



**HAL**  
open science

# Etude de la Structure des Noyaux Riches en Neutrons autour du Noyau Doublement Magique $^{78}\text{Ni}$

Tatjana Faul

► **To cite this version:**

Tatjana Faul. Etude de la Structure des Noyaux Riches en Neutrons autour du Noyau Doublement Magique  $^{78}\text{Ni}$ . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2007. Français. NNT: . tel-00610309

**HAL Id: tel-00610309**

**<https://theses.hal.science/tel-00610309v1>**

Submitted on 21 Jul 2011

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

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

# THESE

présentée

devant l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

pour l'obtention du grade de

**Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg**

Mention **PHYSIQUE SUBATOMIQUE**

par

**Tatjana FAUL**

## **Etude de la Structure des Noyaux Riches en Neutrons autour du Noyau Doublement Magique $^{78}\text{Ni}$**

Soutenue le 14 Décembre 2007 devant la commission d'examen.

Composition du jury :

*Président*

Jerzy DUDEK Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

*Rapporteurs*

Giacomo DE ANGELIS Directeur de Recherche au Laboratori Nazionali di Legnaro (Italie)

Florent HAAS Directeur de Recherche à l'IPHC-DRS

Mark HUYSE Professeur à la Katholieke Universiteit Leuven (Belgique)

*Examineurs*

Jean-Charles THOMAS Chargé de Recherche au GANIL

Gilbert DUCHÊNE Directeur de Recherche à l'IPHC-DRS (Directeur de thèse)



# Remerciements

Une thèse, c'est trois ans de sa vie, trois ans de découvertes, trois ans de rencontres diverses et variées, d'amitiés, de moments partagés avec les autres thésards, de coups de blues et de grandes satisfactions. Ces trois années-là furent plus intenses, plus vivantes et plus exaltantes que toutes les autres, car c'est une vie en plus condensé. Durant ces années j'ai eu l'opportunité de croiser bon nombre de personnes qui ont contribué à leur manière à la réussite de cette thèse. Par cette entrée en matière je tiens à les en remercier. En effet, un moment émouvant pour le docteur est le moment où il entreprend d'écrire ses remerciements. Tout d'abord, cela signifie que la thèse avec toutes ses tensions et appréhensions est derrière soi, ce qui est à la fois très agréable et empreint d'une certaine nostalgie. Ensuite, cela permet de remercier toutes les personnes qui ont supporté nos humeurs dépressives des derniers mois.

La première personne que je tiens à remercier est Gilbert Duchêne, mon *chef*, qui a su me laisser la liberté nécessaire à l'accomplissement de mes travaux tout en gardant un oeil critique et un esprit d'ouverture. En effet, il m'a laissée vagabonder vers la décroissance  $\beta$ , en m'accompagnant dans cette aventure où nous étions tous deux néophytes. Sa confiance et ses encouragements d'avant et d'après thèse me poussent à persister dans la voie de la recherche... merci à vous (*et oui, on ne se refait pas!* 😊)

S'il est beaucoup de personnes que l'on qualifie à tort de sage ou de savant, ce n'est pas le cas avec Florent Haas (mais pas si sage que cela!! 😊). Il sait, cherche, transmet; il écoute, comprend, tempère. Il a toujours montré de l'intérêt pour mes travaux et répondu à mes sollicitations lorsque le besoin s'en faisait sentir. J'espère que cette thèse sera un remerciement suffisant au soutien et à la confiance sans cesse renouvelée dont il a fait preuve à mon égard. En outre, aller en "*manip*" avec lui est l'assurance d'avoir des fous rires à répétition... entre le coup du "*but I have my card inside*" au péage de Milan et "*Florent speaking*" sur un vieux téléphone de Legnaro rangé et non branché alors que le bon téléphone était juste devant lui, j'ai eu l'occasion de bien muscler mes abdos, simplement par le rire.

Il y a également des rencontres décisives lors d'une thèse : celle de Jean-Charles Thomas est de celles-ci. En effet, un innocent poster présenté à la GANIL week en Juin 2006, a changé le cours de ma thèse. Merci Jean-Charles de m'avoir fait confiance alors que l'on ne se connaissait absolument pas. Grâce à notre rencontre, j'ai eu l'opportunité de m'élancer à l'assaut de nouvelles données qui ont considérablement contribué à enrichir ma thèse ainsi que ma culture scientifique. Merci également d'avoir toujours répondu à mes questions (malgré la distance) et ce même tard dans la nuit.

Je suis très reconnaissante à Frédéric Nowacki, expert ès Modèle en Couches, de m'avoir initiée à cet art subtil. Je dois avouer que souvent, lors de discussions, j'ai eu l'impression de nager, voire de couler, mais grâce à ta gentillesse (malgré la naïveté de mes questions), j'ai pu m'accrocher pour (un peu) mieux appréhender cet aspect théorique.

Je tiens à remercier tout particulièrement les membres de mon jury (pour certains venus de loin), Giacomo de Angelis, Mark Huyse, Florent Haas, Jean-Charles Thomas, présidé par Jerzy Dudek. Leurs commentaires et questions m'ont permis de clarifier ma rédaction et m'ont donné de nouvelles pistes de réflexion.

Mais une thèse, ce n'est pas que du travail, c'est également de l'humain... J'ai pour cela pleinement profité de l'agréable ambiance créée par les joyeux lurons du groupe CAN (Couches et Amas dans les Noyaux) : en *vrac*, Louise la chef, Sandrine la tanguera, Olivier, Dominique, Marc, Benoît ("*alors ça avance ?*", "*ben ça recule pas*" ☺), Christian, François et Abdou. Chacun à sa manière m'a apporté son aide à un moment ou à un autre...soyez-en remerciés !

Je n'oublierai pas les encouragements et remontées de moral par d'agréables douceurs, prodigués par la maman de l'IPHC, Nicole Gross, qui est la joie de vivre incarnée et le rayon de soleil du groupe.

Enfin, faire une thèse est une aventure réalisée auprès de compagnons de fortune (ou d'infortune, suivant les moments ☺). Leur compagnie et amitié furent cruciales au bon déroulement de ces années charnières. Maintenant que nos chemins se séparent je ne m'en rends compte que trop. Je regrette déjà tous ces moments de rigolade ou de délire qui ont commencé lors du DEA pour ne jamais s'arrêter. Merci à vous, la fine équipe du DEA, Khadija, Arnaud, Didier, Antoine, Vincent, Ludo, Alexandre, pour ces fêtes totalement *foutraques*, conjugant lancers de patates, marches dans les bois à minuit, apéro divers et variés et raclette-parties dans la salle de DEA (suivies de jours et de jours d'odeur de fromage fondu pendant les cours ☺). A notre *entrée* dans le monde des thésards, s'est greffé une autre "*faune*" amicale et amusante, constituée de "*vieilles*" connaissances et de nouvelles rencontres : merci Marie-Delphine (co-présidente avec moi-même du fan club Cookie Dingler !!), je ne conçois pas ma vie sans ta présence amicale, toujours drôle et délirante... merci "*mimi cracra*" Hélène ("*Il fait très froid au Groland*"), et le "*don de Dieu*" Dorothee dont je passe les heures à déchiffrer les mails écrits dans une langue connue d'elle seule ☺... merci "*Jéjé*" Jérôme pour nos grande discussions musicales (et philosophiques) de ma première année de thèse... merci "*le Belge*" Stéphane pour ton humour faisant toujours mouche et Virgile pour avoir mis tant de coeur à l'ouvrage dès qu'il s'agissait de danser avec les filles ☺... Que les vents vous portent vers de merveilleuses aventures personnelles...J'espère que ces années particulières, passées un peu en vase clos mais sans toutefois nous étouffer, contribueront à nous garder amis très longtemps encore !

Enfin, en dehors du "cercle des thésards disparus", le soutien (souvent cahotique mais c'est dans notre nature de continuellement nous chamailler) de "*Lulu*" Guillaume et de "*Jeffounet*" Jeff a été un point d'encrage dans ma vie... merci d'exister et de m'embêter...

Pour finir, je ne remercierai jamais assez ma famille qui compte plus que tout pour moi. Depuis toujours vous êtes derrière moi, plein d'intérêt et d'étoiles dans les yeux quand je vous parle de ce que je fais... même si je sais bien que cela n'est pas toujours simple de comprendre la finalité de mon travail (*non Mamie, je ne fabrique pas de bombes atomiques !!!* ☺).

Je commencerais donc par remercier mes grands-parents maternels (Lili et Emile) et paternels (Christa et Marcel)... J'ai de la chance de tous vous avoir ; vous êtes tous riches d'expériences et de générosité, et j'espère vieillir un peu à votre image : toujours curieux du monde et ayant des caractères bien trempés !

J'ai également le bonheur d'avoir les meilleurs tante et oncle : Arlette et Dany. Plus la date de soutenance avançait, plus leur excitation grandissait. Ils se sont fait une joie de préparer le

"meilleur pot de thèse" avec knacks, vins et jus à profusion, cakes et gâteaux de toutes sortes et j'en oublie la moitié... j'en connais certains qui se sont empiffrés de toutes ces bonnes victuailles et sont repartis avec leur "doggy-bag" 😊!!! Merci à vous deux donc pour votre présence et votre inconditionnel soutien.

Je tiens également à remercier les amis de la famille, dont en particulier Ernest et Jean-Marie que la curiosité et l'amitié ont poussé à venir assister à ma soutenance de thèse (*alors comme ça il paraît que tu avais emmené avec toi une liste de questions à me poser, Ernest ??? 😊*)

Enfin, une pensée plus qu'émue pour toi Maman. Cette thèse est en grande partie la tienne. Tu as eu à quotidiennement me redonner l'envie de finir le travail entrepris. Sans toi, je ne pense pas que j'y serais parvenue. Ton amour et ton exemple m'ont donné le courage nécessaire. Je ne connais personne de plus fort que toi... rien ne t'arrête et avoir eu la chance d'être élevée par une personne aussi brillante n'est pas donné à tout le monde. Chaque jour je m'en rends compte et savoure mon bonheur. J'aurais tant de choses à dire à ton sujet mais je pense qu'elles peuvent aisément être résumées par ces trois mots : *je t'aime*.

Tatjana



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xv</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte Physique</b>	<b>3</b>
1.1 Les nombres magiques . . . . .	3
1.2 Modèle en couches . . . . .	5
1.3 Fermetures de couches loin de la vallée de stabilité . . . . .	7
1.4 Interprétation de ces modifications de magicité . . . . .	8
1.5 Qu'en est-il pour $N = 50$ ? . . . . .	11
1.6 Bases des calculs de modèle en couches . . . . .	11
<b>2 Dispositif expérimental et méthodes d'analyse des expériences réalisées avec CLARA-PRISMA</b>	<b>15</b>
2.1 Production de faisceaux au LNL . . . . .	15
2.2 L'ensemble CLARA-PRISMA . . . . .	16
2.2.1 Les expériences réalisées . . . . .	16
2.2.2 Le spectromètre magnétique PRISMA . . . . .	17
2.3 Multidétecteur CLARA . . . . .	22
2.4 GASP . . . . .	23
2.5 DANTE . . . . .	24
2.6 Acquisition . . . . .	25
2.7 Identification des noyaux d'intérêt . . . . .	25
2.7.1 Etalonnage en énergie . . . . .	31
2.7.2 Correction Doppler . . . . .	31
2.7.3 Correction d'efficacité . . . . .	31
2.7.4 Facteur d'add-back . . . . .	32
<b>3 Analyse des données de réactions profondément inélastiques de Legnaro</b>	<b>35</b>
3.1 Techniques d'analyse . . . . .	35
3.1.1 Rapports d'asymétrie . . . . .	35
3.1.2 Q-values . . . . .	37
3.2 La systématique des noyaux de Germanium pairs . . . . .	39
3.2.1 Le noyau $^{76}\text{Ge}$ . . . . .	39
3.2.2 Le noyau $^{78}\text{Ge}$ . . . . .	45
3.2.3 Le noyau $^{80}\text{Ge}$ . . . . .	54
3.2.4 Le noyau $^{82}\text{Ge}$ . . . . .	57



3.3	Systématique des Germania impairs . . . . .	60
3.3.1	Le noyau $^{77}\text{Ge}$ . . . . .	60
3.3.2	Le noyau $^{79}\text{Ge}$ . . . . .	63
3.3.3	Le noyau $^{81}\text{Ge}$ . . . . .	67
3.4	Systématique des Zn pairs . . . . .	71
3.5	Systématique des Zn impairs . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Expériences de décroissance <math>\beta</math> à ISOLDE</b>	<b>81</b>
4.1	Le site de production ISOLDE au CERN . . . . .	81
4.2	Les différentes sources d'ions . . . . .	82
4.2.1	Ionisation de surface . . . . .	83
4.2.2	RILIS (Resonance Ionization Laser Ion Source) . . . . .	83
4.3	Sélection et transport des ions radioactifs d'ISOLDE . . . . .	84
4.3.1	Les séparateurs en ligne d'ISOLDE . . . . .	84
4.3.2	La ligne de transport du faisceau . . . . .	84
4.4	Spectroscopie $\beta$ - $\gamma$ . . . . .	85
4.4.1	Généralités concernant la décroissance $\beta$ des noyaux riches en neutrons . . . . .	85
4.4.2	Transitions de Fermi et de Gamow-Teller . . . . .	86
4.4.3	Formalisme pour les transitions permises . . . . .	87
4.5	Description du dispositif expérimental de coïncidences $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$ . . . . .	88
4.6	Modes d'opération . . . . .	90
4.7	Détermination de l'efficacité relative de détection pour l'expérience I09 . . . . .	92
4.8	Effets de somme . . . . .	93
4.9	Conditions . . . . .	94
4.10	Soustraction de fond . . . . .	96
<b>5</b>	<b>Décroissance du <math>^{75}\text{Cu}</math></b>	<b>99</b>
5.1	Historique des expériences portant sur le $^{75}\text{Cu}$ . . . . .	99
5.2	Les données de rayonnement $\gamma$ . . . . .	99
5.3	Schéma de décroissance . . . . .	107
5.4	Assignation des spins . . . . .	111
5.5	Demi-vie . . . . .	112
<b>6</b>	<b>Analyse du <math>^{73}\text{Cu}</math></b>	<b>115</b>
6.1	Historique des expériences portant sur le $^{73}\text{Cu}$ . . . . .	115
6.2	Analyse des données ISOLDE . . . . .	116
6.3	Schéma de décroissance . . . . .	127
6.4	Détermination de la durée de vie . . . . .	130
6.5	Discussion . . . . .	131
<b>7</b>	<b>Analyse du <math>^{71}\text{Cu}</math></b>	<b>133</b>
7.1	Historique . . . . .	133
7.2	Décroissance du $^{71}\text{Cu}$ . . . . .	134
7.3	Schéma de décroissance . . . . .	141
7.4	Assignation de spin . . . . .	144
7.5	Détermination de la demi-vie . . . . .	144
<b>8</b>	<b>Interprétation des résultats</b>	<b>147</b>
8.1	Modifications apportées à l'interaction . . . . .	147
8.2	Discussion sur les Germania et Zincs pairs . . . . .	149
8.3	Décroissance $\beta$ des Cuivres impairs . . . . .	151
8.3.1	Décroissance du $^{71}\text{Cu}$ . . . . .	152

---

8.3.2	Décroissance du $^{73}\text{Cu}$ . . . . .	155
8.3.3	Décroissance du $^{75}\text{Cu}$ . . . . .	155
8.3.4	Effets de la force tenseur dans d'autres régions de masse . . . . .	156
8.3.5	Demi-vies . . . . .	160
<b>Perspectives et conclusion</b>		<b>163</b>
<b>A ISOLDE</b>		<b>165</b>
<b>B Schéma de décroissance du <math>^{75}\text{Ga}</math></b>		<b>167</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>169</b>



