceramic HV feed through, and one multipin feed through).
- The external part of the preamplifier.
- Wires soldered on the internal part of the preamplifier for connection to the electrical feed through.

3.2. PERFORMED OPERATIONS.

The following operations have to be performed :

- Seal the electrical feedthroughs in the cryostat wall. For this, use a low vapor pressure epoxy,
- Mount the detection head on the cold finger, and clamp securely,
- Solder the wires of the cooled part of the preamplifier, to the multipin feed through following the connection scheme given in fig. 2,
- Connect the high voltage wire of the detector to the ceramic HV feed through,
- Fix the external part of the preamplifier outside the cryostat, perpendicular to the main axis of that cryostat (see Fig.5).

4. REMARKS.

It is also possible to fix the preamplifier parallel to the main axis of the cryostat. An open cover must then be provided for the preamplifier (available on request).

After assembling and before cooling, it is possible to check roughly the operation of the set with the aid of a pulse generator. The preamplifier must be turned on, but not the detector high voltage.

After verifying the operation of the system, stop the low voltage and vacuum the cryostat with a vacuum pump and reduce the system pressure to 10^{-5} torr.

It is important a very clean vacuum exempt of oil vapor.

When the vacuum is lower than 10^{-5} torr, cool down the cryostat to the nitrogen liquid temperature.

When the detector is cold :

- Plug in the preamplifier,
- Polarize the detector to the indicated value on the characteristic detector sheet.

The system is now ready to operate.

System resolution is specified in terms of energy resolution for 624 keV, K- conversion electrons from ¹³⁷Cs.

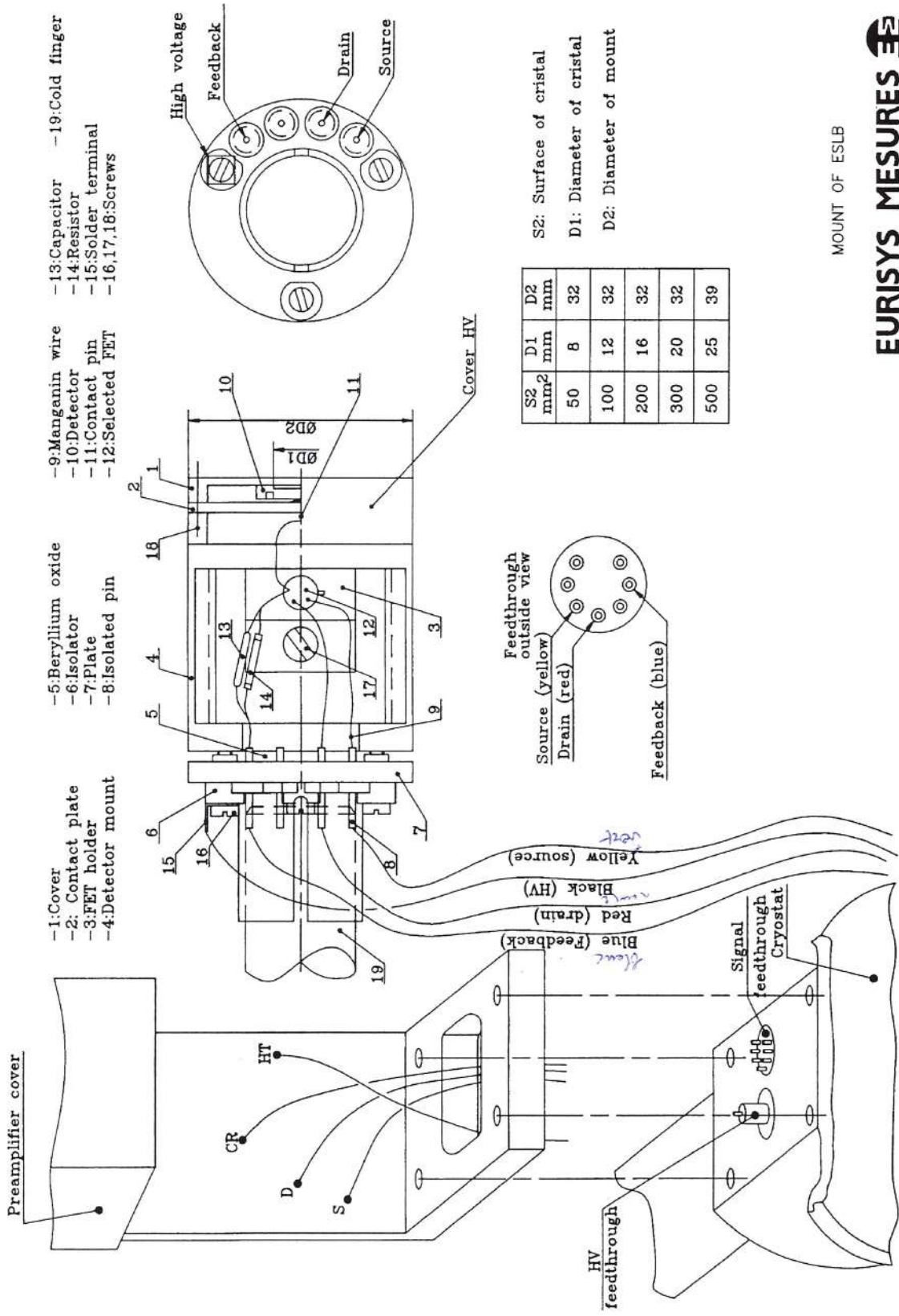
5. PRECAUTION.

It is advisable to avoid any kind of vapor condensation (oil, water...), on the front surface of the detector. It is thus required :

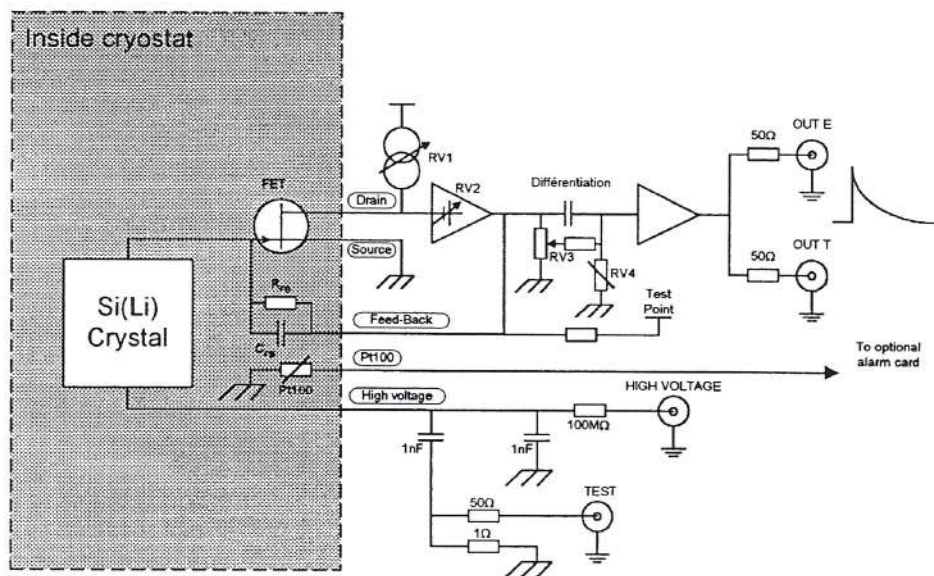
- Not to cool the detector if pressure inside the cryostat is higher than 10^{-5} torr.
- Never let air enter the cryostat before Si (Li) detector has been brought back to room temperature.
- Always operate in a clean vacuum (for example, the liquid nitrogen trap of a diffusion pump must never be allowed to warm up while the detector is cold).
- Refrain from rubbing the front surface of the detector with the finger, or any object.
- The silicon single crystals are very fragile, so avoid any mechanical shock.
- Avoid exposure of the detector to water vapor, organic vapors, solvents or corrosive chemicals.
- When not operating at liquid nitrogen temperature, the Si (Li) detector should be stored at room temperature, in a dry, dust free atmosphere.

6. FIGURES.

1. Mounting of the ESLB set,
2. Scheme of the complete ESLB set.



MOUNT OF ESLB



PSC761R adjustments :

- Main card :
 - ♦ RV1 : FET current adjustment
 - ♦ RV2 : FET voltage adjustment
 - ♦ RV3 : P/Z cancellation
 - ♦ RV4 : Offset adjustment
- Alarm Card (optional) :
 - ♦ Temperature alarm threshold.

B

Données constructeur des solénoïdes

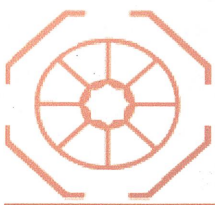
données conducteur	
diamètre interne bobinage (mm)	135
dim cuivre axe (hauteur) (mm)	5
dim perpendi axe (largeur) (mm)	5
diamètre du trou (mm)	3
rayon conducteur (mm)	1
nombre de galettes	16
nombre de spires	14
courant (A)	213

données hydraulique	
nombre de circuit d'eau	8
perte de charge (bars)	3
température eau entrée (°C)	20

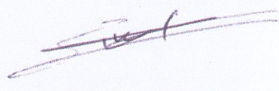
Isolation	
épaisseur fibre de verre refroidisseur (mm)	0.2
nombre couche 1/2 reco refroidisseur	1
épaisseur fibre verre galette double (mm)	0.13
nombre couche sans recouvrement	1
épaisseur fibre de verre masse (mm)	0.2
nombre couche 1/2 recouvrement	2

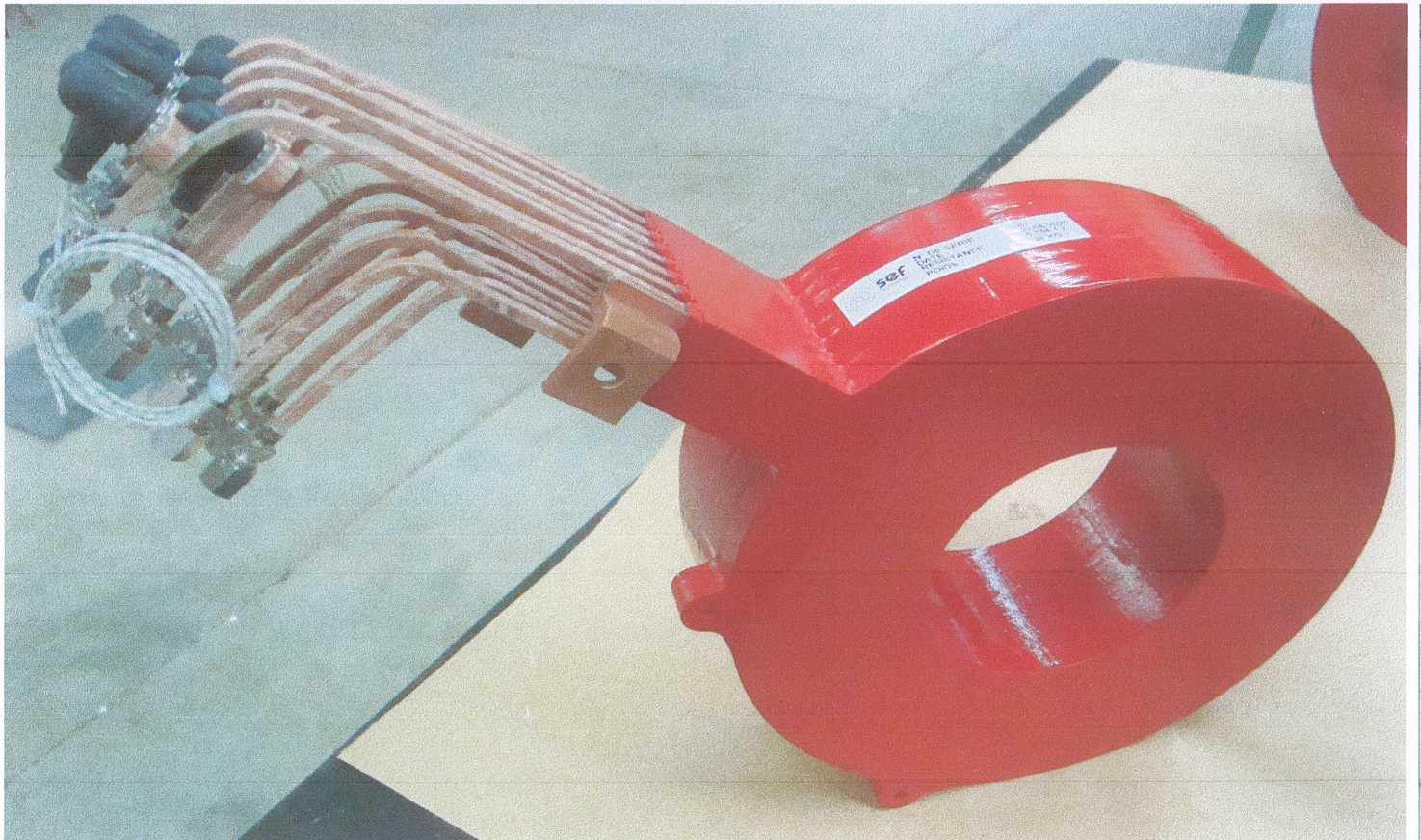
résultats	
diamètre externe (mm)	301.12
longueur (hauteur) (mm)	96.48
débit un circuit (l/min)	0.55
débit total (l/min)	4.41
échauffement eau (°C)	25.18
résistance à 20°C (Ohm)	1.55E-01
puissance à chaud (W)	7727.4
tension bobine (V)	36.28
masse cuivre (kg)	23.4

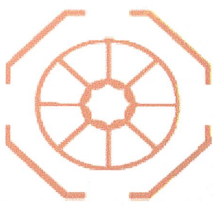
InfinitésimaG
03/10/2019
IPN solénoïde



PV DE CONTRÔLE

Fournisseur: Supplier:	SEF	Client : Customer:	IPN ORSAY	Commande: order:	0391L107755	date: 03/06/2020
test d'étalonnage: Test calibration:	31/12/2020		N° et date du bordereau de livraison : Number and date of delivery note :		5832 19/06/2020	
Désignation: Designation:	LENTILLE MAGNETIQUE 224 SP			Référence ou type: Reference or type:		
Nombre de spire: Number of spire:	224			Cuivre utilisé: copper uses: 5 X 5 Ø 3		
Numero de serie ou de lot: Serial of batch number:	01			Quantité: Quantity: 1		
Controleur: Controller:	Mr C.GINESTET					
SKF STATIC MOTOR ANALISER : DX6 HIGH OUTPUT						



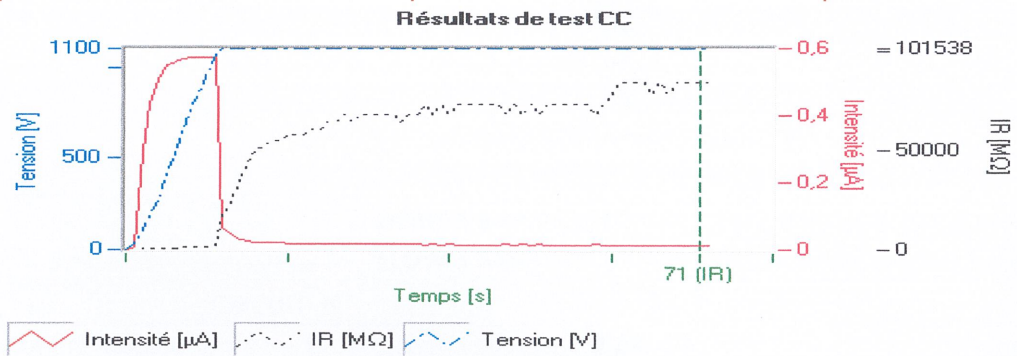


LENTILLE 224SP N° 01 IPN ORSAY

Type de testeur DX Tester type	Numéro de série 12901 Serial number	Version de microprogramme 1.2.5.0
Résistance CC [Ω] Resistance CC [Ω]	Résistance Resistance	Température [22,2°C]
R corrigée en temp.[Ω] Rcorrected in temp	0,156	
	Inductance inductance	
Fréquence [Hz] frequency[Hz]	50	
Impédance [mΩ] Impédance [mΩ]	2,603	
Inductance [mH] Inductance [mH]	8,284	

ISOLATION BOB/MASSE (bobine immergée dans l'eau)
COIL/MASSE INSULATION(coil submerged in water)

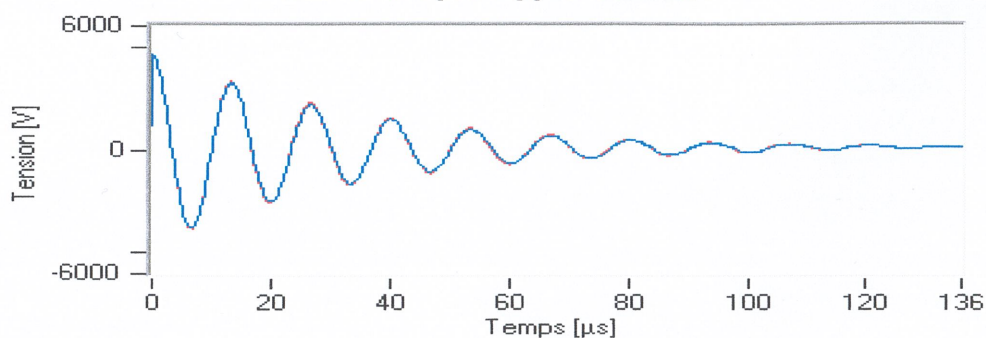
Tension [V]	I [μA]	IR [MΩ]
1100	0,013	84615

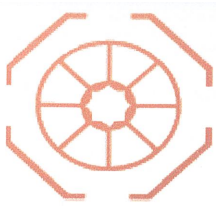


ISOLATION ENTRE SPIRE
Insulation between spire

	Minimum	Moyenne	Maximum
EAR référence/test [%] EAR reference/test [%]	3	2,6	3
Nombre d'impulsions Number of impulses	11	11	11
Pic de tension [V] Peak of tension[V]	4570	4570	4570

Référence par rapport à bobines





LENTILLE 224SP N° 01 IPN ORSAY

PRESSION STATIQUE 50 BAR PENDANT 30 MIN
STATIC PRESSURE 50 BAR FOR 30 MIN

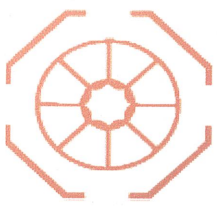
Reel number	Coté N° bobine	CIRCUIT N°	
		1	ok
		2	ok
		3	ok
		4	ok
		5	ok
		6	ok
		7	ok
		8	ok