# Table des figures

1	Charte des nuclides. . . . .	2
1.1	Différence entre les énergies de liaison expérimentales et calculées dans le cadre du modèle de la goutte liquide en fonction du nombre de neutrons dans les noyaux. . . . .	4
1.2	Compilation de $B(E2)$ des noyaux pairs-pairs pour différentes chaînes isotopiques. Ces données sont issues du travail de répertoration mené par S.Raman et al. [45]. . . . .	5
1.3	Modèle en couches nucléaire construit sur un potentiel d'oscillateur harmonique	6
1.4	Energies des premiers états $2^+$ pour les chaînes isotopiques du $Mg$ , $S$ et $Si$ . . . . .	7
1.5	Evolution du $B(E2)$ pour la chaîne isotopique $N=20$ . . . . .	8
1.6	Evolution en fonction du nombre de neutrons de l'énergie du premier état excité $2^+$ du $Ni$ , $Zn$ et $Ge$ . . . . .	9
1.7	.Evolution du $B(E2)$ pour les chaînes isotopiques des $Ni$ , $Zn$ et $Ge$ . . . . .	10
1.8	A gauche : a) Représentation schématique de l'interaction monopolaire produite par la force tenseur entre un proton dans $j_{>, <} = \ell \pm 1/2$ et un neutron dans $j'_{>, <} = \ell' \pm 1/2$ . b) Processus d'échange contribuant à l'interaction monopolaire de la force tenseur. A droite : Representation intuitive de la force tenseur agissant sur deux nucléons sur les orbitales $j$ et $j'$ [40]. . . . .	10
1.9	ESPE proton en fonction du nombre de neutrons. . . . .	11
1.10	Représentation des orbitales formant le coeur, l'espace de valence et l'espace externe. . . . .	13
2.1	Schéma du système d'accélération, formé du TANDEM et de ALPI, au LNL de Legnaro. . . . .	16
2.2	Vue du spectromètre magnétique PRISMA accompagné du multidétecteur CLARA.	17
2.3	Vue schématique du spectromètre magnétique PRISMA. . . . .	19
2.4	MCP de PRISMA. . . . .	20
2.5	MWPPAC de PRISMA. . . . .	20
2.6	Chambre à ionisation de PRISMA. . . . .	21
2.7	A gauche, vue du multidétecteur CLARA avec la chambre à réaction. A droite, plan des positions de l'ensemble des détecteurs composant le multidétecteur CLARA. Les détecteurs 1 à 12 sont placés à $102^\circ$ , les détecteurs 13, 18, 17, 21 sont à $128^\circ$ , les détecteurs 22, 23, 24, 25 sont à $134^\circ$ , les détecteurs 14, 16, 19, 20 sont à $154^\circ$ , et enfin le détecteur 15 se place à $180^\circ$ . . . . .	22
2.8	Vues du multidétecteur GASP. . . . .	23
2.9	Projection totale corrigée du Doppler pour le $^{84}Se$ obtenue avec DANTE. . . . .	24
2.10	Spectre obtenu en ayant gaté sur la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ à 1455 keV. . . . .	24
2.11	Schéma logique pour CLARA-PRISMA. . . . .	25
2.12	Matrice représentant l'entrée du MCP. On pose une banane sur cette matrice dans le but d'enlever le bruit du MCP et de se limiter ainsi à l'aire active du MCP. . . . .	26

2.13	Cette matrice représente les événements à la fois détectés dans le MCP et dans le PPAC. Si la résolution du TOF est bonne, la croix et les vis sont clairement visibles.	26
2.14	Matrice TOF vs X corrigée.	26
2.15	Spectre bidimensionnel représentant en abscisse la distance dans les chambres à ionisation et en ordonnée l'énergie totale déposée. Il permet une identification des différents Z.	27
2.16	Spectre bidimensionnel obtenu pour un élément chimique donné (ici $Z=34$ ), représentant en abscisse le rapport entre le rayon de courbure de la trajectoire des fragments et la vitesse de ces derniers et en ordonnée l'énergie totale déposée dans les chambres à ionisation.	28
2.17	Matrice représentant en abscisse la distribution en masse et en ordonnée la distribution d'états de charge pour $Z=34$ , correspondant au faisceau.	29
2.18	Projection $\gamma$ totale obtenue lors de l'expérience $^{82}\text{Se} + ^{192}\text{Os}$ avec GASP.	29
2.19	Distributions en masse pour $Z = 24$ à $Z = 43$ .	30
2.20	Courbe d'efficacité relative du multi-détecteur CLARA déterminée à partir d'une source mixte de $^{152}\text{Eu}$ , de $^{56}\text{Co}$ et de $^{133}\text{Ba}$ . Sur cette courbe on ne tient pas compte de l'add-back.	32
2.21	Efficacités absolues pour le mode direct, les coïncidences doubles et le mode de détection totale d'un détecteur Clover en fonction de l'énergie des raies $\gamma$ . L'efficacité photopic d'un détecteur EUROGAM Phase I est également représentée.	33
2.22	Facteur additionnel $f$ en fonction de l'énergie des raies $\gamma$ pour un Clover.	33
2.23	Courbes d'efficacité relative du multi-détecteur CLARA déterminée à partir d'une source mixte de $^{152}\text{Eu}$ , de $^{56}\text{Co}$ et de $^{133}\text{Ba}$ . On peut voir en bleu la courbe d'efficacité déjà obtenue en figure 2.20. En rouge est représentée l'efficacité relative de CLARA corrigée du facteur d'add-back.	34
3.1	Nombre de coups comptés par cristal Ge dans le cas du $^{78}\text{Ge}$ . Les accolades rouges montrent les cristaux appartenant à une même couronne. Comme on peut le voir, il manque deux détecteurs (soit 8 cristaux) sur les 25 que compte CLARA. Ces derniers ont en effet du être enlevés lors de cette expérience, car se trouvant sur la ligne du faisceau. Les cristaux 64 à 71 (soit les détecteurs 4 et 5) ont un taux de comptage très supérieur à celui des autres cristaux. Ceci est explicable par le fait que ces détecteurs se trouvent à $0^\circ$ par rapport au faisceau. Il semblerait qu'un mauvais blindage du beam-dump fasse augmenter le fond d'un facteur avoisinant 3.	36
3.2	Distribution des spectres de Q-values, conditionnés pour quelques transitions observées dans le noyau $^{78}\text{Ge}$ . On observe un décalage de plus en plus marqué vers la droite par rapport au spectre de Q-values correspondant à la raie de 619 keV, qui désexcite l'état $2^+$ vers l'état fondamental.	37
3.3	Courbes de calibration, résultantes des Q-values, pour les isotopes pairs de Ge.	38
3.4	Distribution des masses mesurée pour les isotopes de Ge.	39
3.5	Spectre $\gamma$ du noyau $^{76}\text{Ge}$ tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge les transitions découvertes lors de cette analyse.	40
3.6	Spectres $\gamma$ dérivant de doubles sélections sur le cube $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$ des données GASP. Le symbole $\blacktriangledown$ pointe les lignes provenant du $^{190}\text{Pt}$ , $\bullet$ indique une contamination du $^{192}\text{Pt}$ , et $+$ montre les raies appartenant au $^{194}\text{Pt}$ . Sur le spectre du bas, le symbole $\blacksquare$ indique une raie provenant d'une pollution par le $^{198}\text{Pt}$ .	42
3.7	Schéma de niveaux déduit de nos données recueillies auprès de CLARA-PRISMA.	43
3.8	Projection $\gamma$ - $\gamma$ diverses des données GASP. Les énergies projetées sur le cube $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$ sont spécifiées en rouge dans le coin du haut à droite.	44

3.9	Spectre $\gamma$ du $^{78}\text{Ge}$ tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge les transitions découvertes lors de cette analyse. . . . .	45
3.10	Différents jeux de coïncidences pour la cascade Yrast des raies $\gamma$ du noyau $^{78}\text{Ge}$ dans les données GASP. Le symbole $\blacktriangledown$ pointe les lignes provenant du $^{190}\text{Pt}$ , le symbole $\bullet$ indique une contamination du $^{192}\text{Pt}$ , et $+$ montre les raies appartenant au $^{194}\text{Pt}$ . . . . .	50
3.11	Somme des permutations de doubles gates sur les données GASP pour la même cascade 618, 950, 1178 et 966. Les symboles indiquant les contaminations sont les mêmes que ceux utilisés à la figure 3.10. . . . .	51
3.12	Différents jeux de coïncidences sur les données GASP pour la cascade mettant en scène les transitions $\gamma$ 619, 457, 567, 1024, 441, et 535 keV du $^{78}\text{Ge}$ . . . . .	52
3.13	Schéma de niveaux du $^{78}\text{Ge}$ déduit de l'analyse de données CLARA-PRISMA et GASP. . . . .	53
3.14	Spectre $\gamma$ du noyau $^{80}\text{Ge}$ tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge la transition mise au jour lors de cette analyse. L'insertion est un zoom de la zone entourant le pic à 1505 keV. Pour ce spectre en énergie une soustraction de fond par la projection totale pour $Z=32$ a été utilisée. . . . .	54
3.15	Spectres $\gamma$ dérivant de la projection des transitions à 1083 et 1235 keV dans les données GASP. Cela révèle le lien de coïncidence entre les raies $\gamma$ 659, 467, 1083, 1235 keV du $^{80}\text{Ge}$ . Le symbole $\blacksquare$ indique une raie provenant d'une pollution par le $^{191}\text{Pt}$ . . . . .	56
3.16	Schéma de niveaux du noyau $^{80}\text{Ge}$ déduit des données CLARA-PRISMA et GASP. La transition de 1505 keV est tentativement placée au sommet de la cascade Yrast. . . . .	56
3.17	Spectre $\gamma$ du noyau $^{82}\text{Ge}$ tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge la transition mise au jour lors de cette analyse. En insertion est représenté le spectre $\gamma$ fond soustrait centré sur le pic à 1801 keV. . . . .	57
3.18	Schéma de niveaux du noyau $^{82}\text{Ge}$ déduit des données CLARA-PRISMA et GASP. La transition de 1801 keV est tentativement placée au sommet de la cascade Yrast. . . . .	59
3.19	Spectre $\gamma$ du $^{77}\text{Ge}$ tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge les transitions découvertes lors de cette analyse. . . . .	60
3.20	Schéma de niveaux du $^{77}\text{Ge}$ . Les étoiles placées à côté de l'énergie de certaines transitions indiquent des transitions nouvellement placées. . . . .	62
3.21	Spectre $\gamma$ du $^{79}\text{Ge}$ tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge les transitions découvertes lors de cette analyse. . . . .	63
3.22	Projections du spectre de Q-values sur le spectre $\gamma$ . . . . .	65
3.23	Schéma de niveaux expérimental et théorique du $^{79}\text{Ge}$ . . . . .	66
3.24	Spectre du $^{81}\text{Ge}$ tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge les transitions découvertes lors de cette analyse. . . . .	67
3.25	Projections du spectre de Q-values sur le spectre $\gamma$ . . . . .	68
3.26	Schéma de niveaux expérimental et théorique du $^{81}\text{Ge}$ . . . . .	70
3.27	Spectres $\gamma$ du $^{70}\text{Zn}$ (a) et $^{72}\text{Zn}$ (b) tiré des données CLARA-PRISMA. . . . .	71
3.28	Spectre $\gamma$ du $^{74}\text{Zn}$ tiré des données CLARA-PRISMA. . . . .	72
3.29	Schéma de niveaux du $^{74}\text{Zn}$ déduit de notre analyse. . . . .	73
3.30	Spectre $\gamma$ du $^{76}\text{Zn}$ tiré des données CLARA-PRISMA. . . . .	74
3.31	Schéma de niveaux expérimental et théorique du $^{76}\text{Zn}$ . . . . .	75
3.32	Spectre $\gamma$ du $^{73}\text{Zn}$ obtenu à l'aide de CLARA-PRISMA. . . . .	76

3.33	Schéma de niveaux expérimental du noyau $^{73}\text{Zn}$ . . . . .	77
3.34	Spectre $\gamma$ du $^{75}\text{Zn}$ tiré des données CLARA-PRISMA. . . . .	78
3.35	Spectre $\gamma$ du $^{77}\text{Zn}$ tiré des données CLARA-PRISMA. . . . .	79
3.36	Schéma de niveaux proposé pour le noyau $^{77}\text{Zn}$ . . . . .	80
4.1	Vue du hall ISOLDE au CERN. Le faisceau de proton bombarde au choix une des deux cibles de production (GPS ou HRS). Dans notre cas, il s'agit du séparateur en masse GPS, qui est abrité derrière un mur de béton. L'ensemble est enterré sous 8 mètres de terre pour des raisons de radioprotection. . . . .	81
4.2	Vues schématiques des différentes méthodes d'ionisation mises en oeuvre à ISOLDE [29]. . . . .	82
4.3	Schema d'excitation pour l'ionisation du cuivre. Dans cette expérience, seul le processus d'ionisation en "deux étapes" a été utilisé. . . . .	82
4.4	Vue schématique de RILIS (Resonance Laser Ion Source) à ISOLDE. . . . .	83
4.5	Vue schématique du séparateur de masses GPS en aval de l'ensemble cible-source. . . . .	85
4.6	Vue schématique de la géométrie du dispositif de coïncidences $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$ . . . . .	89
4.7	Signaux électroniques générés pour une coïncidence entre les signaux 1 et 3. . . . .	90
4.8	Principe d'acquisition des données. . . . .	91
4.9	Efficacité absolue de détection $\gamma$ à courte distance, 4 et 6 mm pour $\text{Ge}_{\text{Left}}$ et $\text{Ge}_{\text{Right}}$ , respectivement. Les points ont été déterminés par les simulations GEANT. . . . .	92
4.10	En haut, efficacité relative obtenue pour le détecteur Ge droit à courte distance ; en-dessous, efficacité relative obtenue pour le détecteur gauche à courte distance. Ces courbes ont été normalisées par rapport à l'efficacité à 500 keV. . . . .	94
4.11	Spectres de la différence de temps entre les signaux enregistrés par deux détecteurs distincts a) pour une coïncidence $\gamma$ - $\gamma$ et b)-c) pour une coïncidence $\beta$ - $\gamma$ (avec les détecteur $\text{Ge}_{\text{Right}}$ et $\text{Ge}_{\text{Left}}$ , respectivement). . . . .	95
4.12	Spectre du $^{75}\text{Zn}$ centré autour d'une des raies principales à 420 keV appartenant à la décroissance du $^{75}\text{Cu}$ . . . . .	96
4.13	Spectres obtenus dans la décroissance du $^{75}\text{Cu}$ . Comparaison des spectres obtenus en coïncidence avec la raie à 420 keV (à gauche) et 109 keV (à droite) : en haut, spectres conditionnés Tac $\gamma$ - $\gamma$ prompt et en bas spectres Tac $\gamma$ - $\gamma$ retardé. . . . .	97
5.1	Spectres singles de la masse A=75 avec le laser en mode on (en bleu) et off (en rouge). Le détecteur utilisé possède une efficacité relative de 64%. Toute la statistique n'est pas montrée. Les étoiles (*) surmontant les pics désignent des raies $\gamma$ issues de l'ionisation de surface du $^{75}\text{Ga}$ . D'autres raies $\gamma$ issues de la décroissance d'isotopes implantés à coté de la bande lors de runs précédents sont mises en évidence : décroissance du $^{75}\text{Ge}$ ( $\blacktriangledown$ ), décroissance du $^{76}\text{Zn}$ ( $\blacksquare$ ), décroissance du $^{76}\text{Ga}$ ( $\blacktriangle$ ), décroissance du $^{60}\text{Co}$ ( $\bullet$ ), décroissance du $^{208}\text{Bi}$ ( $\blacklozenge$ ). . . . .	100
5.2	Spectre représentant la différence entre les spectres singles on-resonance et off-resonance. . . . .	101
5.3	Le spectre single on-resonance (en bleu) de la figure 5.1 est comparé au spectre $\beta$ -gated on-resonance (en rouge). Les pics ayant disparus quand il y a détection simultanée d'un $\beta$ sont mis en évidence par un liseré noir. . . . .	103
5.4	Spectre $\gamma$ obtenu en coïncidence avec la raie à 723 keV corrigée du fond et la détection simultanée d'un $\beta$ . Les figures du haut sont des zooms. . . . .	107
5.5	Projection de la raie à 420 keV corrigée du fond. . . . .	108
5.6	Schéma de décroissance du $^{75}\text{Cu}$ . . . . .	110
5.7	Aires des pics des transitions 193, 420, 723, 345, 799 et 668 keV pour différentes coupures en temps. Les lignes pointillées représentent les fits exponentiels de nos données. . . . .	112

5.8	En haut à gauche, TDC conditionné par la sélection des transitions à 193 keV, 268 keV, 420 keV, 666 keV, 723 keV et 799 keV. La ligne rouge représente le fit exponentiel de nos données. La ligne bleue correspond à l'estimation du fond. La figure en haut à droite montre le même TDC mais rééchantillonné d'un facteur 5. Les deux figures du bas montrent des rééchantillonnages différents : à gauche d'un facteur 10 et à droite d'un facteur 20. . . . .	113
5.9	TDC conditionné par la sélection de la transition à 345 keV. En raison de la faible statistique, l'histogramme a été rebinné d'un facteur 10. La ligne rouge représente le fit exponentiel de nos données. La ligne bleue correspond à l'estimation du fond.	114
5.10	Aires des pics des transitions 228 et 253 keV pour différentes coupures en temps. Ces deux transitions appartiennent à la décroissance du $^{75}\text{Ga}$ . Elles servent à monitorer le temps-mort du système. . . . .	114
6.1	Schéma de décroissance du $^{73}\text{Cu}$ proposé par [25]. Les valeurs de $\log ft$ sont calculées en considérant une valeur de $Q_\beta = 6.25$ MeV. . . . .	117
6.2	Spectre TDC du $^{73}\text{Cu}$ . Sur l'axe des abscisses, un canal correspond à 10 ms. On peut donc mesurer une durée d'implantation d'environ 2 s et une durée de décroissance avoisinant les 4.3 s. Les moments avant l'implantation et après le déplacement de la bande, correspondant à du fond, sont également mis en évidence sur le spectre. . . . .	118
6.3	Spectres TDC conditionnés par les raies $\gamma$ à 195, 218, 298 et 450 keV. . . . .	119
6.4	Comparaison des données singles (en noir) et des données en coïncidence (en rouge) pour la masse $A=73$ . Pour l'ensemble des données, il y a ionisation par lasers. . . . .	120
6.5	Suite. . . . .	121
6.6	Comparaison des spectres $\gamma$ provenant de la projection des zones "Bgr" (fond : spectre noir) et "Decay" (Décroissance : spectre rouge) du spectre TDC (Fig. 6.2), afin de séparer les activités de longue et courte durée de vie. De manière à avoir une meilleure perception visuelle, le spectre "Decay" a été ramené à une échelle commune par un facteur 0.18(3). Sur l'axe des abscisses est représenté la valeur des énergies en keV. Les pics surmontés du symbole $\blacktriangledown$ sont des pics uniquement issus du fond. . . . .	122
6.7	Suite. . . . .	123
6.8	Schéma de décroissance du $^{73}\text{Cu}$ issu de cette analyse. Les valeurs de $\log ft$ tiennent compte de la valeur $Q_\beta = 6.25$ MeV. Sur cette figure est représenté le schéma de décroissance pour des énergies d'excitation inférieures à 2 MeV. Sur la figure ci-contre, le schéma de décroissance est montré jusqu'à une énergie d'excitation de 3.7 MeV. . . . .	128
6.9	En haut à gauche, TDC conditionné par la sélection des transitions à 307, 450, 503, 675 keV. La ligne rouge représente le fit exponentiel de nos données. La ligne bleue correspond à l'estimation du fond. La figure à sa droite montre le même TDC mais rééchantillonné d'un facteur 5. Les deux figures du bas montre des échantillonnages différents : à gauche d'un facteur 10 et à droite d'un facteur 20. . . . .	130
7.1	Le spectre single on-résonance (en bleu) est comparé au spectre singles off-résonance (en rouge). Les raies surmontées d'une étoile représentent des raies contaminantes. . . . .	135
7.2	Suite. . . . .	136
7.3	Le spectre single on-résonance (en bleu) de la figure 7.1 est comparé au spectre $\beta$ -gated on-résonance (en rouge). Les pics ayant disparus quand il y a détection simultanée d'un $\beta$ sont mis en évidence par un liseré noir. . . . .	137