PASSAGE DE LA BILLE AVANT ET APRES IMPREGNATION Ø 1,8
PASSING THE BALL BEFORE AND AFTER IMPREGNATION Ø 1,8

Reel number	Coté N° bobine	CIRCUIT N°	
		1	ok
		2	ok
		3	ok
		4	ok
		5	ok
		6	ok
		7	ok
		8	ok

DEBIT 3 BAR EN L/MIN
FLOW 3 BAR IN L / MIN

Reel number	Coté N° bobine	CIRCUIT N°	
		1	0,66
		2	0,66
		3	0,66
		4	0,66
		5	0,66
		6	0,66
		7	0,66
		8	0,66

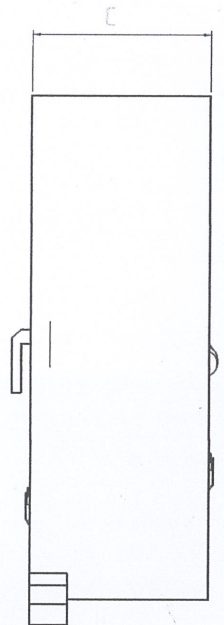
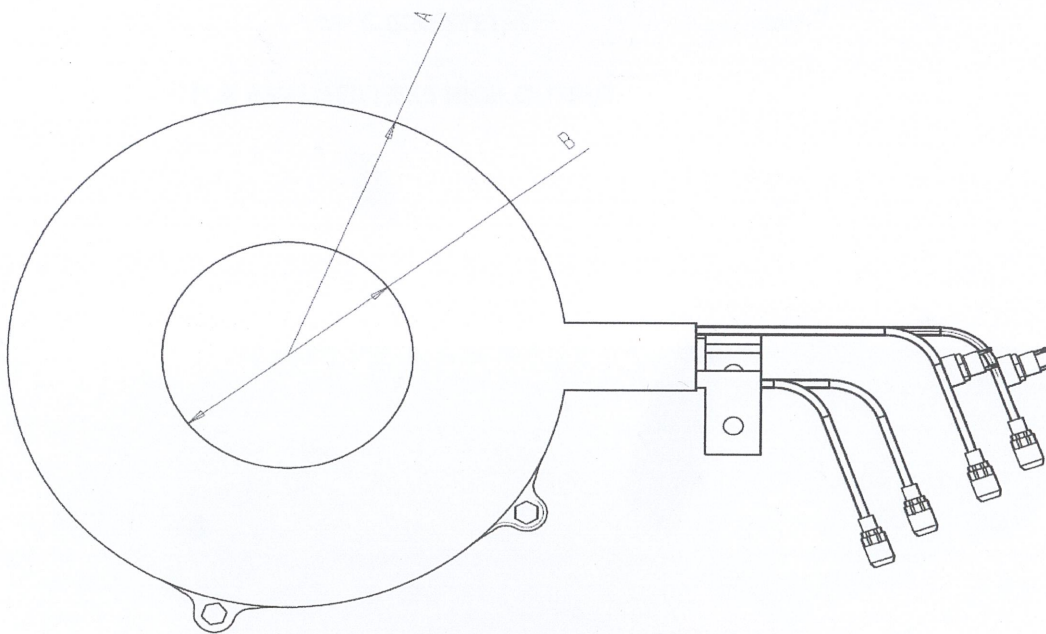


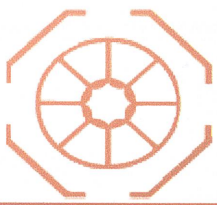
sef
Technologies

LENTILLE 224SP N° 01 IPN ORSAY

MESURE MECANIQUE MECHANICAL MEASUREMENT

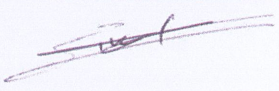
REPÈRE	COTE	MAX	MIN	MESURE
A	301	301,5	300,5	300,9
B	135	135,5	134,5	135,1
C	96	96,3	95,7	95,9

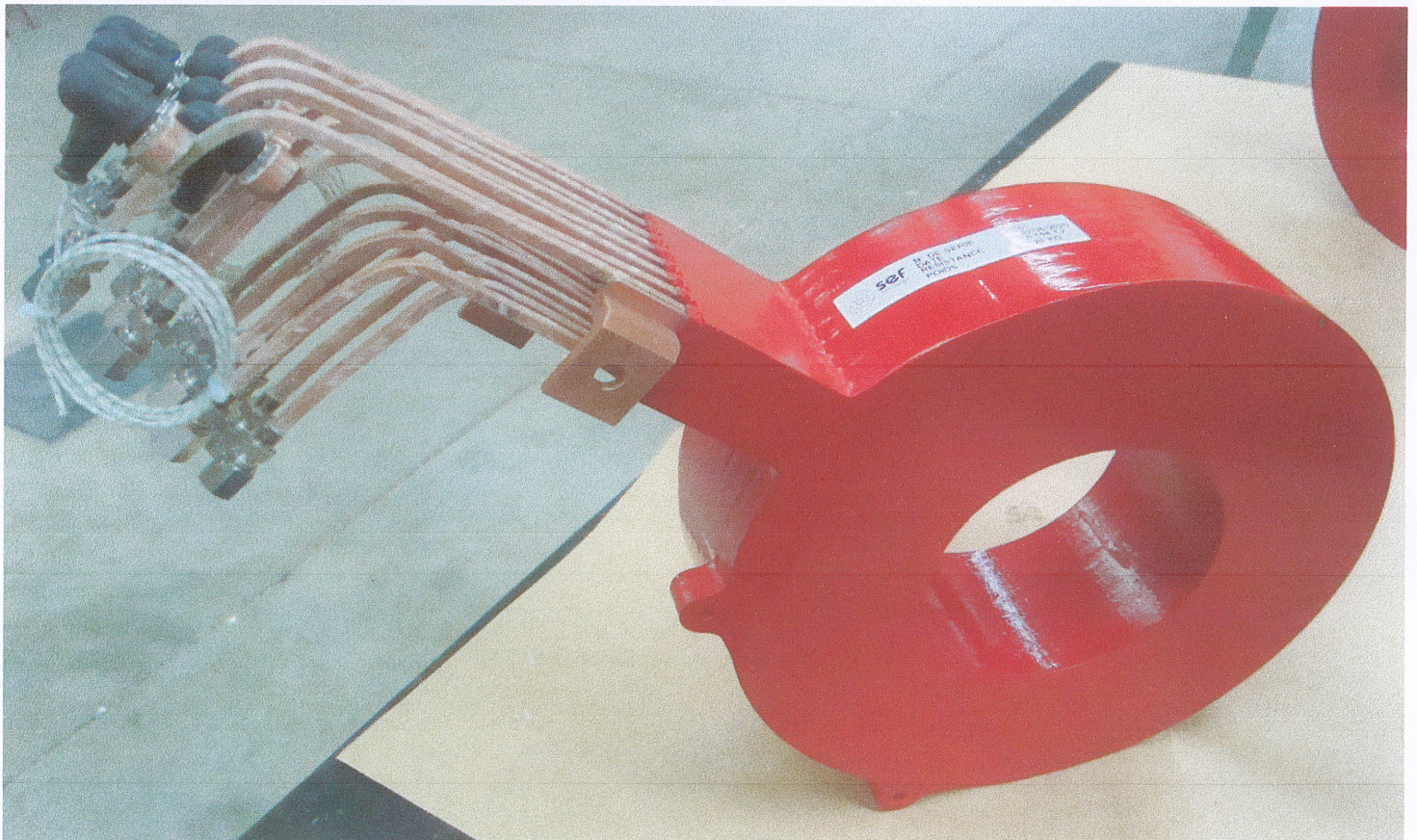


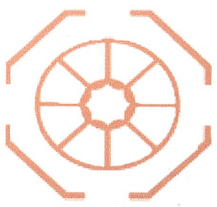


sef
Technologies

PV DE CONTRÔLE

Fournisseur: Supplier:	SEF	Client : Customer:	IPN ORSAY	Commande: order:	0391L107755	date: 03/06/2020
test d'étalonnage: Test calibration:		31/12/2020		N° et date du bordereau de livraison : Number and date of delivery note :		5832 19/06/2020
Désignation: Designation:	LENTILLE MAGNETIQUE 224 SP			Référence ou type: Reference or type:		
Nombre de spire: Number of spire:	224			Cuivre utilisé: copper uses:	5 X 5 Ø 3	
Numero de serie ou de lot: Serial of batch number:	02			Quantité: Quantity:	1	
Controleur: Controller:	Mr C.GINESTET					
SKF STATIC MOTOR ANALISER : DX6 HIGH OUTPUT						



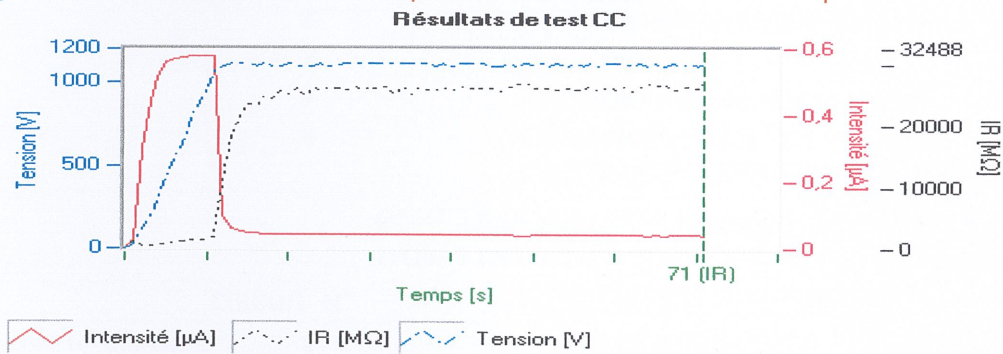


LENTILLE 224SP N° 02 IPN ORSAY

Type de testeur DX Tester type	Numéro de série 12901 Serial number	Version de microprogramme 1.2.5.0
Résistance CC [Ω] Resistance CC [Ω]	Résistance Resistance	Température [22°C]
R corrigée en temp.[Ω] Rcorrected in temp	0,156	
	0,154	
Fréquence [Hz] frequency[Hz]	Inductance inductance	
Impédance [mΩ] Impédance [mΩ]	50	
Inductance [mH] Inductance [mH]	2,606	
	8,290	

ISOLATION BOB/MASSE (bobine immergée dans l'eau)
COIL/MASSE INSULATION(coil submerged in water)

Tension [V]	I [μA]	IR [MΩ]
1100	0,041	27073

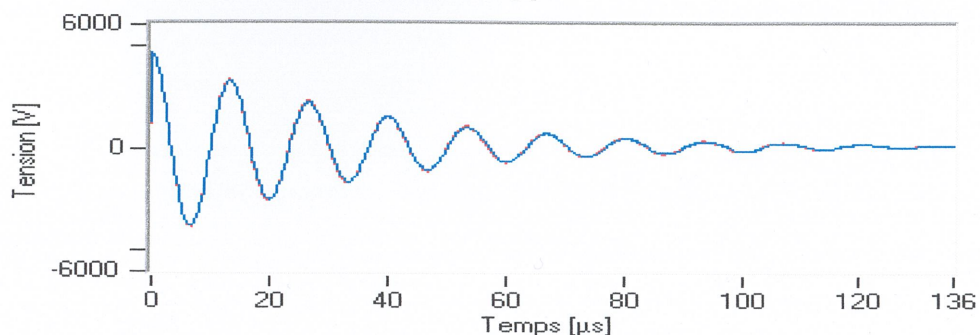


ISOLATION ENTRE SPIRE

Insulation between spire

	Minimum	Moyenne	Maximum
EAR référence/test [%] EAR reference/test [%]	2	2,4	2
Nombre d'impulsions Number of impulses	11	11	11
Pic de tension [V] Peak of tension[V]	4570	4570	4570

Référence par rapport à bobines



LENTILLE 224SP N° 02 IPN ORSAY

PRESSION STATIQUE 50 BAR PENDANT 30 MIN
STATIC PRESSURE 50 BAR FOR 30 MIN

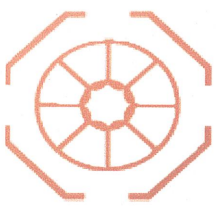
Reel number	Coté N° bobine	CIRCUIT N°	
		1	ok
		2	ok
		3	ok
		4	ok
		5	ok
		6	ok
		7	ok
		8	ok

PASSAGE DE LA BILLE AVANT ET APRES IMPREGNATION Ø 1,8
PASSING THE BALL BEFORE AND AFTER IMPREGNATION Ø 1,8

Reel number	Coté N° bobine	CIRCUIT N°	
		1	ok
		2	ok
		3	ok
		4	ok
		5	ok
		6	ok
		7	ok
		8	ok

DEBIT 3 BAR EN L/MIN
FLOW 3 BAR IN L / MIN

Reel number	Coté N° bobine	CIRCUIT N°	
		1	0,66
		2	0,66
		3	0,66
		4	0,66
		5	0,66
		6	0,66
		7	0,66
		8	0,66

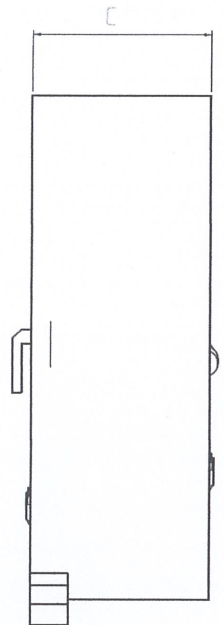
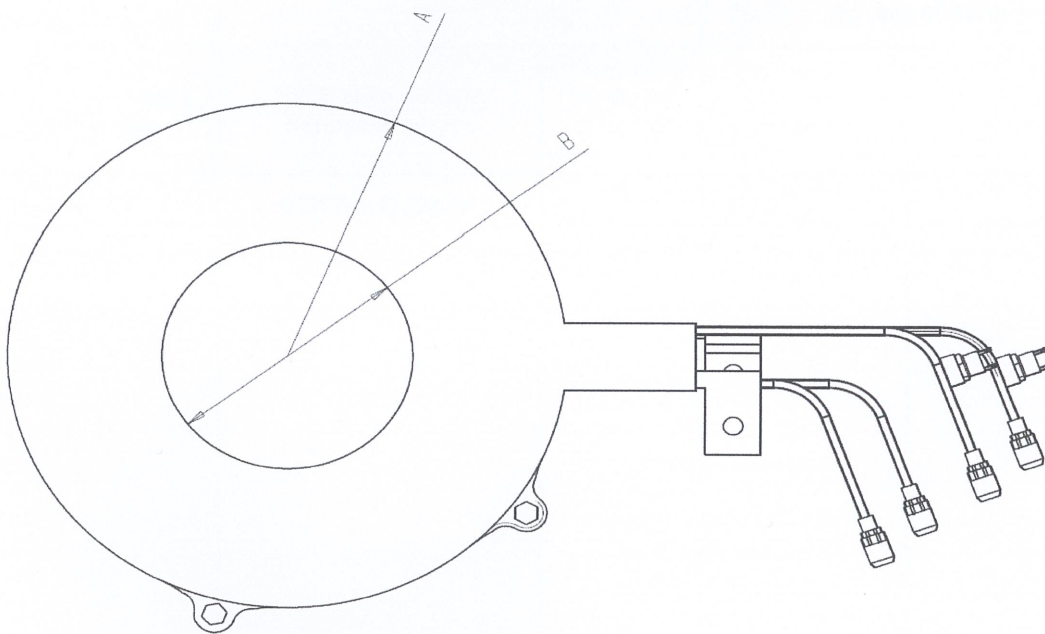


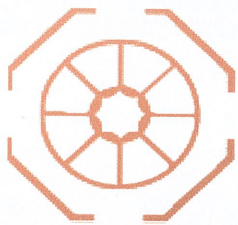
sef
Technologies

LENTILLE 224SP N° 02 IPN ORSAY

MESURE MECANIQUE MECHANICAL MEASUREMENT

REPERE	COTE	MAX	MIN	MESURE
A	301	301,5	300,5	301
B	135	135,5	134,5	135
C	96	96,3	95,7	95,9





sef
Technologies

DECLARATION DE CONFORMITE NF L 00-015C STATEMENT OF CONFORMITY NF L 00-015C				N° de la déclaration : Statement N° : 338			
Fournisseur : Supplier :		SEF		Client : Customer :		IPN ORSAY	
Etablissement : Company :		SEF Rue du Chêne Vert – B.P. 715 31683 LABEGE				IPN ORSAY RUE JEAN TEILLAC MAGASIN BAT 100 M 91406 ORSAY CEDEX	
N° du contrat : Contract N°		0391L107755		N° et date du bordereau de livraison : Number and date of delivery note :		5832 19/06/2020	
Dénomination Designation	Référence ou type Reference or type	N° de série ou de lot Serial of batch number	Quantité Quantity	Observations Observations			
SOLENOIDE	LENTILLE 224 SP	01 ET 02	2				
<p>Nous déclarons que la fourniture citée est conforme aux exigences du contrat et que, après vérifications et essais, elle répond en tout point, aux exigences spécifiées, aux normes et règlements applicables, sauf exceptions, réserves ou dérogations énumérés dans la présente déclaration de conformité :</p> <p>We hereby declare that the material listed above is in accordance with the order requirements and after all controlling and testing operations have been done, apart from exceptions, and dispensations mentioned in the certificate of conformity :</p>							
Responsable Qualité Fournisseur / Supplier quality manager							
Nom et Fonction : Name and Title :		C.GINESTET Contrôleur					
Date :		19/06/2020					
Visa :							