7.4	Spectre $\gamma$ conditionné par la raie à 490 keV, fond soustrait. . . . .	142
7.5	a) Spectre TAC $\gamma$ - $\gamma$ conditionné par la raie à 129 keV dans le détecteur Ge droit et par les raies de 309, 520 et 1503 keV dans le détecteur Ge gauche ; b) Spectre TAC $\gamma$ - $\beta_{\text{oppos}}$ conditionné par la raie à 129 keV, fond soustrait. L'axe des abscisses est exprimé en ms. . . . .	143
7.6	En haut à gauche, TDC conditionné par la sélection des transitions à 470, 490, 585, 595, 674 et 1158 keV. La ligne rouge représente le fit exponentiel de nos données. La ligne bleue correspond à l'estimation du fond. La figure à sa droite montre le même TDC mais rééchantillonné d'un facteur 5. Les deux figures du bas montrent des rééchantillonnages différents : à gauche d'un facteur 10 et à droite d'un facteur 20. . . . .	144
7.7	Schéma de décroissance du $^{71}\text{Cu}$ issu de cette analyse. Les valeurs de $\log ft$ tiennent compte de la valeur $Q_{\beta} = 4.56(4)$ MeV. Sur cette figure est représenté le schéma de décroissance pour des énergies d'excitation inférieures à 2 MeV. Sur la figure ci-contre, le schéma de décroissance est montré jusqu'à une énergie d'excitation de 3 MeV. Les * placés à côté de l'énergie des niveaux, indiquent des états connus précédemment. . . . .	145
8.1	Systématiques expérimentales et théoriques pour les isotopes pairs du Ge. . . . .	148
8.2	Schémas de niveaux expérimentaux et théoriques de $^{79}\text{Ge}$ . . . . .	149
8.3	Systématiques des états Yrasts pour les isotopes pairs de Zinc et Germanium. Les symbols ouverts correspondent aux résultats issus de ce travail. Les résultats expérimentaux (lignes pleines) sont comparés aux calculs de modèle en couches (lignes pointillées). . . . .	150
8.4	Etats liés au modèle en couches pour les noyaux lourds de Cu. L'occupation montrée ici correspond à celle de l'état fondamental du $^{69}\text{Cu}$ . . . . .	152
8.5	Distribution de B(GT) pour des transitions $\beta$ permises vers les états $J = 1/2, 3/2, 5/2$ dans $^{71}\text{Zn}$ en supposant un état fondamental $3/2^-$ pour $^{71}\text{Cu}$ . . . . .	153
8.6	Distributions de B(GT) : en haut, selon les données expérimentales ; en-bas, pour l'ensemble des états $J = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ dans $^{73}\text{Zn}$ , calculés à l'aide du code ANTOINE en supposant un état fondamental $3/2^-$ pour $^{73}\text{Cu}$ . . . . .	153
8.7	Distributions de B(GT) dans $^{75}\text{Zn}$ . En haut, suivant les données expérimentales ; en-bas, suivant les calculs théoriques réalisés en postulant un état fondamental $5/2^-$ pour le noyau-père ; en-bas, suivant les calculs théoriques réalisés en postulant un état fondamental $3/2^-$ pour le noyau-père . . . . .	154
8.8	Systématique des états $1/2^-, 3/2^-, 5/2^-, 9/2^+$ dans les isotopes de Cu de masses impaires ; en a) les énergies d'excitations obtenues expérimentalement ; en b) les valeurs obtenues par calculs de type modèle en couches avec une interaction réaliste, extraites de l'article de Smirnova et al. [54]. . . . .	155
8.9	Sytématique des premiers états $5/2^+$ et $7/2^+$ des isotones $N = 51$ . Les premiers états $2^+$ des coeurs $N = 50$ sont également représentés. Les données sont issues de NNDC. . . . .	156
8.10	Sytématique des premiers états $5/2^+$ et $7/2^+$ des isotones $Z = 51$ . Les premiers états $2^+$ des coeurs $Z = 50$ sont également représentés. Les données sont issues de NNDC. . . . .	157
8.11	Sytématique des premiers états $7/2^-$ et $9/2^-$ des isotones $N = 83$ . Les premiers états $2^+$ des coeurs $N = 82$ sont également représentés. Les données sont issues de NNDC. . . . .	158
8.12	Sytématique des premiers états $3/2^-$ et $5/2^-$ des isotones $N = 29$ . Les premiers états $2^+$ des coeurs $N = 28$ sont également représentés. Les données sont issues de NNDC. . . . .	159

---

8.13	Somme de Ikeda $S^-$ en fonction du nombre de particules et trous dans l'espace de valence. . . . .	160
A.1	Taux de production des isotopes de cuivre riches en neutrons. Pour plus de détails concernant les paramètres expérimentaux, voir le tableau de la figure A.2. . . . .	165
A.2	Production des isotopes riches en neutrons du cuivre à diverse installations de faisceaux radioactifs . . . . .	166
A.3	Schémas d'excitation utilisés auprès de ISOLDE RILIS. IP représente le potentiel d'ionisation pour un Z donné. $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ sont les longueurs d'onde amenant à la première, seconde et troisième étapes dans le processus d'excitation. . . . .	166
B.1	Schéma de décroissance actuellement adopté du $^{75}\text{Ga}$ . . . . .	167



# Introduction

La fin du XIX<sup>ème</sup> siècle a connu une série de découvertes scientifiques qui ont marqué les décennies suivantes. Des connaissances, banales aujourd'hui, telles l'atome et sa structure, étaient à l'époque controversées par les physiciens et les chimistes.

La découverte de la radioactivité par Henri Becquerel ainsi que par le couple Curie, a été le détonateur des bouleversements de la compréhension de la matière par l'exploration de l'atome. En 1911, Ernest Rutherford propose un modèle moderne de l'atome. Il est constitué d'une grande région diffuse peuplée d'électrons chargés négativement, et d'une partie centrale concentrant la majorité de la matière de charge électrique positive : le noyau. Ce dernier a un rayon très petit (de l'ordre de  $10^{-13}$  à  $10^{-12}$  cm) au vu de l'atome ( $10^{-8}$  cm) ; néanmoins il représente 99.7% de la masse totale de celui-ci.

Il faut attendre la découverte du neutron par Chadwick en 1932 pour que le cœur même de l'atome révèle une partie de son mystère. Il est constitué de particules neutres et de particules chargées positivement, respectivement neutrons et protons, ces dernières équilibrant les charges négatives des électrons. Il règne dans le noyau deux interactions au but diamétralement opposé : l'interaction forte qui assure sa cohésion, tandis que l'interaction faible est responsable de sa désintégration.

Au fur et à mesure des études menées sur son comportement, la complexité du noyau s'est imposée. C'est l'avènement d'accélérateurs de plus en plus performants, associés à des équipements expérimentaux perfectionnés, qui a permis de sonder les multiples comportements du noyau.

Préalablement, notre compréhension de la structure nucléaire reposait essentiellement sur les 278 noyaux stables formant la vallée de stabilité, à partir desquels les modèles nucléaires ont été instaurés.

En effet, il a été observé expérimentalement que la résistance d'un noyau varie avec sa composition. Elle est particulièrement élevée pour des quantités de protons ou de neutrons appelées "nombres magiques" : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. On parle donc de noyau magique ou doublement magique pour le noyau présentant ce type de configuration.

Cependant, la découverte de la radioactivité artificielle, en 1934, par Irène Curie et Frédéric Joliot, a ouvert la porte à la création contrôlée de noyaux instables. Parmi ceux-là, quelques-uns, comme l'uranium 238 ou 235 abondent sur notre planète et ont pu être étudiés dès le début de la physique nucléaire. D'autres ne s'y trouvent pas et doivent être synthétisés pour être observés : ce sont les noyaux exotiques présents, pour certains, dans les explosions d'étoiles. A ce jour, environ 2000 de ces mystérieux objets ont été créés et entre 3000 et 5000 autres, la "Terra incognita", attendent encore d'être découverts.

Lorsqu'on se déplace le long d'une chaîne isotopique (variation du rapport N/Z, N et Z étant respectivement les nombres de neutrons et protons dans un noyau) vers les noyaux riches en protons ou, comme dans notre cas, vers les noyaux riches en neutrons, on atteint les limites de liaison des noyaux, appelées "drip-lines". Les drip-lines protons et neutrons sont caractérisées respectivement par une énergie de liaison nulle du dernier proton et du dernier neutron. Les limites indiquées sur la charte des nuclides (Figure. 1) correspondent aux prédictions de divers modèles théoriques.

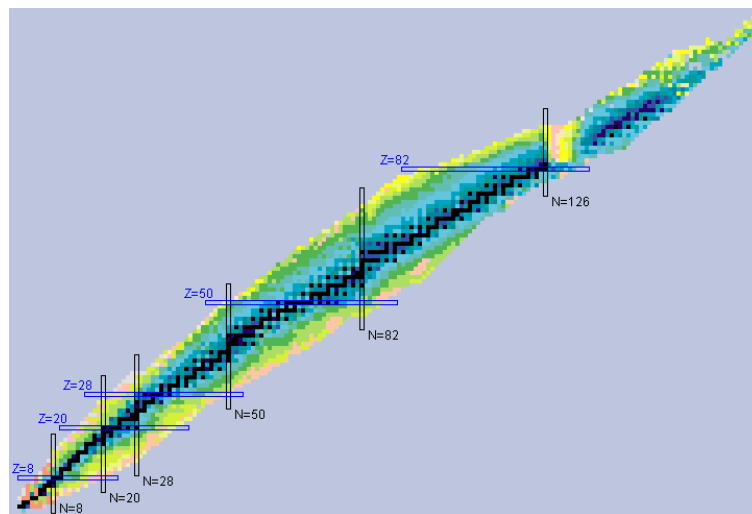


FIG. 1 – *Charte des nuclides.*

A l'heure actuelle, la drip-line neutron n'est établie expérimentalement que jusqu'à  $Z = 8$ . C'est pourquoi, nous tentons de nous en approcher également pour des  $Z$  supérieures. En effet, les modèles nucléaires, qui ont été développés à partir des extrapolations essentiellement basées sur les noyaux proches de la stabilité, divergent au fur et à mesure que l'on s'approche des limites de stabilité.

L'observation de larges déformations dans des noyaux supposés magiques comme le  $^{32}\text{Mg}$  ( $Z = 12, N = 20$ ) et le  $^{42}\text{Si}$  ( $Z = 14, N = 28$ ) pose la question de l'affaiblissement ou de la persistance de la fermeture de couches autour de  $N = 20$  et  $N = 28$  et des mécanismes responsables de tels changements. Il est légitime de s'interroger sur la persistance de tels phénomènes pour  $N=50$  et en particulier pour le noyau  $^{78}\text{Ni}$  supposé être doublement magique.

Après avoir replacé brièvement l'émergence du modèle en couches nucléaire dans un contexte historique, nous expliquerons l'intérêt actuel pour l'étude des noyaux riches en neutrons autour de  $N = 50$ . Dans un second temps, nous présenterons les dispositifs expérimentaux utilisés lors des trois campagnes de mesures effectuées au LNL, Legnaro (Italie), dont la dernière fait l'objet d'une partie importante de ce travail. Le troisième volet de ce travail concernera l'analyse des données recueillies à Legnaro proprement dite. Les diverses méthodes d'analyse ainsi que les résultats en découlant seront longuement détaillés.

Cette thèse faisant l'objet d'une analyse croisée entre spectroscopie  $\gamma$  et décroissance  $\beta$ , la seconde moitié de ce travail sera dédiée à la description du dispositif expérimental permettant l'analyse par décroissance  $\beta$  de noyaux riches en neutrons, suivie de l'analyse de l'expérience, réalisée auprès d'ISOLDE au CERN (Genève).

Enfin, une dernière partie se penchera sur l'interprétation de l'ensemble de ces résultats en s'appuyant sur des calculs de type modèle en couches réalisés avec le code ANTOINE.

# Chapitre 1

## Contexte Physique

L'étude des noyaux instables, et ce depuis plusieurs décennies, met en évidence l'évolution de nombres dits "magiques" au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité. En effet, certains d'entre eux pourraient disparaître au profit de nouveaux. C'est ce que cette thèse se propose d'étudier pour  $N = 50$ . Ce chapitre mettra donc en avant les caractéristiques générales des nombres magiques et introduira la notion de modèle en couches dans le cas qui nous intéresse.

### 1.1 Les nombres magiques

L'idée que la matière est composée d'atomes indivisibles a pris corps très tôt dans l'histoire de la science. Par exemple, aux environs de 400 avant J-C, Démocrite a décrit une théorie de l'atome qui semble étonnamment moderne. Cependant, la science grecque était spéculative et, en général, ses résultats n'avaient pas de fondements expérimentaux. C'est pour cette raison que la théorie atomique ne put poursuivre son développement. Ce n'est qu'au début du XX<sup>ème</sup> siècle que Jean Perrin, physicien français, émit l'hypothèse que même dans les solides la matière a une structure lacunaire et qu'elle est concentrée en des points bien précis, les noyaux atomiques. Ces derniers sont des systèmes quantiques, formés de neutrons et de protons, appelés nucléons, en interaction. Les neutrons, comme l'indique leur nom, étant neutres, la présence de protons confère au système une charge positive et tend à le rendre instable du fait de la répulsion coulombienne. Néanmoins, la présence d'environ 300 isotopes stables dans la nature amène à croire en l'existence d'une interaction particulièrement attractive entre les nucléons, permettant d'expliquer la cohésion du noyau en dépit de la répulsion coulombienne. Cette force, qui a pour nom interaction forte, trouve son origine dans l'interaction entre les quarks  $u$  et  $d$ , constituants élémentaires des neutrons ( $udd$ ) et protons ( $uud$ ). Cette force révèle un caractère spectaculaire, car contrairement aux interactions qui nous sont plus familières, telles l'interaction gravitationnelle et l'interaction électromagnétique, l'interaction forte est extrêmement intense ( $10^{40}$  fois plus élevée que l'interaction gravitationnelle et 1000 fois supérieure à l'interaction électromagnétique) mais uniquement sur une très petite distance ( $\approx 1.2$  fm) au sein du noyau atomique.

Un noyau stable est un système lié de  $A$  nucléons. Il faut donc lui fournir de l'énergie pour le briser et l'on peut en conclure dès à présent que dans un tel système, les interactions attractives entre nucléons l'emportent sur les interactions répulsives. Cette dominance des interactions attractives a pour effet de donner à l'état lié une masse inférieure à la somme des masses de ses constituants. S'il n'en était pas ainsi, le noyau libérerait son excès d'énergie en évoluant spontanément vers un état d'énergie moins élevé que représenterait la somme de ses constituants sans interaction donc libres.

Ainsi, en considérant le noyau comme un fluide de nucléons, on peut écrire l'énergie totale

d'un noyau de charge  $Z$  et de nombre de masse  $A=N+Z$  sous la forme :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A} \quad (1.1)$$

où  $a_v, a_s, a_c, a_a$  sont respectivement les paramètres des termes d'énergie de volume, de surface, de champ coulombien et d'isospin. Ils sont en principe indépendants de  $A$  et  $Z$  et leur valeur numérique doit être ajustée pour reproduire le plus fidèlement possible l'ensemble des résultats expérimentaux de la charte connue des noyaux. Néanmoins, si l'on compare plus finement les valeurs de l'énergie de liaison obtenues expérimentalement et calculées, on peut voir apparaître des structures illustrées sur la figure suivante.