C

Données spectroscopiques de décroissance de ^{99}Rb et ^{100}Rb

Spectres γ et électrons de la masse 99

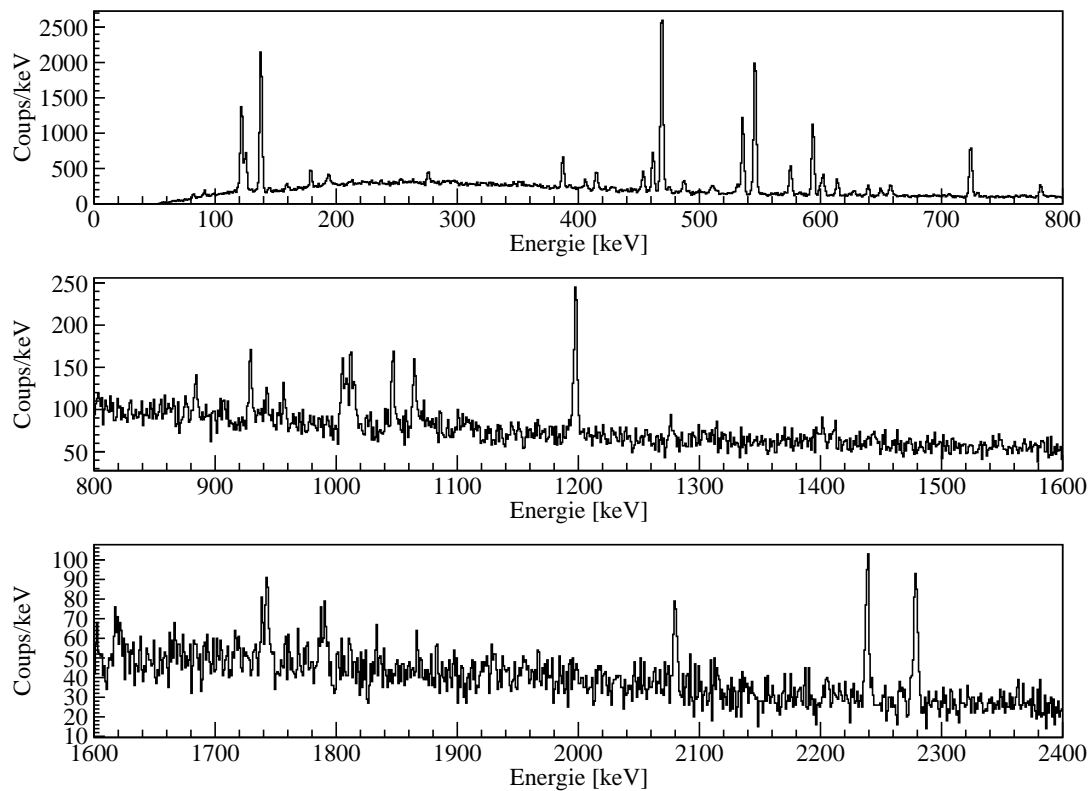


FIGURE C.1 – Spectre γ conditionné- β issu de la décroissance de ^{99}Rb .

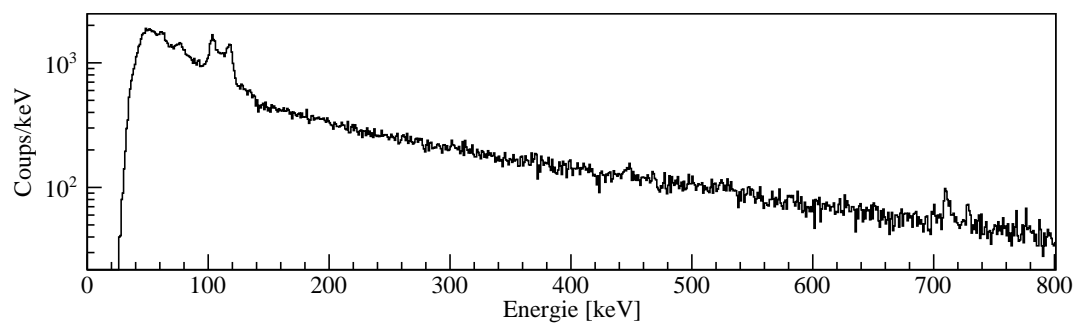


FIGURE C.2 – Spectre d'électrons de conversion conditionné- β issu de la décroissance de ^{99}Rb . Seul le pic de coïncidences est sélectionné par la condition β .

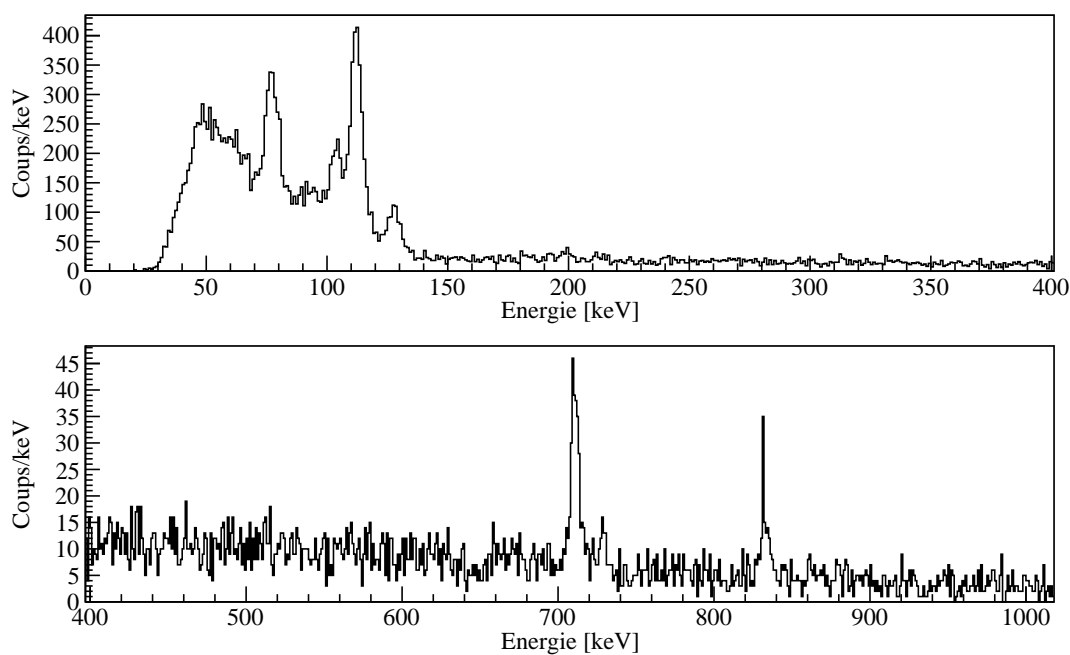


FIGURE C.3 – Spectre d'électrons de conversion conditionné- β issu de la décroissance de ^{99}Rb . J'ai sélectionné tous les événements hors du pic de coïncidences, mais dans une fenêtre de temps de $1 \mu\text{s}$.

Spectres γ et électrons de la masse 100

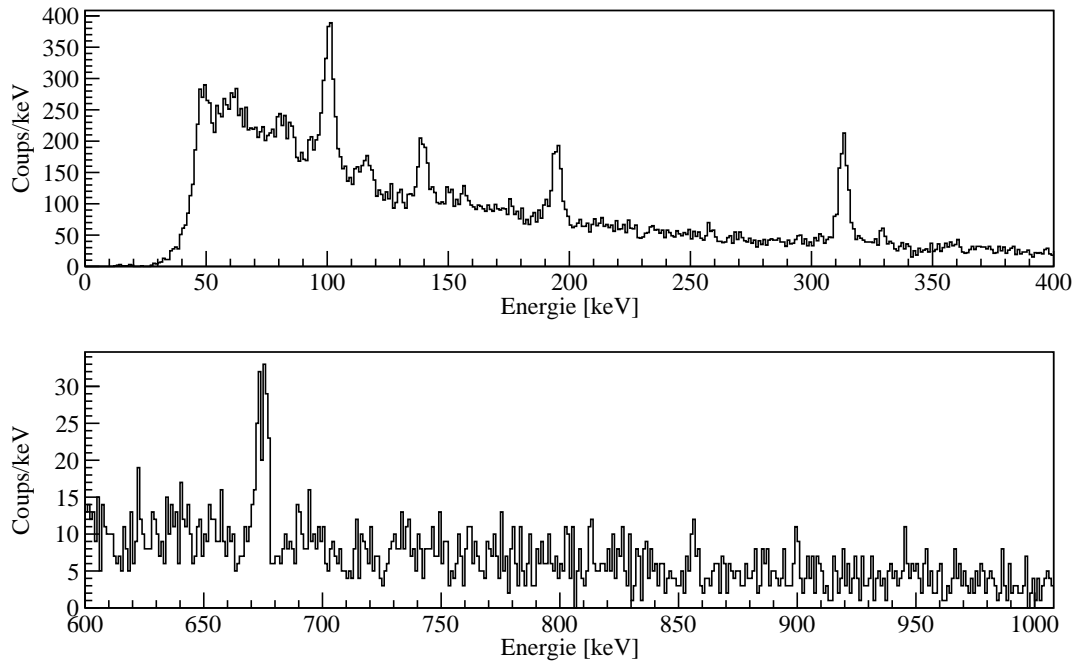


FIGURE C.4 – Spectre d'électrons de conversion conditionné- β issu de la décroissance de ^{100}Rb .

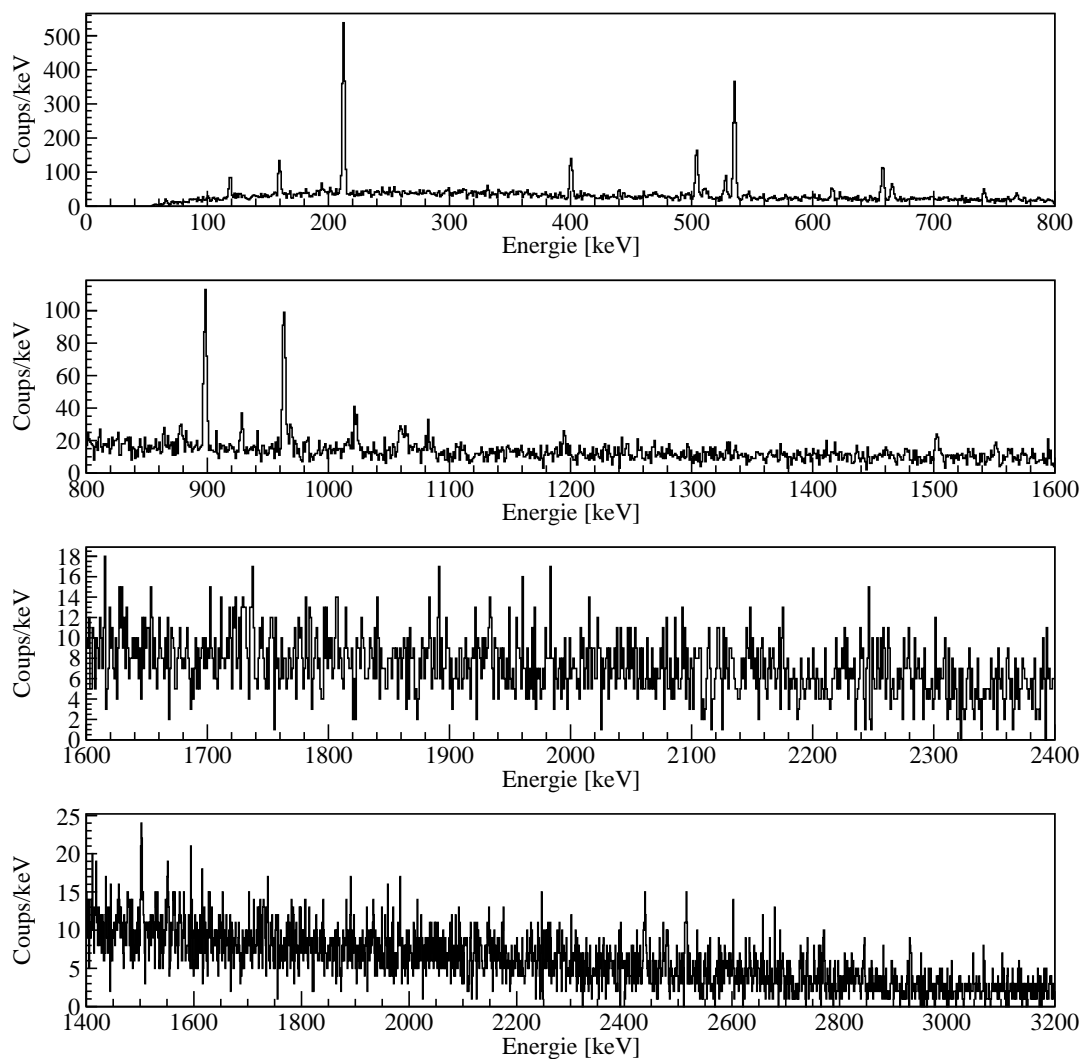


FIGURE C.5 – Spectre γ conditionné- β issu de la décroissance de ^{100}Rb .

Bibliographie

- [1] E Zganjar. Conversion electron spectroscopy and its role in identifying shape coexisting structures in nuclei via e_0 transitions. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 43 :024013, 02 2016. doi : 10.1088/0954-3899/43/2/024013.
- [2] K. Siegbahn. *Alpha, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy*. North-Holland Publ. Co., 1965.
- [3] Papadakis, P., Cox, D. M., O'Neill, G. G., Borge, M. J. G., Butler, P. A., Gaffney, L. P., Greenlees, P. T., Herzberg, R. -D., Illana, A., Joss, D. T., Konki, J., Kröll, T., Ojala, J., Page, R. D., Rahkila, P., Ranttila, K., Thornhill, J., Tuunanen, J., Van Duppen, P., Warr, N., and Pakarinen, J. The spede spectrometer. *Eur. Phys. J. A*, 54(3) :42, 2018. doi : 10.1140/epja/i2018-12474-9. URL <https://doi.org/10.1140/epja/i2018-12474-9>.
- [4] J. Van Klinken and K. Wisshak. Conversion electrons separated from high background. *Nuclear Instruments and Methods*, 98(1) :1 – 8, 1972. doi : 10.1016/0029-554X(72)90416-8.
- [5] J.M. Parmonen, Z. Janas, W.H. Trzaska, J. Äystö, J. Kantele, P.P. Jauho, A. Jokinen, and H. Penttilä. Electron-transporter spectrometer for on-line isotope separator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 306(3) :504 – 511, 1991. doi : 10.1016/0168-9002(91)90044-Q.
- [6] N. Marchini, A. Nannini, M. Ottanelli, A. Saltarelli, M. Rocchini, G. Benzoni, E.R. Gamba, A. Goasduff, A. Gottardo, T. Krings, and M. Perri. Slices : Spes low-energy internal conversion electron spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1020 :165860, 2021. ISSN 0168-9002. doi : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165860>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900221008457>.
- [7] C. F. V. Weizsäcker. Zur theorie der kernmassen. *Zeitschrift für Physik*, 96(Issue 7-8) :431–458, 1935.
- [8] L. Fortunato. Solutions of the bohr hamiltonian, a compendium. *The European Physical Journal A*, 26(S1) :1–30, 2005. doi : 10.1140/epjad/i2005-07-115-8.
- [9] K. Heyde. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics An Introductory Approach, Third Edition*. IOP Publishing, 2004. ISBN 075030980.

- [10] William D. Myers and Wladyslaw J. Swiatecki. Nuclear masses and deformations. *Nuclear Physics*, 81 :1–60, 1966.
- [11] P. J. Brussaard and P. W. M. Glaudemans. *Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company, 1977. ISBN 0720403367.
- [12] Somà, Vittorio. From the liquid drop model to lattice qcd - a brief history of nuclear interactions. *Eur. Phys. J. Plus*, 133(10) :434, 2018. doi : 10.1140/epjp/i2018-12244-2. URL <https://doi.org/10.1140/epjp/i2018-12244-2>.
- [13] Maria Goeppert Mayer. On closed shells in nuclei. ii. *Phys. Rev.*, 75 :1969–1970, Jun 1949. doi : 10.1103/PhysRev.75.1969. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1969>.
- [14] Otto Haxel, J. Hans D. Jensen, and Hans E. Suess. On the "magic numbers" in nuclear structure. *Phys. Rev.*, 75 :1766–1766, Jun 1949. doi : 10.1103/PhysRev.75.1766.2. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1766.2>.
- [15] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, and A. P. Zuker. The shell model as a unified view of nuclear structure. *Rev. Mod. Phys.*, 77 :427–488, Jun 2005. doi : 10.1103/RevModPhys.77.427. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.427>.
- [16] R.K. Bansal and J.B. French. Even-parity-hole states in f72 -shell nuclei. *Physics Letters*, 11 (2) :145–148, 1964. ISSN 0031-9163. doi : [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)90648-1](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)90648-1). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364906481>.
- [17] K Heyde and J L Wood. Intruder states and shape coexistence in the region $n \approx 20$, $z \approx 12$. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 17(2) :135, 1991. URL <http://stacks.iop.org/0954-3899/17/i=2/a=007>.
- [18] C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A. M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard, and W. Reisdorf. Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer. *Phys. Rev. C*, 12 :644–657, Aug 1975. doi : 10.1103/PhysRevC.12.644. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.12.644>.
- [19] D. Guillemaud-Mueller, C. Detraz, M. Langevin, F. Naulin, M. de Saint-Simon, C. Thibault, F. Touchard, and M. Epherre. β -decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants. *Nuclear Physics A*, 426(1) :37–76, 1984. ISSN 0375-9474. doi : [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(84\)90064-2](https://doi.org/10.1016/0375-9474(84)90064-2). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947484900642>.
- [20] K. Wimmer, T. Kröll, R. Krücken, V. Bildstein, R. Gernhäuser, B. Bastin, N. Bree, J. Diriken, P. Van Duppen, M. Huyse, N. Patronis, P. Vermaelen, D. Voulot, J. Van de Walle, F. Wenander, L. M. Fraile, R. Chapman, B. Hadinia, R. Orlandi, J. F. Smith, R. Lutter, P. G. Thirolf, M. Labiche, A. Blazhev, M. Kalkühler, P. Reiter, M. Seidlitz, N. Warr, A. O. Macchiavelli, H. B. Jepsen, E. Fiori, G. Georgiev, G. Schrieder, S. Das Gupta, G. Lo Bianco, S. Nardelli, J. Butterworth, J. Johansen, and K. Riisager. Discovery of the shape coexisting 0^+ state in ^{32}Mg by a two neutron