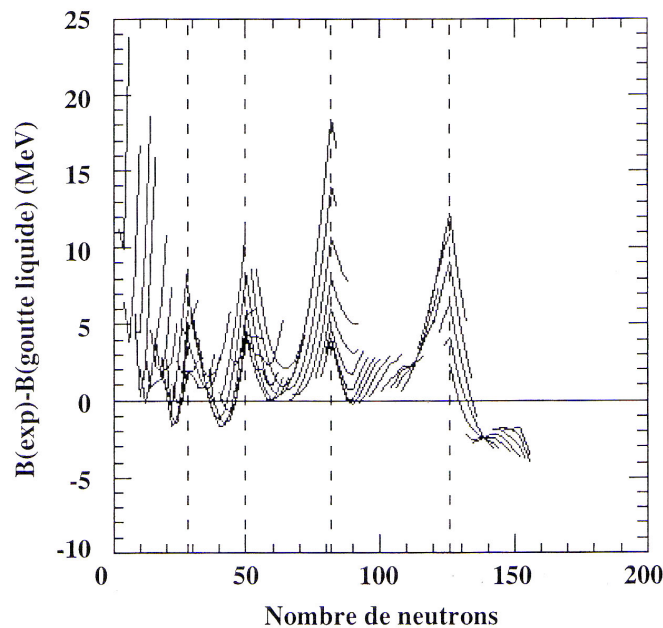


FIG. 1.1 – Différence entre les énergies de liaison expérimentales et calculées dans le cadre du modèle de la goutte liquide en fonction du nombre de neutrons dans les noyaux.

Cette figure met en évidence un excès de stabilité des noyaux ayant un nombre de neutrons ou de protons voisins de 20, 28, 50, 82, 126 pour ne citer que les noyaux de masses supérieures à 20. Nous verrons ultérieurement que le noyau présente une structure en couches et que les nombres magiques correspondent au remplissage de l'une d'elle.

Un autre phénomène accrédite ce comportement. En effet, l'évolution de l'énergie du premier état excité  $2^+$  des noyaux pairs-pairs montre que celle-ci est systématiquement supérieure à celle des noyaux non magiques. Concrètement, cela implique la nécessité de fournir une grande énergie pour exciter les noyaux correspondants à une couche fermée. On peut comprendre cet effet par le besoin de briser une paire de nucléons appariés pour exciter le noyau. Il y a alors création d'une paire particule-trou en promouvant un des deux nucléons dans la couche supérieure. Outre l'énergie nécessaire à la brisure de la paire (de l'ordre de 1 MeV), il faut encore fournir l'énergie pour exciter le nucléon au delà du gap magique. Il est donc évident, que l'énergie du premier état excité des noyaux magiques est largement supérieure à celle des noyaux environnants.

Des mesures de collectivité des noyaux par la mesure de la probabilité de transition entre les états  $2^+ \rightarrow 0^+$ , notée  $B(E2)$ , sont également un bon indicateur de magieité. On trouve en effet des  $B(E2)$  faibles pour les noyaux difficilement excitable alors que des noyaux déformés collectifs ont des valeurs nettement plus élevées. C'est ce que montre la figure 1.2 pour différentes chaînes

isotopiques. Les valeurs de  $B(E2)$  atteignent des minima aux fermetures de couches neutrons alors qu'aux milieux de couches ces valeurs sont maximales. Les discontinuités observées

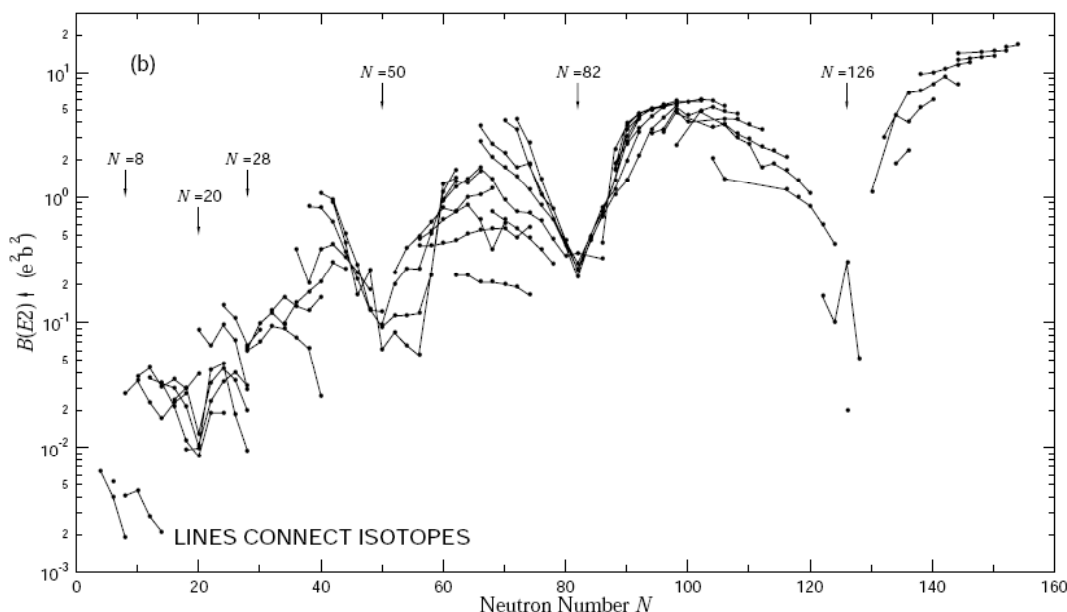


FIG. 1.2 – Compilation de  $B(E2)$  des noyaux pairs-pairs pour différentes chaînes isotopiques. Ces données sont issues du travail de répertoriage mené par S.Raman et al. [45].

sont tout à fait analogues à celles notées sur la courbe du potentiel d'ionisation des atomes pour chacun des gaz rares caractérisant la fermeture des couches électroniques. D'autres faits expérimentaux sont venus accréditer le caractère singulier de ces nombres, qui furent alors qualifiés de "nombres magiques". En effet, on peut noter l'abondance particulièrement élevée des éléments chimiques ayant un noyau magique, ainsi que la rapide variation des périodes des noyaux radioactifs lorsque l'on franchit un nombre magique. Toutes ces observations ont ainsi conduit les physiciens à supposer l'existence d'une structure en couches au sein du noyau, semblable à celle observée dans l'atome.

## 1.2 Modèle en couches

Il est maintenant bien établi que les noyaux ayant des nombres magiques de protons et de neutrons sont plus stables que les noyaux ayant l'un ou l'autre de ces nombres ou les deux impairs.

C'est pourquoi, dès le début du XX<sup>ème</sup> siècle, les physiciens ont essayé de reproduire ces résultats expérimentaux. Cela s'est traduit par l'élaboration du modèle en couches. Le modèle en couches a pour objectif de décrire la structure des noyaux connus ainsi que de prédire celle de noyaux non encore étudiés. Donc, en première instance, le modèle en couches doit permettre de retrouver ces nombres magiques établis pour des noyaux stables.

Dans ce modèle, le potentiel nucléaire est approximé par une parabole, l'oscillateur harmonique, qui conduit à la situation se trouvant à l'extrême gauche sur la figure. 1.3 caractérisée par les nombres quantiques  $n$  (nombre de phonons de l'oscillateur). L'utilisation de ce potentiel comme potentiel moyen ressenti par chaque nucléon permet de retrouver les nombres magiques jusqu'à  $N=20$ . En effet les orbitales sont regroupées en paquets ou couches équidistantes qui sont remplies pour 2, 8, 20, 40, 70, 112 nucléons. On constate donc qu'au delà de  $N=20$ , même avec l'utilisation de potentiels plus proches de la réalité, tel le potentiel de Woods-Saxon (qui est égal au potentiel harmonique avec un terme en  $l^2$  permettant de lever les dégénérescences en  $l$



propres à l'oscillateur harmonique), on ne peut retrouver l'intégralité des nombres magiques. C'est pourquoi, en 1948, M. G. Mayer [20], et indépendamment D. Haxel, J. Jensen et H. Suess [23], ont adjoint au potentiel de Woods-Saxon, un potentiel dit de spin-orbite  $V_{so}$ , reflétant l'existence d'un couplage entre le moment angulaire orbital  $\vec{l}$  et le spin  $\vec{s}$  du nucléon. Cela amena donc à l'écriture d'un potentiel moyen  $U(r)$  ayant la forme suivante :

$$U(r) = V_{OH} - D\vec{l}^2 - C\vec{l}\cdot\vec{s} \quad (1.2)$$

où  $V_{OH}$  est le potentiel de l'oscillateur harmonique,  $l$  le moment orbital et  $s$  le spin du nucléon.  $D$  et  $C$  sont des constantes de couplage.

Les orbitales individuelles (situation à l'extrême droite sur la Fig. 1.3) sont ainsi les solutions de l'équation de Schrödinger du potentiel à 1 corps  $U(r)$ . Le potentiel de spin-orbite favorise énergétiquement les orbitales de grand  $j$  (où  $j = l + s$  avec  $s = \pm\frac{1}{2}$ ), ce qui permet de retrouver l'intégralité des nombres magiques.

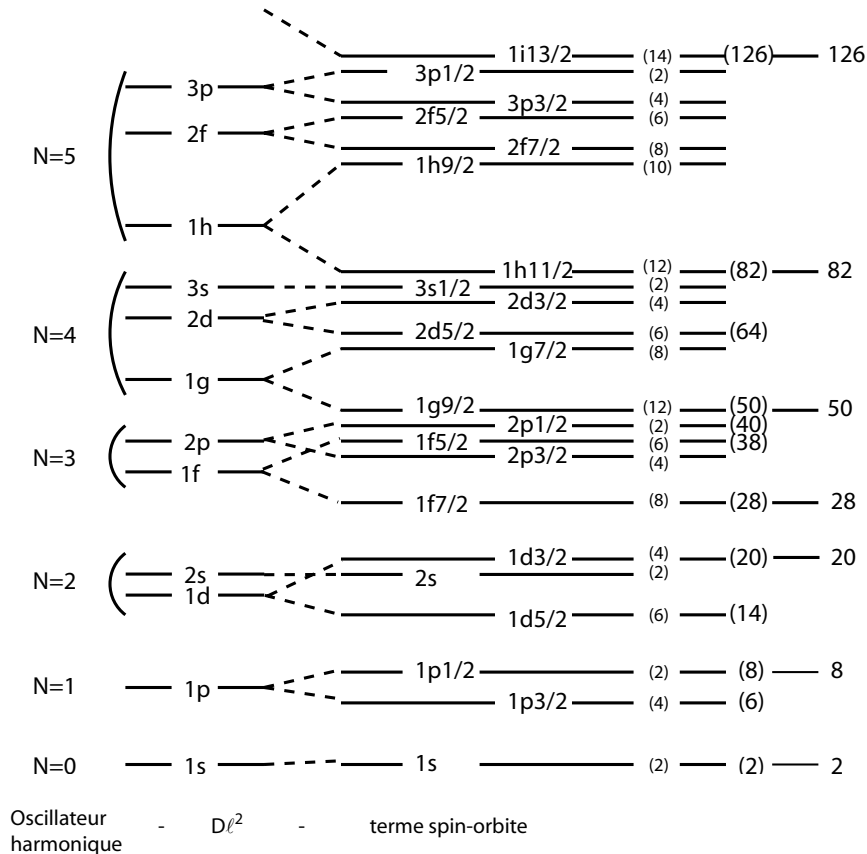


FIG. 1.3 – Modèle en couches nucléaire construit sur un potentiel d'oscillateur harmonique

Le grand succès du modèle en couches ne se limite pas à la prédiction des nombres magiques. En effet, le modèle est parfaitement capable de déterminer le spin et la parité de l'état fondamental d'un noyau. Pour des noyaux de nombre de masse impair, le spin et la parité de ce dernier sont ceux des nucléons célibataires. Quant aux noyaux pairs-pairs, ils possèdent des états fondamentaux de spin nul avec une parité positive.

### 1.3 Fermetures de couches loin de la vallée de stabilité

Comme on l'a dit précédemment, les nombres magiques ont été établis pour les noyaux de la vallée de stabilité. Néanmoins, afin de tester la validité des modèles théoriques amenant à la compréhension de la structure nucléaire, il est nécessaire de vérifier la persistance de ces nombres magiques au-delà de la vallée de stabilité. En effet, des divergences par rapport aux conclusions théoriques ont commencé à voir le jour avec l'étude de noyaux de plus en plus exotiques. Ainsi, les données recueillies par des expériences actuelles sur des isotopes riches en neutrons vont permettre de contraindre les modèles et donc de les améliorer.

En effet, la connaissance des fermetures de couches, soit des nombres magiques est cruciale pour réaliser des calculs de modèle en couches. Depuis l'intensification des recherches sur les noyaux de plus en plus riches en neutrons, il a été clair que les nombres magiques changent quand on s'éloigne de la vallée de stabilité. Dans le cas des noyaux se trouvant aux abords de la drip-line neutron, une modification de la distribution de densité de matière est prévue, principalement au niveau de la surface du noyau. Cette diminution engendrant la présence d'un halo ou peau de neutrons. Pour ces noyaux, la surface peut devenir relativement diffuse et provoquer en conséquence un fort affaiblissement du potentiel spin-orbite  $V_{so}$ . Cet effet serait tel, que l'on devrait retrouver un ordonnancement des couches proche de celui engendré par l'oscillateur harmonique. En effet, J. Dobaczewski et al. [11] ont effectué des calculs qui prévoient la disparition des nombres magiques 50 et 82 au profit des nombres 40 et 70.

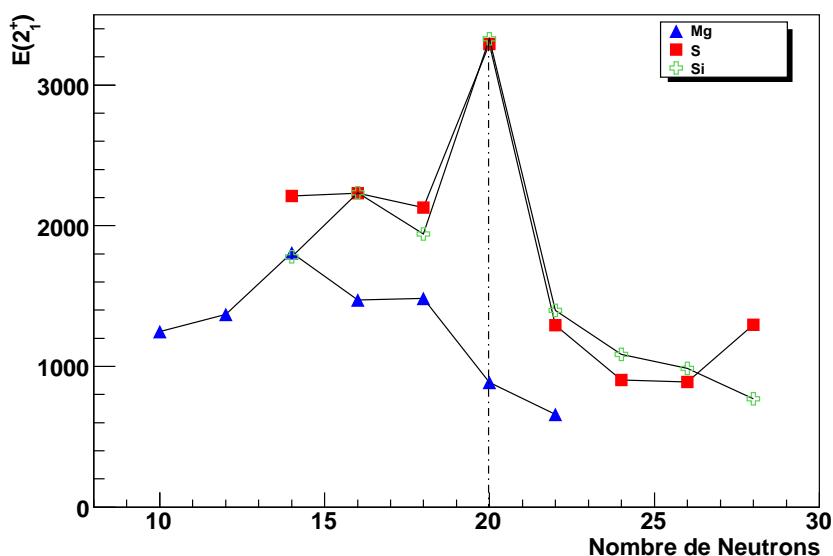


FIG. 1.4 – Energies des premiers états  $2^+$  pour les chaînes isotopiques du Mg, S et Si.

Mais, à l'heure actuelle, cet effet ne nous concerne pas, car cette zone adjacente de la drip-line neutron n'est pas encore "accessible" par l'expérience pour des numéros atomiques supérieurs à 8. Néanmoins, pour les noyaux modérément riches en neutrons en rapport de la drip-line neutron, c'est-à-dire pour des noyaux plus facilement étudiables, mais pour lesquels cet affaiblissement du potentiel spin-orbite n'entre pas encore en jeu, il existe une interaction proton-neutron qui peut également provoquer des décalages des orbitales neutrons. Cet effet a été observé autour de la fermeture de couches  $N = 20$  dans les noyaux  $^{31}_{11}\text{Na}_{20}$  et  $^{32}_{12}\text{Mg}_{20}$  par exemple [22]. Ces noyaux, supposés être magiques donc sphériques, présentent une importante déformation dans leur état fondamental. En effet, sur la figure 1.4 sont représentées les énergies des premiers états  $2^+$  le long des lignes isotopiques pour le Mg ( $Z = 12$ ), le Si ( $Z = 14$ ) et le S ( $Z = 16$ ). On peut

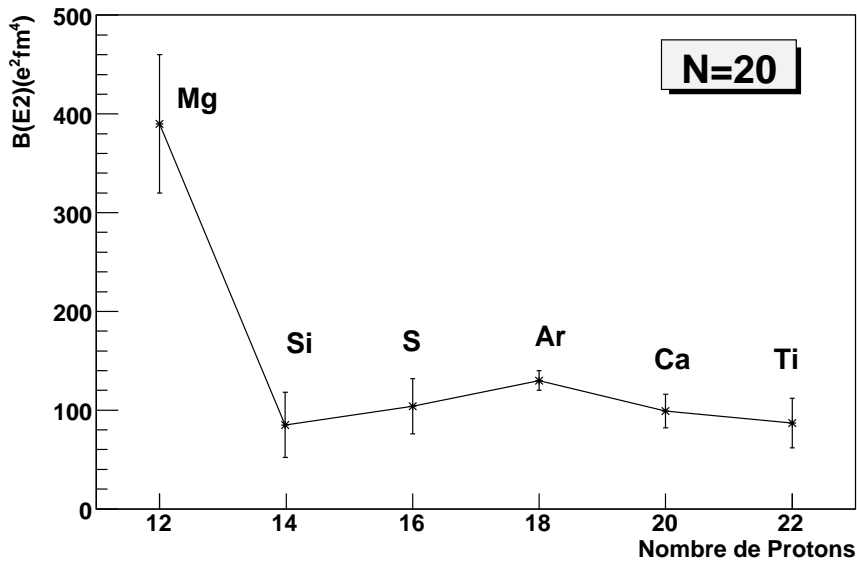


FIG. 1.5 – Evolution du  $B(E2)$  pour la chaîne isotonique  $N=20$ .

clairement noter que l'énergie du  $2^+$  de S et Si est maximale pour  $N=20$ , mettant en exergue cette fermeture de couche. A contrario, le Mg présente une énergie du  $2^+$  faible pour  $N=20$ . Un autre indicateur de l'affaiblissement du gap  $N=20$  est visible sur la courbe des  $B(E2)$  le long de cette ligne isotonique. On voit que les valeurs de  $B(E2)$  restent quasiment constantes et faibles entre le Ca et le Si tandis que pour le  $^{32}\text{Mg}$ , on observe une brusque montée, indiquant un changement certain de structure induisant un affaiblissement du gap. A fortiori, des anomalies semblent également exister autour du noyau  $^{44}\text{S}_{28}$ , dont l'étude est en cours.

Quant à  $N=40$ , on observe un effet contraire. En effet, l'étude du  $^{68}\text{Ni}_{40}$  [26] met en avant un premier état excité à 1770 keV de spin et parité  $J^\pi = 0^+$ , alors que le premier état  $2^+$  se placerait à 2033 keV au-dessus de ce  $0_2^+$ . Cette configuration est rarissime dans les noyaux pairs-pairs légers. On connaissait de telles configurations uniquement pour  $^{160}\text{Ca}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{72}\text{Ge}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{90}\text{Mo}$ . Hormis cela, la figure 1.6 nous montre que le premier niveau  $2^+$  du  $^{68}\text{Ni}$  se place à une énergie nettement au-dessus de ses comparses isotopiques. Son  $B(E2)$  (figure 1.7) a une valeur très faible et a même la particularité d'être inférieure au  $B(E2)$  du  $^{56}\text{Ni}$  pourtant doublement magique.

Cette situation n'a été répertoriée que pour les Ni à l'heure actuelle et semble indiquer un renforcement de la sous-couche  $N=40$ , induisant un nouveau nombre magique.

## 1.4 Interprétation de ces modifications de magie

Les argumentations actuelles qui expliquent le mieux ces changements de magie loin de la stabilité, résident dans l'interaction protons-neutrons. Elle a été mise au jour par les travaux de T. Otsuka [39, 40]. Afin de comprendre l'évolution des couches, des énergies effectives de particule célibataire (ESPE, acronyme de "Effective Single-Particle Energies"), incluant des effets monopolaires des nucléons de valence sont utilisées. L'évolution des couches apparaît grâce à un mécanisme lié à l'interaction nucléon-nucléon dépendante du spin et de l'isospin, c'est-à-dire une interaction forte entre un proton et un neutron dans les orbitales partenaires en signature. Plus concrètement, si un proton est dans  $j_> = \ell + 1/2$  et un neutron dans  $j_< = \ell - 1/2$  (ou inversement), ils s'attirent. Ceci implique que si l'orbitale proton  $j_>$  est pleine, alors l'orbitale

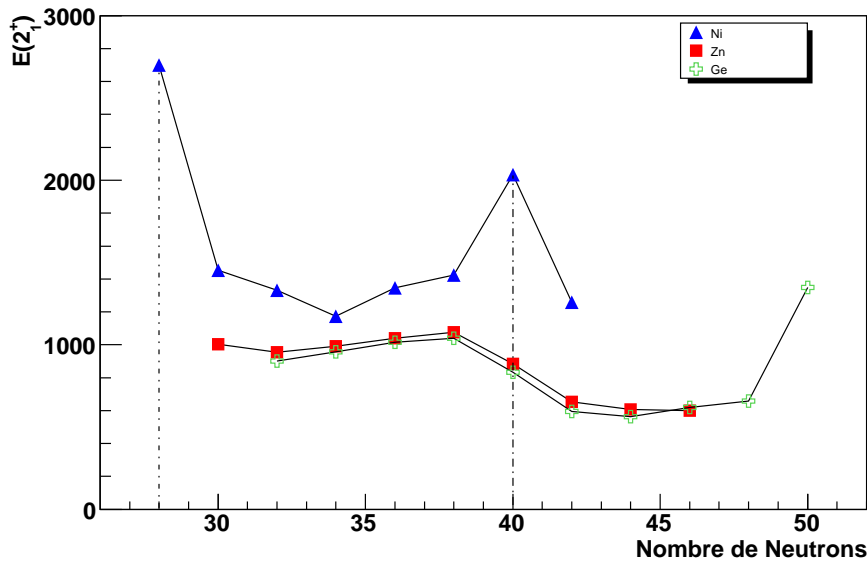


FIG. 1.6 – Evolution en fonction du nombre de neutrons de l'énergie du premier état excité  $2^+$  du Ni, Zn et Ge.

neutron  $j_<$  est abaissée rendant automatique les ESPE plus faibles.

Par ailleurs, il existe un second mécanisme jouant sur l'évolution des couches : l'interaction tensorielle qui est une généralisation de l'interaction proton-neutron, s'écrivant sous la forme

$$V_T = ([s_1 s_2]^{(2)} \cdot Y^{(2)}) f(r) \quad (1.3)$$

où  $s_{1,2}$  annonce le spin du nucléon 1 et 2,  $[[^{(L)}$  indique le couplage de deux opérateurs situés dans les accolades à un moment angulaire  $L$ . Quant à  $Y$ , il s'agit de la fonction harmonique sphérique pour une orientation relative.  $f(r)$  est une fonction de la distance relative  $r$  entre les deux nucléons.

On veut savoir combien les niveaux de particule célibataire sont bougés par l'interaction tensorielle tandis que les autres orbitales sont pleines. Pour cela il faut extraire les éléments de matrice à deux corps suivants d'une interaction générale :

$$V_{j_1 j_2}^T = \frac{\sum_J (2J+1) \langle j_1 j_2 | V | j_1 j_2 \rangle_{JT}}{\sum_J (2J+1)} \quad (1.4)$$

où  $\langle j_1 j_2 | V | j_1 j_2 \rangle_{JT}$  représente l'élément de matrice de l'interaction à deux corps,  $V$ ,  $J$  étant le moment angulaire et  $T$ , l'isospin.

Dans la figure 1.8, on observe le cas où les protons sont soit dans  $j_> = \ell + 1/2$  soit  $j_< = \ell - 1/2$ , tandis que les neutrons occupent  $j'_> = \ell' + 1/2$  ou  $j'_< = \ell' - 1/2$ . Les orbitales proton et neutron sont de parités opposées. Dans ce cas précis, les neutrons occupent la couche juste au-dessus de celle des protons. On a alors :

$$(2j_> + 1)V_{j_> j'_>}^T + (2j_< + 1)V_{j_< j'_<}^T = 0 \quad \text{pour } T = 0, 1 \quad (1.5)$$

où  $j'$  est soit  $j'_>$  soit  $j'_<$ . Cette relation signifie que l'interaction tensorielle monopolaire entre le proton  $j_>$  et le neutron  $j'_<$  a un effet opposé à cette même interaction entre le proton  $j_<$  et le neutron  $j'_<$ . Pour connaître le signe de ces effets, seul un raisonnement intuitif peut nous éclairer. Si un nucléon appartenant à  $j_>$  entre en collision avec un nucléon de  $j'_<$ , la fonction d'onde spatiale de leur vitesse relative est distribuée très serrée autour de la direction de la

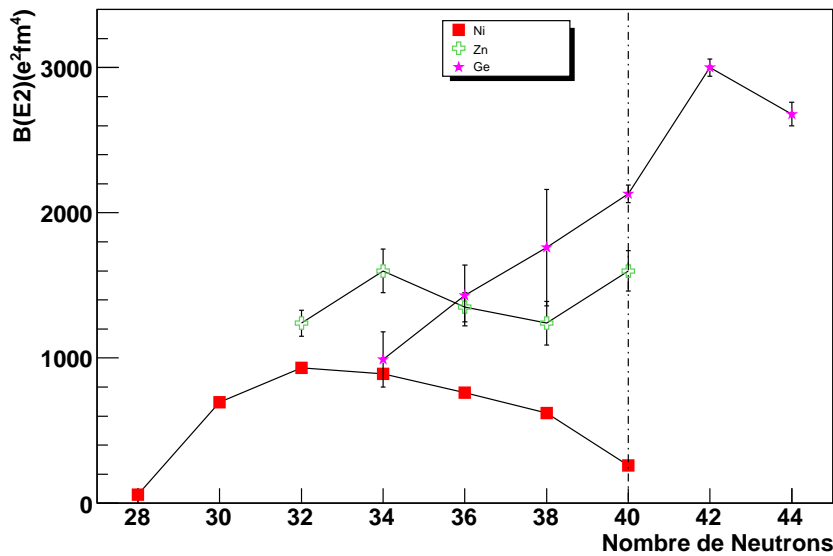


FIG. 1.7 – Evolution du  $B(E2)$  pour les chaînes isotopiques des Ni, Zn et Ge.

collision qui se trouve être la direction de la vitesse orbitale. Ceci est dû au moment relatif élevé. Les spins des deux nucléons sont parallèles engendrant forcément  $S = 1$ . L'ellipse (cas (a)) représentée à la figure 1.8 (à droite) symbolise une fonction d'onde de vitesse relative étirée le long du spin total  $S = 1$ . Ceci est analogue au cas du deuteron et la force tenseur est attractive. Le même mécanisme a lieu pour deux nucléons dans  $j_>$  et  $j'_<$ . Le cas (b), toujours sur la figure 1.8 (à droite), la force tensorielle produit un effet répulsif pour les deux nucléons siégeant dans  $j_<$  et le neutron  $j'_>$  (ou inversement). Cette situation est due à ce que la fonction d'onde de vitesse relative est étirée dans le sens de la collision.

- Les orbitales  $j_<$  et  $j'_>$  (ou inversement) s'attirent,
- Les orbitales  $j_>$  et  $j'_<$  (ou inversement) se repoussent.

Il est à noter que pour les mêmes conditions radiales, des  $\ell$  et  $\ell'$  plus grands améliorent en général l'effet du monopole tensoriel en raison du fait que leurs moments relatifs deviennent plus grands.

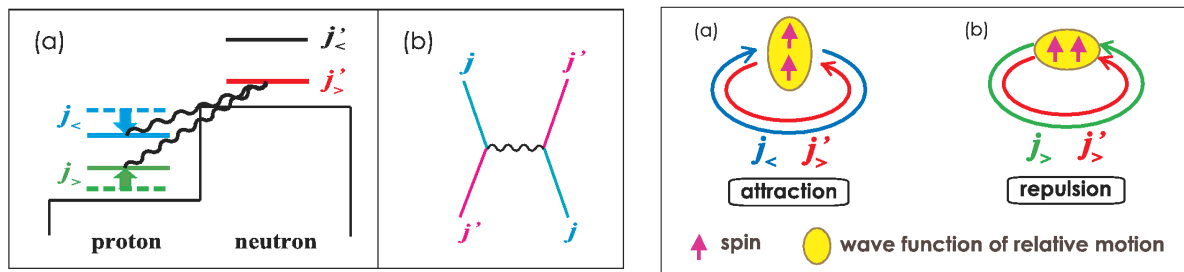


FIG. 1.8 – A gauche : a) Représentation schématique de l'interaction monopolaire produite par la force tenseur entre un proton dans  $j_{>,<} = \ell \pm 1/2$  et un neutron dans  $j'_{>,<} = \ell' \pm 1/2$ . b) Processus d'échange contribuant à l'interaction monopolaire de la force tenseur. A droite : Représentation intuitive de la force tenseur agissant sur deux nucléons sur les orbitales  $j$  et  $j'$  [40].

Ces considérations semblent fortement accréditées par les données expérimentales. En effet, une compilation de ces dernières montrent la diminution de l'énergie entre les orbitales  $1d_{3/2}$  et

$2s_{1/2}$  en accord avec les calculs théoriques.

En effet, la figure 1.9(a) montre les ESPE des états proton  $1d_{5/2}$  et  $2s_{1/2}$  par rapport à  $1d_{3/2}$  en fonction du nombre de neutrons. Plus de neutrons occupent l'orbitale  $1f_{7/2}$ , plus les orbitales protons sont shiftées. Suivant les règles édictées juste un peu plus haut, l'interaction monopolaire entre l'état proton  $d_{3/2}$  et neutron  $f_{7/2}$  est attractive, tandis qu'entre l'état proton  $d_{5/2}$  et neutron  $f_{7/2}$ , cette interaction est répulsive. Donc, plus il y a de neutrons occupant  $1f_{7/2}$ , plus  $1d_{3/2}$  s'abaisse en même temps que  $1d_{5/2}$  monte. Comme sur la figure, les énergies sont montrées relativement à  $1d_{3/2}$ , quand N augmente, l'orbitale  $2s_{1/2}$  s'approche de  $1d_{3/2}$  alors que l'écart entre  $1d_{5/2}$  et  $2s_{1/2}$  s'amointrit.

La figure 1.9(b) met en avant l'évolution des orbitales appartenant à la couche  $fp$  en fonction de l'occupation par les neutrons de l'orbitale  $1g_{9/2}$  pour les noyaux allant du  $^{68}\text{Ni}$  au  $^{78}\text{Ni}$ . Comme sur la figure (a), l'état  $1f_{5/2}$  est abaissé alors que  $1f_{7/2}$  monte avec l'augmentation du nombre de neutrons. Le gap  $Z=28$  tend donc à se refermer pour le  $^{78}\text{Ni}$ , amenant également un réarrangement des orbitales. Les prédictions théoriques, montrées en (b), supputent donc l'existence d'un caractère excité pour les isotopes exotiques du Ni.

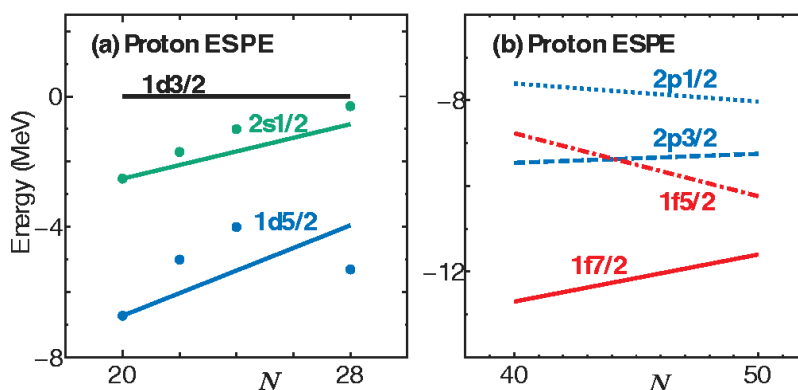


FIG. 1.9 – ESPE proton en fonction du nombre de neutrons.

## 1.5 Qu'en est-il pour N = 50 ?

C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à la fermeture de couche  $N=50$  pour des noyaux voisins du  $^{78}\text{Ni}_{50}$  qui est supposé être doublement magique.

Les fermetures de sous-couche et de couche  $N = 40$  et  $N = 50$  sont situées de part et d'autre de l'orbitale  $1g_{9/2}$ , qui se trouve être une orbitale intruse dans cette région. Par nos travaux, nous allons donc tenter de sentir le poids du remplissage de cette orbitale sur la structure du noyau. Nous confronterons donc les résultats issus de nos diverses expériences avec les calculs de modèle en couches que nous aurons effectués.