- transfer reaction. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :252501, Dec 2010. doi : 10.1103/PhysRevLett.105.252501. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.252501>.
- [21] Kris Heyde and John L. Wood. Shape coexistence in atomic nuclei. *Rev. Mod. Phys.*, 83 : 1467–1521, Nov 2011. doi : 10.1103/RevModPhys.83.1467. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.1467>.
- [22] Kenneth S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley and Sons, 1988.
- [23] K. Heyde and R. A. Meyer. Monopole strength as a measure of nuclear shape mixing. *Phys. Rev. C*, 37 :2170–2175, May 1988. doi : 10.1103/PhysRevC.37.2170. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.37.2170>.
- [24] J.L. Wood, E.F. Zganjar, C. De Coster, and K. Heyde. Electric monopole transitions from low energy excitations in nuclei. *Nuclear Physics A*, 651(4) :323–368, 1999. ISSN 0375-9474. doi : [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(99\)00143-8](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(99)00143-8). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947499001438>.
- [25] A. Bohr and B. Mottelson. *Nuclear Structure*. W. A. Benjamin, Inc., 1975.
- [26] J. T. H. Dowie, T. Kibédi, T. K. Eriksen, and A. E. Stuchbery. Table of electronic factors for E0 electron and electron-positron pair conversion transitions. *Atom. Data Nucl. Data Tabl.*, 131 : 101283, 2020. doi : 10.1016/j.adt.2019.06.002.
- [27] Tomoaki Togashi, Yusuke Tsunoda, Takaharu Otsuka, and Noritaka Shimizu. Quantum phase transition in the shape of zr isotopes. *Phys. Rev. Lett.*, 117 :172502, Oct 2016. doi : 10.1103/PhysRevLett.117.172502. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.172502>.
- [28] J. Dudouet et al. $^{96}_{36}\text{Kr}_{60}$ -low- z boundary of the island of deformation at $n = 60$. *Phys. Rev. Lett.*, 118 :162501, Apr 2017. doi : 10.1103/PhysRevLett.118.162501. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.162501>.
- [29] C. Y. Wu, H. Hua, D. Cline, A. B. Hayes, R. Teng, R. M. Clark, P. Fallon, A. Goergen, A. O. Macchiavelli, and K. Vetter. Multifaceted yrast structure and the onset of deformation in $^{96,97}\text{Sr}$ and $^{98,99}\text{Zr}$. *Phys. Rev. C*, 70 :064312, Dec 2004. doi : 10.1103/PhysRevC.70.064312. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.70.064312>.
- [30] S. Naimi, G. Audi, D. Beck, K. Blaum, Ch. Böhm, Ch. Borgmann, M. Breitenfeldt, S. George, F. Herfurth, A. Herlert, M. Kowalska, S. Kreim, D. Lunney, D. Neidherr, M. Rosenbusch, S. Schwarz, L. Schweikhard, and K. Zuber. Critical-point boundary for the nuclear quantum phase transition near $a = 100$ from mass measurements of $^{96,97}\text{Kr}$. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :032502, Jul 2010. doi : 10.1103/PhysRevLett.105.032502. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.032502>.

- [31] P. Federman and S. Pittel. Unified shell-model description of nuclear deformation. *Phys. Rev. C*, 20 :820–829, Aug 1979. doi : 10.1103/PhysRevC.20.820. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.20.820>.
- [32] Tomoaki Togashi, Yusuke Tsunoda, Takaharu Otsuka, and Noritaka Shimizu. Quantum phase transition in the shape of zr isotopes. *Phys. Rev. Lett.*, 117 :172502, Oct 2016. doi : 10.1103/PhysRevLett.117.172502. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.172502>.
- [33] P. Campbell, H. L. Thayer, J. Billowes, P. Dendooven, K. T. Flanagan, D. H. Forest, J. A. R. Griffith, J. Huikari, A. Jokinen, R. Moore, A. Nieminen, G. Tungate, S. Zemlyanoi, and J. Äystö. Laser spectroscopy of cooled zirconium fission fragments. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :082501, Aug 2002. doi : 10.1103/PhysRevLett.89.082501. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.082501>.
- [34] G. Jung. *Kernspektroskopie an neutronenreichen Rubidium-Spaltprodukten mit gerader Massenzahl*. PhD thesis, Justus Liebig-Universität, Giessen, 1980.
- [35] T. A. Khan, W. D. Lauppe, H. A. Selič, H. Lawin, G. Sadler, M. Shaanan, and K. Sistemich. Study of the excited 0^+ states through conversion electron spectroscopy of neutron rich Zr and Mo fission products. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 275(3) :289–296, September 1975. doi : 10.1007/BF01409298.
- [36] G. Jung, B. Pfeiffer, P. Hungerford, S.M. Scott, F. Schussler, E. Monnard, J.A. Pinston, L.J. Alquist, H. Wollnik, and W.D. Hamilton. The level structure of 96y from the decay of 96sr . *Nuclear Physics A*, 352(1) :1–12, 1981. ISSN 0375-9474. doi : [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(81\)90554-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(81)90554-6). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947481905546>.
- [37] F. Schussler, J.A. Pinston, E. Monnard, A. Moussa, G. Jung, E. Koglin, B. Pfeiffer, R.V.F. Janssens, and J. van Klinken. Discovery of a very low-lying 0^+ state in 98sr and shape coexistence implication in 98sr . *Nuclear Physics A*, 339(3) :415–428, 1980. ISSN 0375-9474. doi : [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(80\)90024-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(80)90024-X). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594748090024X>.
- [38] K. Sistemich, G. Sadler, T. A. Khan, H. Lawin, W. D. Lauppe, H. A. Selič, F. Schussler, J. Blachot, E. Monnard, J. P. Bocquet, and B. Pfeiffer. The β -decay of ^{98}Y and the level scheme of ^{98}Zr . *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 281(1-2) :169–181, March 1977. doi : 10.1007/BF01408629.
- [39] F. K. Wohn, John C. Hill, C. B. Howard, K. Sistemich, R. F. Petry, R. L. Gill, H. Mach, and A. Piotrowski. Shape coexistence and level structure of Zr-100 from decay of the low-spin isomer of Y-100. *Phys. Rev. C*, 33 :677–690, 1986. doi : 10.1103/PhysRevC.33.677.
- [40] S. Cruz, P.C. Bender, R. Krücken, K. Wimmer, F. Ames, C. Andreoiu, R.A.E. Austin, C.S. Bancroft, R. Braid, T. Bruhn, W.N. Catford, A. Cheeseman, A. Chester, D.S. Cross, C.Aa. Diget, T. Drake, A.B. Garnsworthy, G. Hackman, R. Kanungo, A. Knapton, W. Korten, K. Kuhn,

- J. Lassen, R. Laxdal, M. Marchetto, A. Matta, D. Miller, M. Moukaddam, N.A. Orr, N. Sachmpazidi, A. Sanetullaev, C.E. Svensson, N. Terpstra, C. Unsworth, and P.J. Voss. Shape coexistence and mixing of low-lying 0^+ states in ^{96}Sr . *Physics Letters B*, 786 :94–99, 2018. ISSN 0370-2693. doi : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.09.031>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269318307329>.
- [41] E. Clément, M. Zielińska, S. Péru, H. Goutte, S. Hilaire, A. Gørgen, W. Korten, D. T. Doherty, B. Bastin, C. Bauer, A. Blazhev, N. Bree, B. Bruyneel, P. A. Butler, J. Butterworth, J. Cederkäll, P. Delahaye, A. Dijon, A. Ekström, C. Fitzpatrick, C. Fransen, G. Georgiev, R. Gernhäuser, H. Hess, J. Iwanicki, D. G. Jenkins, A. C. Larsen, J. Ljungvall, R. Lutter, P. Marley, K. Moschner, P. J. Napiorkowski, J. Pakarinen, A. Petts, P. Reiter, T. Renstrøm, M. Seidlitz, B. Siebeck, S. Siem, C. Sotty, J. Srebrny, I. Stefanescu, G. M. Tveten, J. Van de Walle, M. Vermeulen, D. Voulot, N. Warr, F. Wenander, A. Wiens, H. De Witte, and K. Wrzosek-Lipska. Low-energy coulomb excitation of $^{96,98}\text{Sr}$ beams. *Phys. Rev. C*, 94 :054326, Nov 2016. doi : 10.1103/PhysRevC.94.054326. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.94.054326>.
- [42] J. Park, A. B. Garnsworthy, R. Krücken, C. Andreoiu, G. C. Ball, P. C. Bender, A. Chester, A. Close, P. Finlay, P. E. Garrett, J. Glistler, G. Hackman, B. Hadinia, K. G. Leach, E. T. Rand, S. Sjue, K. Starosta, C. E. Svensson, and E. Tardiff. Shape coexistence and evolution in ^{98}Sr . *Phys. Rev. C*, 93 :014315, Jan 2016. doi : 10.1103/PhysRevC.93.014315. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.93.014315>.
- [43] K.L. Kratz, H. Ohm, A. Schröder, et al. The beta-decay of ^{95}Rb and ^{97}Rb . *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 312 :43–57, 1983. doi : 10.1007/BF01411659.
- [44] J.N. Wilson, D. Thisse, M. Lebois, et al. Evidence for the mechanism of angular momentum generation in nuclear fission. *Nature*, 2020.
- [45] P. Van Duppen. Isotope Separation On Line and Post Acceleration, 2006. Lect. Notes Phys. 700, 37-77.
- [46] S. Essabaa et al. Photo-fission for the production of radioactive beams alto project. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204 :780 – 784, 2003. doi : 10.1016/S0168-583X(03)00502-0. 14th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [47] J. Guillot, B. Roussière, S. Tusseau-Nenez, D. Grebenkov, N. Barré-Boscher, E. Borg, and J. Martin. Development of radioactive beams at ALTO : Part 2. Influence of the UCx target microstructure on the release properties of fission products. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 440 :1–10, 2019. doi : 10.1016/j.nimb.2018.11.039.
- [48] Julien Guillot, Brigitte Roussière, Sandrine Tusseau-Nenez, Denis S. Grebenkov, and Maxime Ignacio. Influence of density and release properties of ucx targets on the fission product yields at

- alto. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 468 :1 – 7, 2020. doi : 10.1016/j.nimb.2020.02.016.
- [49] V.S. Kolhinen, M. Bussmann, D. Habs, J.B. Neumayr, U. Schramm, C. Schürmann, M. Sewtz, J. Szerypo, and P.G. Thirolf. Milltrap : A penning trap facility for high-accuracy mass measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(19) :4547 – 4550, 2008. doi : 10.1016/j.nimb.2008.05.100. Proceedings of the XVth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [50] Asénath Etilé Étilé. *Etude de la structure nucléaire de noyaux exotiques à ALTO : développements et résultats de deux nouvelles installations*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, December 2014.
- [51] D. Yordanov et al. The LINO setup commissioning, 2019.
- [52] A Etilé, David Verney, N. Arsenyev, J Bettane, Ivan Borzov, Maher Cheikh Mhamed, P. Cuong, Clement Delafosse, F Didierjean, C. Gaulard, Nguyen Van Giai, A Goasduff, Fadi Ibrahim, K. Kolos, C. Lau, Maruya Niikura, S. Roccia, A. Severyukhin, D. Testov, and Victor Voronov. Low lying intruder and tensor driven structures in 82 as revealed by β -decay at a new movable-tape-based experimental setup. *Physical Review C*, 91 :064317, 06 2015. doi : 10.1103/PhysRevC.91.064317.
- [53] Dmitry Testov. *Effect of shell closure $N = 50$ and $N = 82$ on the structure of very neutron-rich nuclei produced at ALTO : measurements of neutron emission probabilities and half lives of nuclei at astrophysical r -processes path*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, January 2014.
- [54] Eurogam — a high efficiency escape suppressed spectrometer array. *Nuclear Physics A*, 520 :c657–c667, 1990. ISSN 0375-9474. doi : [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(90\)91182-Q](https://doi.org/10.1016/0375-9474(90)91182-Q). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594749091182Q>. Nuclear Structure in the Nineties.
- [55] N. Baba and K. Kanaya. General theory of the magnetic einzel lens based on the axial field distribution model $h(z) = h_0 c |z/a|^{m-1} / (1 + |z/a|^{2m})$. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 12(6) :525–537, jun 1979. doi : 10.1088/0022-3735/12/6/019.
- [56] Hamamatsu Photonics K.K. Metal package photomultiplier tube R7400U Series, 2001.
- [57] Hamamatsu Photonics K.K. *Photomultiplier tubes, Basics and Applications (3rd edition)*. 2007.
- [58] Saint-Gobain. *Organic Scintillation Materials and Assemblies*. 2001.
- [59] Saint-Gobain. BC-400,BC-404,BC-408,BC-412,BC-416 Premium Plastic Scintillators data-sheet, 2005.
- [60] L. Thornill. Technologie des compteurs à scintillations. *CERN, Rapport Interne*, 83(5) :1–38, 1983.

- [61] Jean-Pierre Ballini. Spectres d'impulsions à "un photoélectron" des photomultiplicateurs. *Nuclear Instruments and Methods*, 116(1) :109–121, 1974. ISSN 0029-554X. doi : [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(74\)90586-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(74)90586-2).
- [62] E.H. Bellamy, G. Bellettini, J. Budagov, F. Cervelli, I. Chirikov-Zorin, M. Incagli, D. Lucchesi, C. Pagliarone, S. Tokar, and F. Zetti. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 339(3) :468–476, 1994. ISSN 0168-9002. doi : [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90183-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90183-X).
- [63] Glenn G. Colvin and Klaus Schreckenbach. Precise conversion electron intensities of ^{152}Eu decay for detector calibration purposes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 228 : 365–368, jan 1985.
- [64] G. Gilmore. *Practical Gamma-ray Spectroscopy*. Wiley, 2011. ISBN 9781119964698. URL <https://books.google.fr/books?id=S0Dy4hjkmmMC>.
- [65] Lloyd A. Currie. Limits for qualitative detection and quantitative determination. application to radiochemistry. *Analytical Chemistry*, 40(3) :586–593, 1968. doi : 10.1021/ac60259a007.
- [66] Le projet frisal : Front-end robotisé pour isol-alto. URL <https://alto.ijclab.in2p3.fr/developpements-actuels/frisal-phase-2/>.
- [67] Matthieu Lebois. *Structure des noyaux de germanium et de gallium riches en neutrons au-delà de $N = 50$ à ALTO*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, September 2008. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00384836>.
- [68] Leonardo Guerro, Nives Blasi, and Alessandro Saltarelli. Electron backscattering on si(li) detectors and determination of the transmission curve of a mini-orange spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 739 :32–43, 2014. ISSN 0168-9002. doi : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.12.034>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213017257>.
- [69] G. Jung, B. Pfeiffer, L. J. Alquist, H. Wollnik, P. Hungerford, S. M. Scott, and W. D. Hamilton. Gamma-gamma angular correlations of transitions in ^{94}Sr and ^{96}Sr . *Phys. Rev. C*, 22 :252–263, Jul 1980. doi : 10.1103/PhysRevC.22.252. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.22.252>.
- [70] H. Mach, G. Molnár, S. W. Yates, R. L. Gill, A. Aprahamian, and R. A. Meyer. Intruder state collectivity at a double subshell closure from the beta decay of 0^- ^{96}Yb to the levels of ^{96}Zr . *Phys. Rev. C*, 37 :254–264, Jan 1988. doi : 10.1103/PhysRevC.37.254. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.37.254>.

- [71] B. Fogelberg. Evidence for a $j = 0+$ first excited state of ^{98}Zr through a measurement of internal conversion electrons from fission products. *Physics Letters B*, 37(4) :372–374, 1971. ISSN 0370-2693. doi : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(71\)90206-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(71)90206-1). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269371902061>.
- [72] J. van Klinken, J. Oomkes, and W. Z. Venema. Monopole transitions in fission fragments with $A = 98$ after (α, f) reactions. Technical Report KVI 1982 Ann,P55, 1983.
- [73] J. van Klinken. Private Communication, 1983.
- [74] K. Hübenthal, E. Monnand, and A. Moussa. Excited states of ^{98}Mo in the radioactive decay of ^{98}Nb isomers. *Nuclear Physics A*, 128(2) :577–593, 1969. ISSN 0375-9474. doi : [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(69\)90424-2](https://doi.org/10.1016/0375-9474(69)90424-2). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947469904242>.
- [75] T. Kibédi, T.W. Burrows, M.B. Trzhaskovskaya, P.M. Davidson, and C.W. Nestor. Evaluation of theoretical conversion coefficients using bricc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 589(2) : 202–229, 2008. ISSN 0168-9002. doi : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.02.051>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208002520>.
- [76] Paul E. Garrett, Magda Zielińska, and Emmanuel Clément. An experimental view on shape coexistence in nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 124 :103931, 2022. doi : 10.1016/j.pnpnp.2021.103931. URL <https://hal.science/hal-03584676>.
- [77] M.S. Rapaport and A. Gayer. Decay of mass-separated ^{143}Cs and ^{143}Ba . *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 36(9) :689–697, 1985. ISSN 0020-708X. doi : [https://doi.org/10.1016/0020-708X\(85\)90038-9](https://doi.org/10.1016/0020-708X(85)90038-9). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0020708X85900389>.
- [78] A. Gottardo, D. Verney, C. Delafosse, et al. First evidence of shape coexistence in the ^{78}Ni region : Intruder 0_2^+ state in ^{80}Ge . *Phys. Rev. Lett.*, 116 :182501, May 2016. doi : 10.1103/PhysRevLett.116.182501. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.182501>.
- [79] F. H. Garcia, C. Andreoiu, G. C. Ball, A. Bell, A. B. Garnsworthy, F. Nowacki, C. M. Petrache, A. Poves, K. Whitmore, F. A. Ali, N. Bernier, S. S. Bhattacharjee, M. Bowry, R. J. Coleman, I. Dillmann, I. Djianto, A. M. Forney, M. Gascoine, G. Hackman, K. G. Leach, A. N. Murphy, C. R. Natzke, B. Olaizola, K. Ortner, E. E. Peters, M. M. Rajabali, K. Raymond, C. E. Svensson, R. Umashankar, J. Williams, and D. Yates. Absence of low-energy shape coexistence in ^{80}Ge : The nonobservation of a proposed excited 0_2^+ level at 639 keV. *Phys. Rev. Lett.*, 125 :172501, Oct 2020. doi : 10.1103/PhysRevLett.125.172501. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.172501>.
- [80] X. F. Yang, C. Wraith, L. Xie, et al. Isomer shift and magnetic moment of the long-lived $1/2^+$ isomer in $^{79}\text{Zn}_{49}$: Signature of shape coexistence near ^{78}Ni . *Phys. Rev. Lett.*, 116 :182502, May 2016. doi : 10.1103/PhysRevLett.116.182502.

- [81] Delafosse, C., Goasduff, A., Kankainen, A., Verney, D., Al Ayoubi, L., Beliuskina, O., Cañete, L., Eronen, T., de Groote, R. P., Hukkanen, M., Ibrahim, F., Illana, A., Jaries, A., Lalanne, L., Moore, I. D., Nesterenko, D., Penttilä, H., Rinta-Antila, S., de Roubin, A., Thisse, D., Thoër, R., and Tocabens, G. First trap-assisted decay spectroscopy of the ^{81}Ge ground state. *Eur. Phys. J. A*, 58(3) :51, 2022. doi : 10.1140/epja/s10050-022-00698-7. URL <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00698-7>.