## 1.6 Bases des calculs de modèle en couches

La description théorique du noyau atomique peut être faite en postulant que l'interaction des  $A$  nucléons s'opère principalement par des interactions à deux corps, notées  $V$ . Cette limitation est en fait une conséquence pratique du principe d'exclusion de Pauli : le libre parcours moyen d'un nucléon étant grand par rapport à la taille du noyau, la probabilité que trois nucléons interagissent simultanément est considérée comme suffisamment faible pour pouvoir être négligée. Ce formalisme nous permet donc d'écrire l'Hamiltonien total du noyau

comme la somme de deux termes :

$$\hat{H}_{tot} = \sum_{i=1}^A \hat{T}_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{k>1}^A \hat{V}_{i,k} \quad (1.6)$$

où  $\hat{T}_i$  est l'opérateur énergie cinétique du nucléon  $i$  et  $\hat{V}_{i,k}$  l'interaction entre les nucléons  $i$  et  $k$ . L'idée centrale de cette approche est que tout se passe comme si un nucléon se déplaçait dans un puits de potentiel (qui le confinerait dans le noyau) indépendamment de la présence des autres nucléons. Sur le plan théorique, cette hypothèse revient à remplacer le problème à  $N$  corps -  $N$  particules en interaction - par  $N$  problèmes à 1 corps. Cette simplification essentielle du problème est la pierre angulaire de la théorie du champ moyen. Ainsi, sous la forme réduite qui utilise le champ moyen  $\hat{U}_i$ , on peut écrire l'hamiltonien  $H$  comme :

$$\hat{H}_{tot} = \sum_{i=1}^A [\hat{T}_i + \hat{U}_i] + \left[ \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{k>1}^A \hat{V}_{i,k} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i \right] = \hat{H}_0 + \hat{H}_1 \quad (1.7)$$

où  $\hat{H}_0$  est l'Hamiltonien de  $A$  nucléons indépendants dans le champ moyen  $\hat{U}_i$ , et  $\hat{H}_1$  correspond à une interaction résiduelle entre ces nucléons. En effet, si le potentiel  $\hat{U}_i$  a été judicieusement choisi, le terme  $\hat{H}_1$  pourra être suffisamment petit pour être négligé en première approximation, bien que ni  $\sum \hat{V}_{i,k}$ , ni  $\sum \hat{U}_i$  ne soient séparément petits. L'approche phénoménologique du modèle en couches consiste alors à paramétriser le potentiel nucléaire par une fonction mathématique appropriée, tel le potentiel décrit dans la formule 1.2. Néanmoins, la résolution de l'équation de Schrödinger avec l'Hamiltonien  $\hat{H}_0$  seul - qui donne les fonctions propres  $\Psi$  du noyau et les énergies  $E_0$  déterminées par la somme des énergies individuelles des nucléons -, ne nous permet pas de décrire correctement les noyaux éloignés des fermetures de couches. Pour ces derniers, il nous faut alors prendre en compte l'interaction résiduelle  $\hat{H}_1$ , qui amène la notion de mouvements non totalement indépendants des nucléons. Ce terme affecte les énergies de particules indépendantes tirées de  $\hat{H}_0$ , provoquant des mélanges de configurations, et amenant des effets collectifs de vibrations et de déformations des noyaux.

Ainsi, le calcul des énergies  $E$  du noyau résulte de la diagonalisation de l'Hamiltonien total  $\hat{H}_{tot}$ . Mais les dimensions de cette matrice augmentent extrêmement rapidement avec le nombre de nucléons. En pratique, ce nombre devient si grand qu'il rend tout calcul quasiment impossible pour des noyaux au-delà de  $A$  supérieur ou égal à 8. Il faut donc définir un espace tronqué dans lequel la résolution de l'équation de Schrödinger, grâce à l'utilisation d'un Hamiltonien effectif  $H_{eff}$  permet de retrouver les énergies  $E$  du noyau :

$$H\Psi = E\Psi \rightarrow H_{eff}\Psi_{eff} = E\Psi_{eff}$$

Il s'agit donc d'introduire une division de l'espace des états individuels possibles en un coeur et un espace de valence nommé par analogie avec la notion de couche de valence en chimie. Le coeur est un ensemble d'orbitales pleines que l'on va supposer inactives. Par opposition, l'espace de valence est l'ensemble de tous les états individuels qui peuvent jouer un rôle dans la construction des fonctions d'onde à  $Z$  (ou  $N$ ) corps. La dernière étape consiste à calculer la matrice de l'hamiltonien à deux corps dans cette base à  $Z$  corps, et à la diagonaliser. Malgré la réduction de la taille de la base due à l'introduction de l'espace de valence, les matrices à diagonaliser atteignent facilement des dimensions de l'ordre de  $10^9$  et requièrent des techniques spécifiques de diagonalisation. Les calculs de modèle en couches reproduisent en général les données expérimentales avec une excellente précision. Cependant, ils dépendent fortement de deux facteurs importants :

- la subdivision de l'espace total en coeur et espace de valence ;
- l'interaction effective nucléon-nucléon contenant des paramètres libres qui doivent être ajustés à partir de données expérimentales.

Le choix de l'espace de phase est donc un point crucial. Généralement on utilise les délimitations naturelles formées par les gaps entre deux couches lors de ce choix. En effet, le postulat disant que les nucléons appartenant aux orbitales de coeur n'ont pas d'influence est d'autant plus vrai que l'énergie nécessaire pour qu'un nucléon passe d'une couche à une autre est plus importante qu'entre deux orbitales appartenant à une même couche. Donc dans la région de masse qui nous intéresse, le coeur traditionnellement utilisé est un coeur de  $^{56}\text{Ni}$ , soit une fermeture des orbitales jusqu'à  $f_{7/2}$ . La couche  $fp + g$ , constituée des orbitales  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$  et  $g_{9/2}$ , définit alors un espace de valence naturel : ceci signifie que seuls les nucléons évoluant dans la couche  $fp + g$  sont autorisés à réaliser des excitations particule-trou.

Quant au choix de l'interaction effective, elle s'est portée dans notre cas sur l'interaction RG.5-45 qui semble être celle qui répond au mieux aux exigences inhérentes aux noyaux avec  $Z > 28$  et  $N > 40$ .

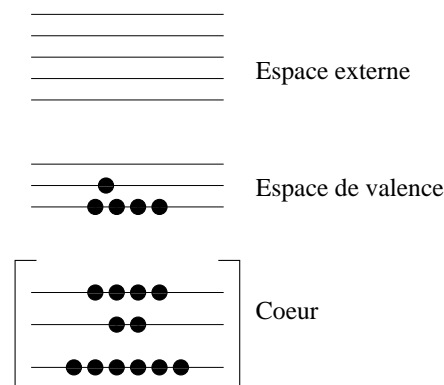


FIG. 1.10 – Représentation des orbitales formant le coeur, l'espace de valence et l'espace externe.





## Chapitre 2

# Dispositif expérimental et méthodes d'analyse des expériences réalisées avec CLARA-PRISMA

L'étude de la structure de noyaux exotiques riches en neutrons implique la production, la sélection et l'observation des espèces d'intérêt. Les choix des matériaux de la cible et des particules du faisceau, ainsi que de l'énergie avec laquelle celles-ci arrivent sur la cible, orientent les réactions. Sur le plan expérimental, une des grandes difficultés est le tri et l'identification des noyaux exotiques formés lors des collisions. D'une part, les taux de production des noyaux exotiques recherchés sont généralement faibles et les réactions employées pour les créer génèrent une multitude de noyaux de toute sorte. Il faut donc trier les noyaux d'intérêt, par exemple, au moyen de spectromètres magnétiques qui les guident vers un système d'identification en Z et A. On utilise aussi pour les identifier les seuls témoins de leur brève existence que sont les produits de leur désintégration ou les autres fragments formés lors des collisions qui leur ont donné naissance. D'autre part, la durée de vie des noyaux qui intéressent les physiciens est courte : il faut donc aller très vite pour les trier, les identifier et mesurer les propriétés désirées.

Le désir de la communauté d'étudier de nouvelles régions dans la charte des nuclides a poussé le laboratoire LNL de Legnaro à concevoir et installer en 2001 un nouvel appareillage composé d'un spectromètre magnétique, PRISMA couplé à un multidétecteur de haute résolution à rayonnement  $\gamma$ , CLARA [18].

### 2.1 Production de faisceaux au LNL

Le faisceau a été produit grâce au complexe d'accélération XTU Tandem-ALPI (figure 2.1). La gamme d'énergies atteignables par cet ensemble est de l'ordre de 5-10 MeV/A pour des faisceaux de masses inférieures à 100.

Le Tandem est une machine électrostatique qui peut accélérer une importante palette d'ions. La haute tension positive est créée par un apport de charges au centre de la machine. Ces charges sont convoyées par une chaîne isolante en rotation continue. La partie centrale de la machine est portée à une tension positive de plusieurs millions de volts, pouvant atteindre 15 MV. Les atomes que l'on désire accélérer sont tout d'abord chargés négativement (avec une charge  $q_{neg} = 1$ ) dans la source d'ions, injectés à l'une des extrémités de la machine et soumis au champ accélérateur créé par la différence de potentiel statique (ddp). Arrivés au centre, ils sont "épluchés" d'une partie de leurs électrons au passage d'une mince feuille de carbone (stripper foil, dans le jargon anglo-physicien). Ils deviennent alors des ions positifs (de charge  $q_{pos}$ ) et sont repoussés dans la seconde partie de leur trajet. Un ion de charge Q (unités atomiques)

soumis à une ddp de  $V$  (Volts) va acquérir une énergie (en eV) de :  $E = QV$ . Les ions accélérés auront donc une énergie totale de  $E = (q_{neg} + q_{pos})V = (1 + q_{pos})V$ . Cette énergie à la sortie du tandem est trop faible pour réaliser la réaction souhaitée, qui nécessite de dépasser la barrière coulombienne. Il faut alors injecter le faisceau dans un post-accelérateur, composé de cavités supraconductrices. Ce linac, nommé ALPI, permet alors d'atteindre des énergies jusqu'à 10 MeV/A pour notre région de masse.

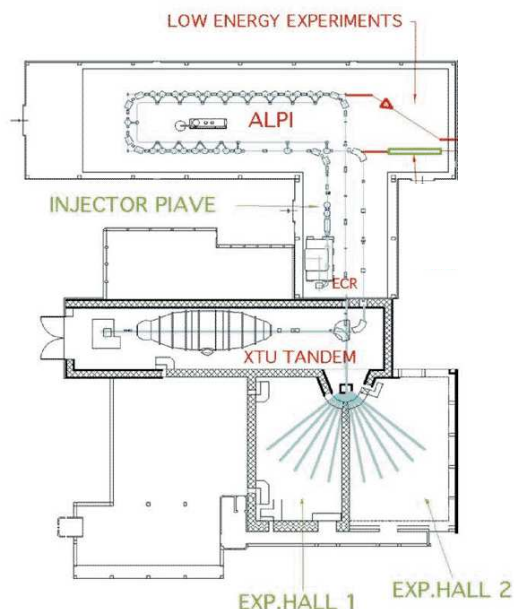


FIG. 2.1 – Schéma du système d'accélération, formé du TANDEM et de ALPI, au LNL de Legnaro.

## 2.2 L'ensemble CLARA-PRISMA

Cette thèse est dédiée à l'étude des noyaux exotiques voisins du Graal que peut être le noyau doublement magique  ${}^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$ .

Dans ce but, nous avons proposé et réalisé une série de trois campagnes de mesures auprès du complexe d'accélération XTU Tandem-ALPI de Legnaro et de l'ensemble de détection CLARA-PRISMA. Le spectromètre magnétique PRISMA permet de réaliser une identification précise des fragments et donc d'assigner clairement les rayonnements  $\gamma$  prompts émis lors de la réaction à un noyau donné. Le choix de cet appareillage fut également guidé par la détermination précise du vecteur vitesse des produits de réaction qu'offre PRISMA, engendrant une correction fine de l'effet Doppler pour les énergies  $\gamma$  enregistrées par le multidétecteur CLARA.

### 2.2.1 Les expériences réalisées

Dans l'objectif de peupler des noyaux très riches en neutrons autour de  $N=50$ , nous avons réalisé trois expériences CLARA-PRISMA durant les trois dernières années. Le travail de thèse ici présenté s'est intéressé à la dernière campagne de mesures, qui a eu lieu durant 13 jours en Février 2007, au Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL).

La principale difficulté, entravant l'étude des noyaux très exotiques, réside dans la production de ces derniers. Les contraintes inhérentes à ce genre de physique nous ont décidé à réaliser

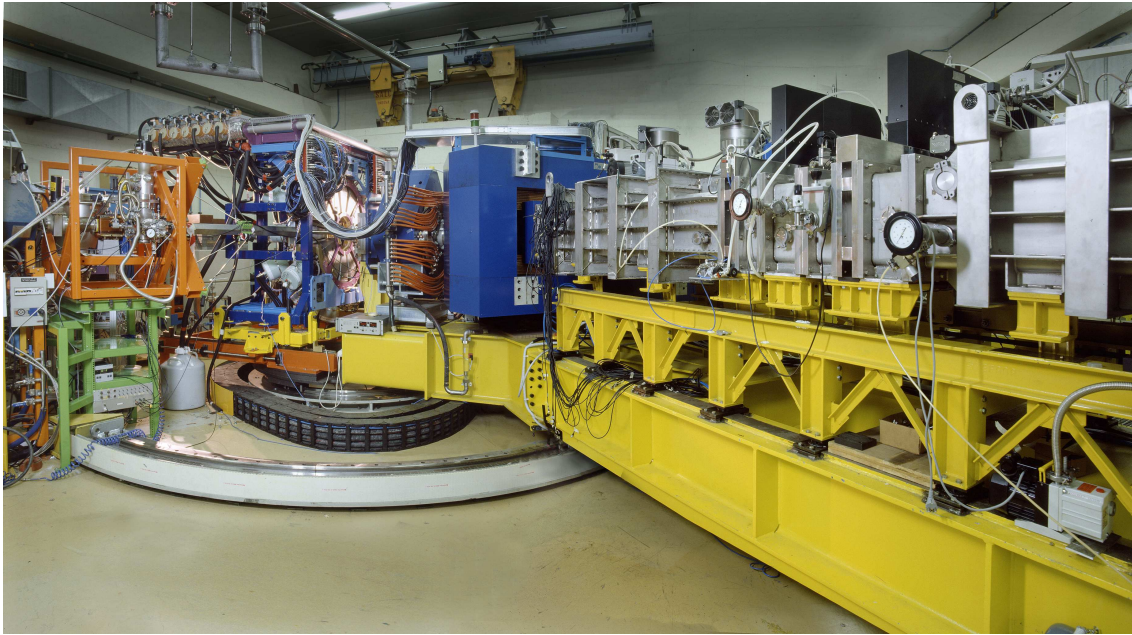


FIG. 2.2 – Vue du spectromètre magnétique PRISMA accompagné du multidétecteur CLARA.

des réactions de transfert très inélastiques. Ce genre de réaction correspond au transfert d'un certain nombre de nucléons entre projectile et cible. En effet, on bombarde une cible lourde avec un projectile dont le numéro atomique est légèrement supérieur à celui des isotopes que l'on veut produire. Schématiquement, il se forme un système composite temporaire à l'intérieur duquel les noyaux interagissent fortement en échangeant nucléons et énergie. Lorsque les forces coulombiennes et centrifuges deviennent plus fortes que l'attraction nucléaire, le système se casse. Le rapport  $N/Z$  des deux fragments se distribue autour d'une valeur moyenne, voisine du  $N/Z$  du noyau composite. En choisissant pour projectile l'isotope le plus riche en neutrons ainsi qu'une cible de rapport  $N/Z$  élevé, il est possible d'atteindre un rapport  $N/Z$  important. La réaction est binaire en voie de sortie avec des fragments quasi-cible et quasi-projectile voisins des noyaux initiaux. Partant d'une cible riche en neutrons, l'équilibrage du rapport  $N/Z$  en cours de réaction tend à enrichir le quasi-projectile en neutrons. Nous avons ainsi opté pour un faisceau de  $^{82}\text{Se}$ , et une cible de  $^{238}\text{U}$ , ayant des rapports  $N/Z$  de 1.41 et 1.59, respectivement. Pour minimiser l'évaporation de neutrons qui se produit inévitablement pendant la désexcitation ultérieure des fragments, l'énergie incidente est choisie 10 à 20% au-dessus de la barrière coulombienne, soit dans notre cas  $\approx 6\text{Mev/u}$ .

Les principaux paramètres de cette expérience sont résumés dans le tableau 2.1.

Pour la réaction  $^{82}\text{Se}(@505\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$  environ cinquante quasi-projectiles ( $Z; A$ ) différents ont été produits possédant des numéros atomiques jusqu'à dix unités inférieures à celui du projectile ( $Z = 34$ ), comme on peut le voir à la figure 2.19. Pour étudier les noyaux d'intérêt, il s'agit tout d'abord d'identifier précisément ces derniers à l'aide du spectromètre PRISMA, décrit ci-dessous.

### 2.2.2 Le spectromètre magnétique PRISMA

Afin d'étudier les différents noyaux quasi-projectiles produits dans les réactions de transfert très inélastiques, nous utilisons le spectromètre magnétique PRISMA, dont les performances sont répertoriées dans le tableau 2.2.

Placé à l'angle de grazing  $\theta_{gr}$ , il collecte, grâce à son grand dipôle, l'ensemble des quasi-

Tab. 2.1 – *Caractéristiques de l'expérience CLARA-PRISMA réalisée en Février 2007.*

Tension du Tandem	13.5 MV
Composition du faisceau	$^{82}\text{Se}$
Charge du faisceau	$12^+$
Energie du faisceau	515 MeV
Intensité du faisceau	$\approx 45$ nA
Composition de la cible	$^{238}\text{U}$
Epaisseur de la cible	1.01 mg/cm <sup>2</sup>
Epaisseur du support C	40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (avant) + 10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (arrière)
Angle de grazing	64°
Coïncidence PPAC-Ge	$\approx 1.8$ kHz

Tab. 2.2 – *Caractéristiques optimales du spectromètre PRISMA.*

Angle solide	$\approx 80$ msr
Acceptance en énergie	$\pm 20$ %
Pouvoir de résolution	$p/\Delta p \approx 2000$
Résolution en masse	1/300 via TOF
Résolution en énergie	1/1000 via TOF
Résolution en Z	1/60
Produit Masse Energie	$ME/q^2 = 70$ MeV amu
Correction cinématique	via software
Correction d'aberration	via software
Dispersion	4 cm/%
Capacité de taux de comptage	jusqu'à $2.10^5$ sec <sup>-1</sup>

projectiles émis dans son cône d'acceptance, puis les identifie au plan focal.

La bonne résolution en masse est acquise par reconstruction software des trajectoires des ions. Ceci est possible en utilisant les signaux de position et temps à l'entrée et au plan focal du spectromètre, ainsi que la mesure de l'énergie des fragments détectés.

Le design de PRISMA est assez simple. En effet, il consiste en un dispositif optique composé d'un quadrupôle et d'un dipôle, ainsi que d'un ensemble de détecteurs permettant l'identification des fragments.

Nous allons tout d'abord présenter succinctement le dispositif optique, avant de s'attarder sur l'ensemble des détecteurs appartenant à PRISMA.

### Dispositif optique

Le quadrupôle ( $\varnothing=30$  cm, longueur=50 cm) est placé à 50 cm à l'arrière de la cible à  $\theta_{gr}$  et sert à focaliser verticalement les fragments entrants tout en les défocalisant horizontalement.

Le dipôle, qui est la pièce maîtresse du dispositif optique, est séparé d'environ 60 cm de la sortie du quadrupôle. Ses fonctions de focalisation-défocalisation sont inverses de celles du quadrupôle. Il possède un angle de déflexion de 60° pour les trajectoires centrales et un rayon de courbure de 1.2 m. Les limites du champ effectif dans le dipôle sont représentées par des lignes pleines sur la figure 2.3. Le produit masse-énergie ( $ME/q^2$ ) est de 70 MeV.amu, et la dispersion de 4 cm/%. Son grand angle solide de 80 msr correspond aux acceptances  $\Delta\theta \approx 12$  horizontalement et  $\Delta\phi \approx 22$  dans le plan vertical. Toutefois les caractéristiques les plus intéressantes

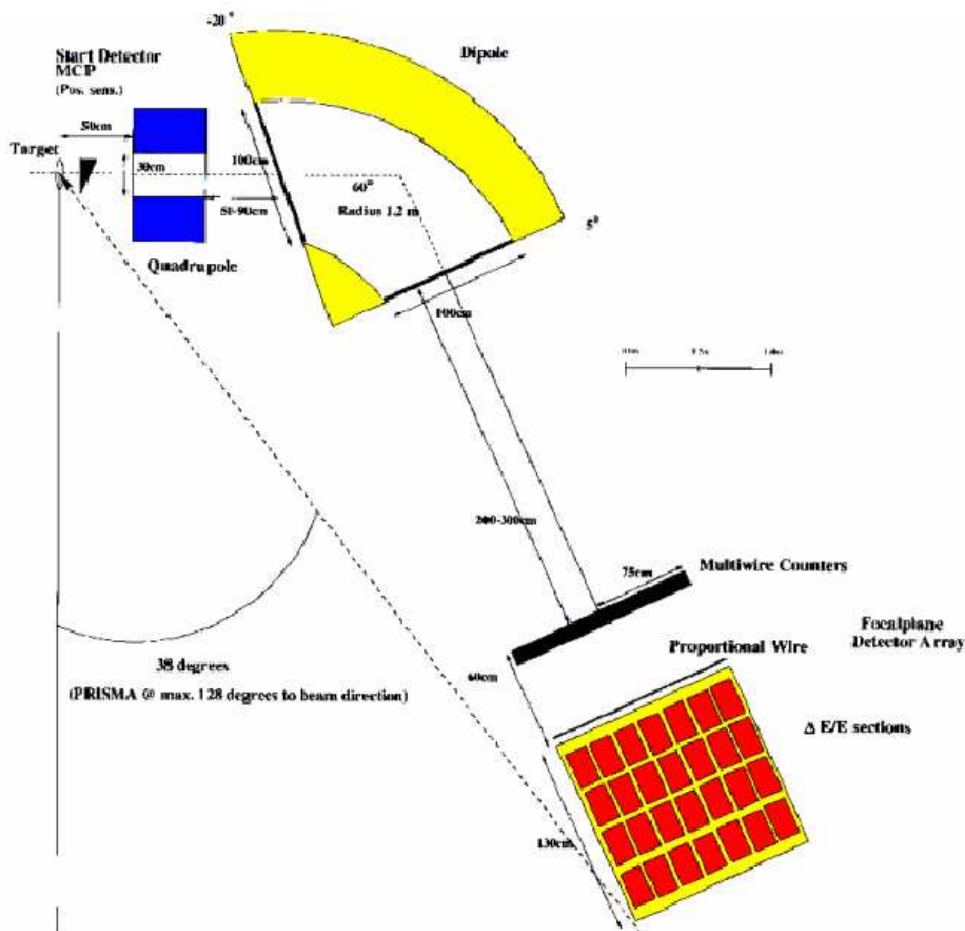


FIG. 2.3 – Vue schématique du spectromètre magnétique PRISMA.

sont la très bonne résolution en masse obtenue via la mesure du temps de vol (TOF), la résolution en énergie proche de 1/1000, ainsi que la grande acceptation en énergie de  $\pm 20\%$  de PRISMA.

### Dispositif de mesures et d'identification

La reconstruction de la trajectoire des ions et leur identification nécessitent la mise en oeuvre des trois détecteurs décrits ci-dessous :

► **MCP** Le détecteur d'entrée du spectromètre PRISMA, placé en amont du quadrapôle, est composé de deux MCP, acronyme de Micro-Channel Plate, montés en chevron ( $80 \times 100 \text{ mm}^2$ ), couvrant l'ensemble de l'angle solide de PRISMA. Ils donnent les positions X, Y ainsi qu'un signal temps pour les ions entrants dans le dispositif. En effet, les MCP détectent les électrons secondaires produits lors de l'interaction des fragments avec une fine feuille de carbone. Les électrons sont accélérés jusqu'à 300 eV et un champ magnétique parallèle à ce champ électrique est appliqué dans le but de préserver les informations sur les positions, en amoindissant la dispersion des électrons. Les électrons ainsi multipliés sont collectés sur l'anode. Cette dernière consiste en deux lignes de tungstène plaqué d'or ( $\varnothing = 100 \mu\text{m}$ ) s'enroulant autour de deux cylindres de plexiglas de diamètres différents, leur permettant d'être isolées l'une de l'autre. Les tensions appliquées sont également différentes pour les deux lignes, de manière à partager

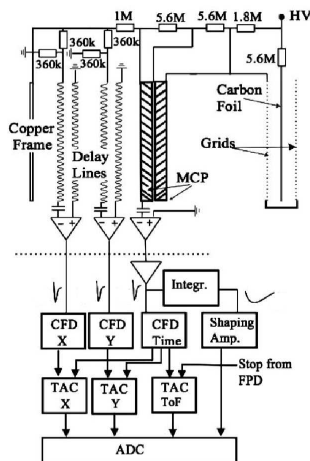
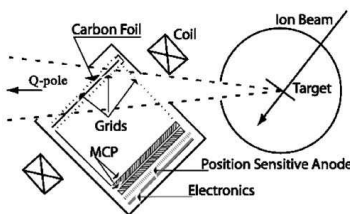


FIG. 2.4 – MCP de PRISMA.

équitablement la charge venant du MCP. Comme on peut le voir sur la figure 2.4, les positions X, Y sont obtenues par la différence de temps entre ces lignes et un signal temps rapide de référence, dérivé du second MCP à travers une capacité.

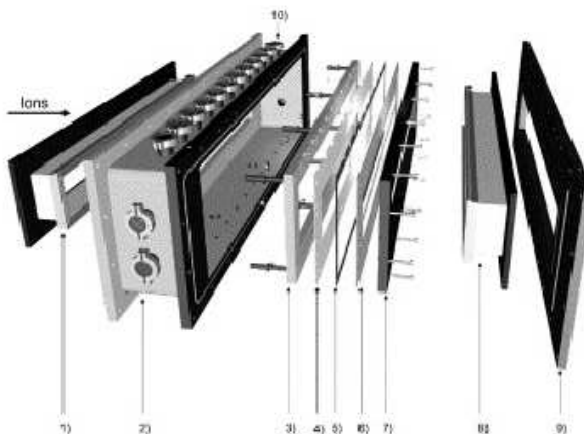


FIG. 2.5 – MWPPAC de PRISMA.

► **MWPPAC** Au plan focal de PRISMA, soit à environ 6.5 m du MCP, on trouve tout d'abord un MWPPAC divisé en 10 sections égales et indépendantes formant une surface active de  $100 \times 13 \text{ cm}^2$ . La structure, présentée en figure 2.5, est composée de trois électrodes : une cathode centrale soumise à une tension élevée pour la mesure du temps et deux plans de fils en X, Y, reliés à la masse, donnant les positions. Ces deux plans sont à égale distance (2.4 mm) de la cathode.

Les fils donnant la position en X sont séparés de 1 mm sur une largeur totale de 1000 mm. De plus, bien que le MWPPAC soit subdivisé en 10 entités indépendantes, ces dernières ont été conçues de manière à préserver cet écart entre deux sections consécutives.

La position en Y est déterminée par une seule section de 136 fils longs de 1 m et séparés de 1 mm les uns des autres, afin de préserver la symétrie du champ électrique. Comme la résolution en Y demandée est de 2-3 mm seulement, les fils sont connectés par groupe de deux, donnant 68 positions effectives en Y avec une résolution de 2 mm.

Les signaux positions sont alors déduits par la méthode de la ligne retardée. Ainsi on obtient la

position en faisant la différence en temps entre les signaux reçus de part et d'autre d'une même ligne.

La trajectoire des ions dans le dipôle peut être déterminée ainsi que le TOF en utilisant la différence temporelle entre le signal start donné par le MCP et le signal stop, donné par la cathode du MWPPAC. En outre, connaissant la position de la cible, le MCP permet de déterminer la direction des ions avec une incertitude inférieure à  $0.5^\circ$  et contribue à la détermination off-line de leurs vitesses (par la connaissance du TOF), améliorant grandement la correction Doppler des raies  $\gamma$  en coïncidence avec les fragments.

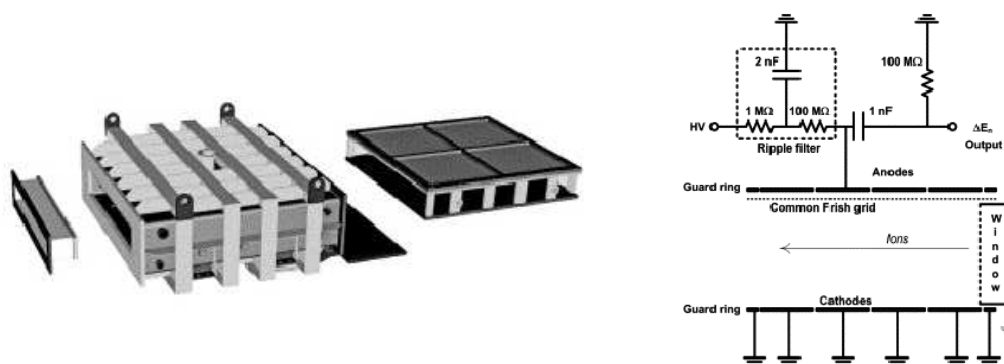


FIG. 2.6 – Chambre à ionisation de PRISMA.

► **Chambres à ionisation** Dans le plan focal de PRISMA, un ensemble de chambres à ionisation (IC) est positionné à 60 cm en aval du MWPPAC, avec un volume actif de  $120\text{cm}^3$  (profondeur  $\times$  largeur  $\times$  hauteur) segmenté en 10 parties se trouvant dans un unique volume de gaz. Dans notre cas, ce dernier est du méthane ( $\text{CH}_4$ ) pur à 99% à une pression de 70 mbar. Le méthane permet une vitesse de dérive des électrons élevée, soit une bonne résolution en énergie malgré un taux de comptage important. Chaque partie est elle-même subdivisée en 4 sections dans la profondeur de manière à mesurer la perte d'énergie  $\Delta E$  ainsi que l'énergie totale déposée  $E$ . En effet, lors de leur passage à travers la matière, les particules chargées interagissent par collision avec les électrons du milieu traversé. Ces collisions conduisent à l'ionisation du matériau. L'énergie déposée par la particule incidente est en moyenne proportionnelle au nombre de paires électron-ion créées :

$$n_0 = \frac{\Delta E}{W} \quad (2.1)$$

où  $n_0$  est le nombre total de paires,  $\Delta E$  l'énergie perdue par la particule dans le milieu traversé et  $W$  l'énergie effective à fournir pour créer une paire électron-ion.

Les électrons issus de l'ionisation dérivent sous l'effet d'un champ uniforme vers la grille de Frisch commune à chaque section et composée de 1200 fils de tungstène plaqué d'or ( $\varnothing = 100\mu\text{m}$ ) espacés de 1 mm. Ils sont ensuite amplifiés au niveau des fils d'amplification et collectés. La charge recueillie par les sections permet de mesurer la perte d'énergie des fragments dans la chambre. Deux sections supplémentaires (Side Detector), encadrant les chambres à ionisation, sont utilisées comme véto, afin de s'affranchir des ions sortant des chambres à ionisation.

Ainsi, il est possible d'identifier les divers fragments, vu que la perte d'énergie  $\Delta E$  est liée à la charge atomique par la formule de Bethe-Bloch pour les particules lourdes non relativistes, s'écrivant sous la forme :

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (2.2)$$



or, comme  $\frac{\Delta E}{\Delta x}$  et  $E$  sont connus, il est possible d'identifier les divers produits de réaction en visualisant la matrice  $\Delta E$  versus  $E$ .

### 2.3 Multidétecteur CLARA

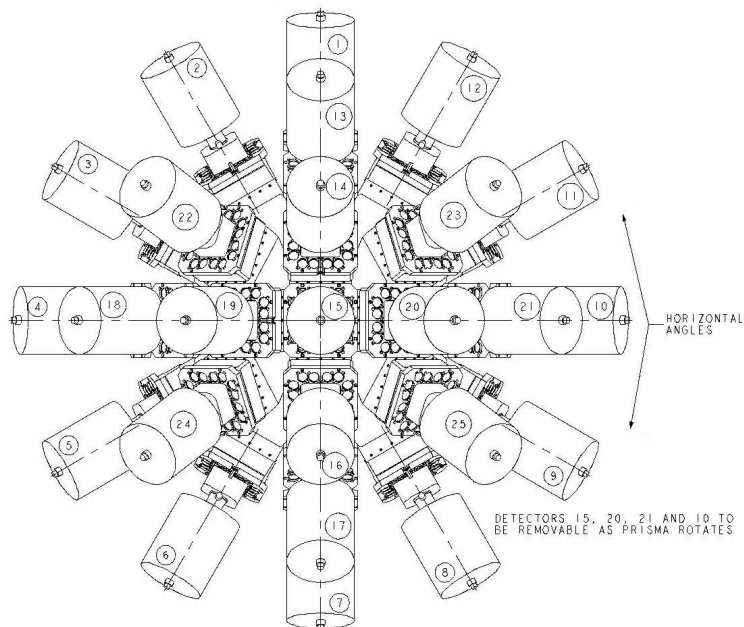


FIG. 2.7 – A gauche, vue du multidétecteur CLARA avec la chambre à réaction. A droite, plan des positions de l'ensemble des détecteurs composant le multidétecteur CLARA. Les détecteurs 1 à 12 sont placés à  $102^\circ$ , les détecteurs 13, 18, 17, 21 sont à  $128^\circ$ , les détecteurs 22, 23, 24, 25 sont à  $134^\circ$ , les détecteurs 14, 16, 19, 20 sont à  $154^\circ$ , et enfin le détecteur 15 se place à  $180^\circ$ .

L'utilisation du spectromètre PRISMA couplé à un multidétecteur gamma avec enceintes anti-Compton marque un pas supplémentaire vers les études spectroscopiques des réactions profondément inélastiques ou réactions de multi-transfert de nucléons. Comme nous l'avons vu précédemment, l'identification en  $Z$  et en  $A$  par PRISMA rend possible les mesures de noyaux loin de la stabilité malgré de très faibles sections efficaces. Dès l'élaboration de ce projet, il a été question de l'optimisation de la sensibilité du multidétecteur  $\gamma$  en fonction des paramètres engendrés par l'utilisation de PRISMA. En effet, la sensibilité d'un système de détection  $\gamma$  est proportionnelle à son efficacité et à son rapport Pic/Total (P/T), et inversement proportionnelle à sa résolution en énergie (FWHM). La géométrie de PRISMA ne rend possible le positionnement des détecteurs  $\gamma$  que dans une plage d'angles comprise entre  $\theta = 90$  à  $\theta = 180$ , par rapport à l'axe défini par la trajectoire centrale des produits de réaction entrant dans PRISMA. De plus, les produits de collisions inélastiques ou de réaction de multi-transfert de nucléons peuvent avoir des vitesses relativement grandes, entamant fortement la résolution en énergie du système par élargissement Doppler. C'est pourquoi comme cet effet est maximum à  $90$ , il est préférable de placer les détecteurs  $\gamma$  sur l'hémisphère opposée à PRISMA entre les angles  $\theta = 104$  à  $\theta = 180$ . En outre, la sensibilité est très dépendante de la dimension des cristaux de Ge et de leurs positions angulaires. Le choix s'est ainsi porté sur 25 détecteurs Clover, formant précédemment le multidétecteur EUROBALL phase IV. Ils sont composés de quatre cristaux de Ge Hyper-Purs, ayant chacun un diamètre de 50 mm et une longueur de 70 mm, montés dans

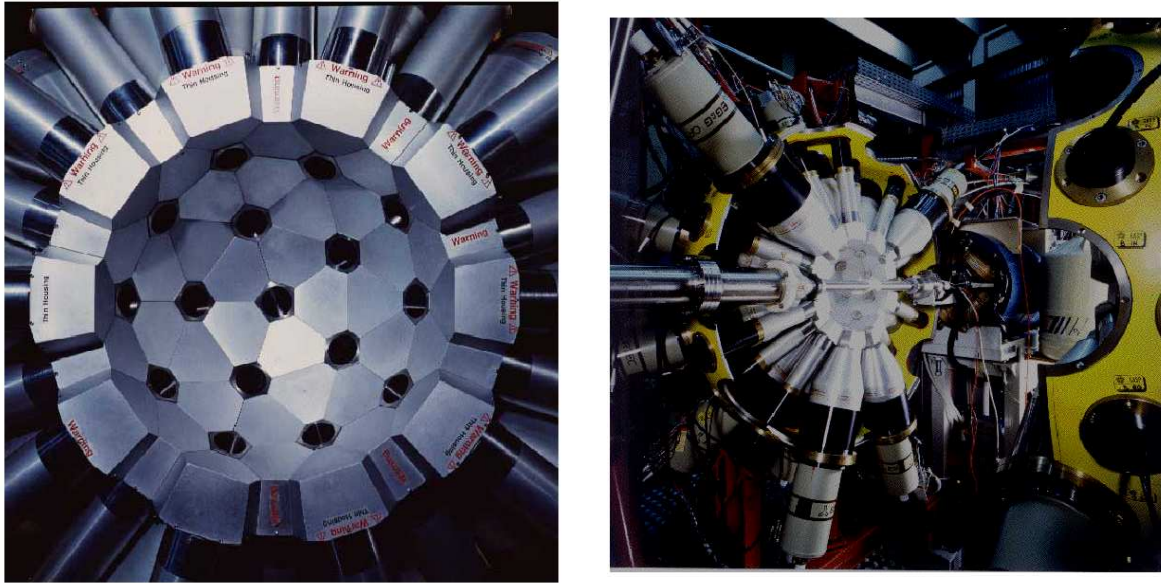


FIG. 2.8 – Vues du multidétecteur GASP.

un cryostat unique. Les signaux énergie des quatre cristaux sont acquis indépendamment, mais comme il est possible à un rayonnement  $\gamma$  d'interagir avec plus d'un cristal, des algorithmes d'add-back sont utilisés off-line afin de déterminer l'énergie du photon en question. Des enceintes anti-Compton en BGO entourent chaque détecteur Clover et sont utilisées comme veto pour s'affranchir des rayonnements  $\gamma$  échappant des Clover. De cette manière le rapport Pic sur Total s'améliore fortement. L'estimation des performances de ce multidétecteur composé de détecteurs Clover a été obtenue à partir de simulations GEANT3 et de mesures. Elles ont permis d'en déduire les diverses performances de CLARA :

- Efficacité totale  $\approx 3.3\%$  pour  $E_\gamma = 1.33$  MeV
- Rapport Pic/Total  $\approx 50\%$
- Résolution en énergie  $\approx 10$  keV pour  $v/c = 10\%$  et  $E_\gamma = 1.33$  MeV

Grâce à l'excellente précision angulaire ( $\Delta\theta < 0.5$ ) obtenue avec le détecteur MCP de PRISMA, l'élargissement Doppler des rayonnements  $\gamma$  est majoritairement dû à l'ouverture angulaire des cristaux de Ge.

## 2.4 GASP

Le multidétecteur GASP (GAMMA ray SPectrometer) est formé de 40 détecteurs Germanium Hyper-Pur Phase I avec enceintes anti-Compton, formant une boule  $4\pi$  [49].

Un des avantages de ce multidétecteur est son arrangement modulable, qui s'adapte au gré des domaines physiques explorés. En effet, GASP existe sous deux configurations : avec (configuration I) ou sans (configuration II) calorimètre  $4\pi$  en cristaux de BGO en son sein.

La configuration sans boule interne de BGO, induit un net rapprochement entre les détecteurs Ge et la cible, ce qui porte la distance Ge-Cible à 20 cm contre 27 cm en configuration I. L'efficacité totale photopic pour le pic à 1.33 MeV du  $^{60}\text{Co}$  est de 5.8%. Toutefois, pour créer les noyaux nous intéressant, il a été choisi de pratiquer une expérience entre un faisceau de  $^{82}\text{Se}$  sur une cible épaisse de  $^{192}\text{Os}$  avec la configuration I de GASP. En effet, cette configuration "dilatée" utilisant le calorimètre BGO agit comme filtre de multiplicité  $\gamma$  et comme spectromètre d'énergie totale. Dans la configuration II les détecteurs Ge couvrent un angle solide total de 10% de  $4\pi$  stéradian, correspondant à une efficacité photopic absolue de 3% pour la raie à

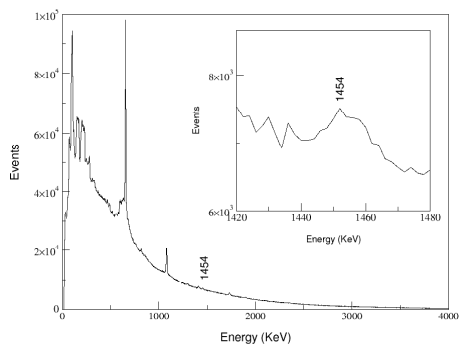


FIG. 2.9 – Projection totale corrigée du Doppler pour le  $^{84}\text{Se}$  obtenue avec DANTE.

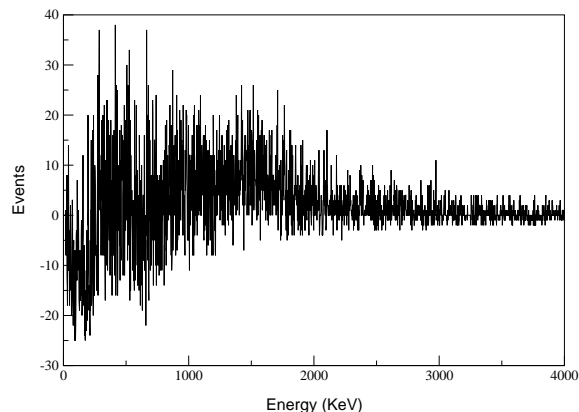


FIG. 2.10 – Spectre obtenu en ayant gâté sur la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  à 1455 keV.

1.33 MeV du  $^{60}\text{Co}$ . Le calorimètre  $4\pi$  de BGO couvre 80% de l'angle solide. La géométrie de GASP est un polyèdre de 122 faces, utilisées pour 40 d'entre elles par les détecteurs Ge (28 en positions "hexagonales" et 12 en positions "pentagonales"). Deux faces servent au passage de la ligne de faisceau et les 80 dernières faces sont dévouées à l'usage des 80 cristaux de BGO de la boule interne. L'épaisseur de ces détecteurs BGO (65 mm) est suffisante pour absorber 95% des gamma d'environ 1 MeV. L'efficacité totale résultant de la boule est donc de 70%. Ce calorimètre est utilisé pour déterminer événement par événement la multiplicité et l'énergie totale de la cascade gamma. En imposant des fenêtres de sélection (ou "gates"), les canaux de réaction d'intérêt sont favorisés tout en réduisant fortement le fond d'un facteur estimé aux alentours de 2.

## 2.5 DANTE

DANTE (Detector Array for multi-Nucleon Transfer Ejectiles) est un détecteur ancillaire sensible à la position des ions lourds [56]. Il consiste en Micro-Channel Plates (MCP) placés à l'intérieur de la chambre à réaction de l'ensemble PRISMA-CLARA. Les premiers prototypes de DANTE ont été construits et testés en Juin 2005. Ils présentent une configuration assez semblable à celle du détecteur d'entrée du spectromètre PRISMA. Chaque détecteur est constitué d'une feuille de mylar à l'entrée (permettant la production d'électrons lors du passage d'un ion), suivie de deux MCP ( $40 \times 60\text{mm}^2$ ) montés en chevron. L'anode sensible à la position est formée de deux lignes orthogonales de retards faites de fils de cuivre ( $\varnothing 100\mu\text{m}$ ), qui sont placés de manière à ce qu'un fil de cuivre ayant une enveloppe en étain alterne avec un fil isolé. Ces fils sont connectés à un préamplificateur différentiel à bas-bruit, afin de minimiser l'influence de signaux rapides du MCP. Ils sont roulés autour de deux tiges de plexiglas présentant deux différents diamètres dans les directions X et Y, ceci en vue de les garder isolées l'une de l'autre et de la plaque d'acier de réflexion des électrons. La ligne de retard est attachée à un circuit imprimé où les préamplificateurs sont montés. Les positions X et Y sont obtenues par la différence du temps d'arrivée du signal à une extrémité de la ligne de retard correspondante par rapport à un signal de référence. Ce dernier est dérivé du second MCP à travers une capacité. Le temps de montée des signaux rapides est de l'ordre de 2-3 ns.

La figure 2.9 montre la projection totale des événements CLARA-DANTE corrigée du déplacement Doppler. Le spectre présente un fond important dû au fort taux de fission de la cible d'Uranium utilisée dans la réaction considérée  $^{82}\text{Se} + ^{238}\text{U}$ . Il est aussi dominé par les transitions  $2^+ \rightarrow 0^+$  et  $4^+ \rightarrow 2^+$  du faisceau ( $^{82}\text{Se}$ ). L'encart présente la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  de 1455 keV du quasi-projectile  $^{84}\text{Se}$  dont le taux de production est important. La figure 2.10 montre le

spectre  $\gamma$  conditionné par cette transition. Aucune autre raie en coïncidence avec cette dernière n'est identifiable. L'explication à ce phénomène tient au fait qu'un grand taux de fission est produit lors de notre réaction : en effet, les fragments de fission quasi-cibles créent un fond très important, noyant totalement les raies  $\gamma$  des noyaux exotiques d'intérêt. En conclusion, les données DANTE ne peuvent être utilisées pour la construction des schémas de niveaux des noyaux exotiques dont les sections efficaces de production sont faibles.

## 2.6 Acquisition

Un schéma simplifié montrant la logique du trigger est donnée en figure 2.11. Deux configurations sont possibles : en effet les opérateurs logiques "AND" sont considérés pour des mesures sous faisceau alors que les opérateurs "OR" sont utilisés pour les mesures de calibration en sources. Les bons événements correspondent à ceux obéissant aux différentes possibilités suivantes :

- 1 gamma en coïncidence avec le détecteur start (MCP) de PRISMA
- 1 gamma en coïncidence avec le détecteur stop (PPAC) de PRISMA
- 1 événement validé par PRISMA (détecteur start et détecteur au plan focal)
- 2 gammas en coïncidence avec DANTE

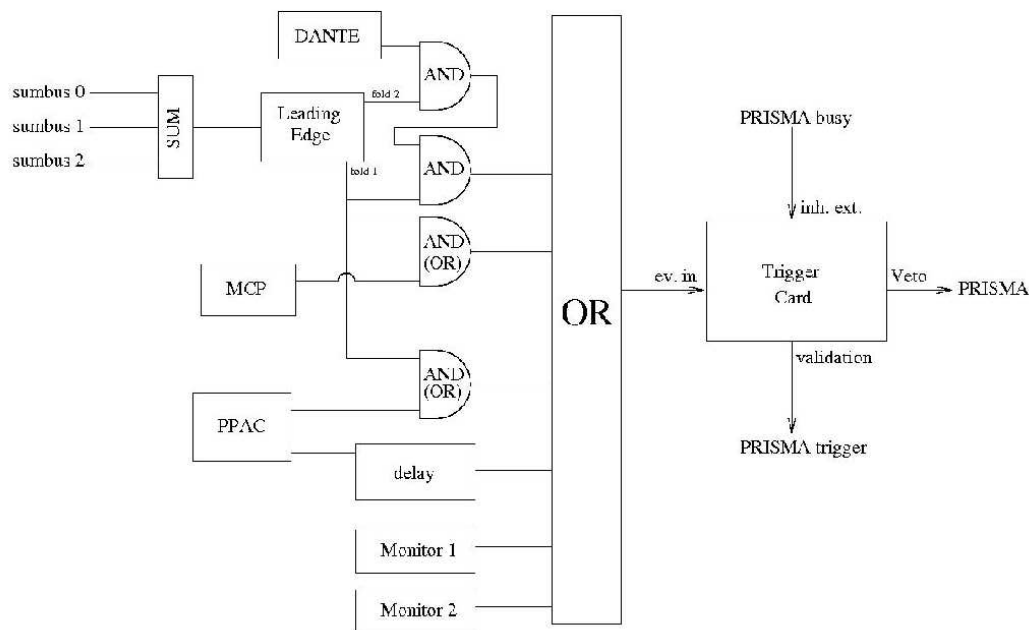


FIG. 2.11 – Schéma logique pour CLARA-PRISMA.

## 2.7 Identification des noyaux d'intérêt

La méthode d'identification des noyaux d'intérêt a déjà été présentée dans les sections précédentes, toutefois nous revenons sur cette étape primordiale de manière plus pratique. Un grand nombre de matrices vont nous donner l'occasion d'optimiser les données finales en s'affranchissant d'événements polluants.

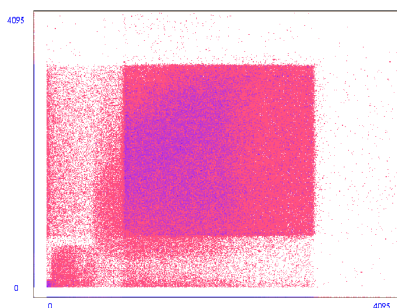


FIG. 2.12 – Matrice représentant l'entrée du MCP. On pose une banane sur cette matrice dans le but d'enlever le bruit du MCP et de se limiter ainsi à l'aire active du MCP.

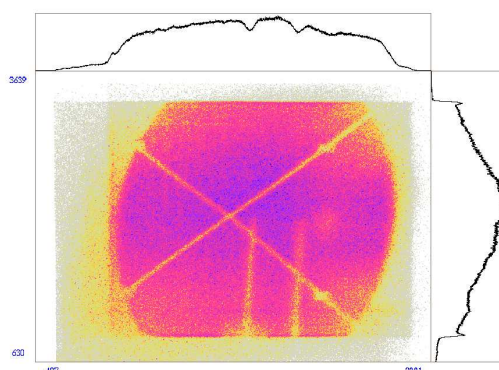


FIG. 2.13 – Cette matrice représente les événements à la fois détectés dans le MCP et dans le PPAC. Si la résolution du TOF est bonne, la croix et les vis sont clairement visibles.

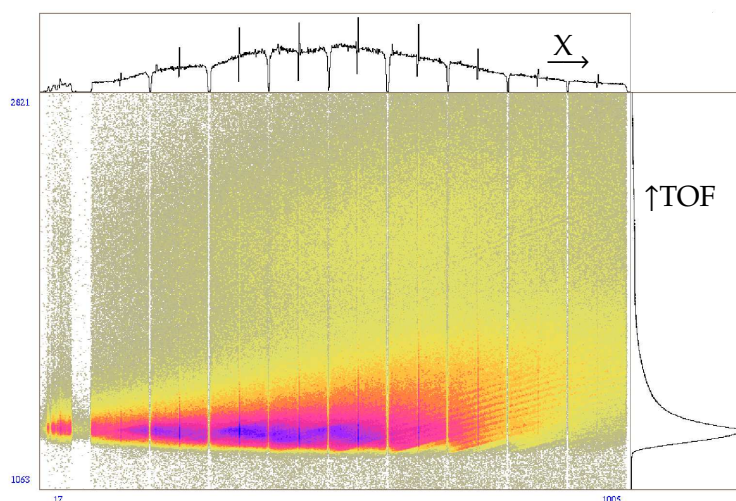


FIG. 2.14 – Matrice TOF vs X corrigée.

La première étape consiste à s'assurer que seuls les événements à la fois détectés dans le MCP et le PPAC (figures 2.12 et 2.13) sont pris en compte, car cela va nous donner un paramètre essentiel à notre analyse : le temps de vol (TOF). Sur la figure de gauche sont représentés les événements détectés dans le MCP à l'entrée de PRISMA. En raison de son positionnement au voisinage immédiat de la chambre à réaction, le MCP détecte un très grand nombre d'événements qui ne sont pas tous dignes d'intérêt. Pour s'affranchir de la majeure partie de ces polluants, on contraint le système à ne garder que les événements à la fois détectés dans le MCP et dans le MWPPAC du plan focal (figure de droite). En effet, le dipôle de PRISMA, grâce à son champ magnétique fixé de telle sorte à détecter le  $^{82}\text{Se}$  au milieu du plan focal, épure drastiquement

les événements détectés au niveau du MWPPAC. Son  $B\rho$  s'écrit comme suit :

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{\sqrt{2AE}}{q} \quad (2.3)$$

vaut 8.73 pour notre réaction ( $A = 82$ ,  $E_{CM} = 339$  MeV et un état de charge  $27^+$ ). La rigidité magnétique étant ainsi fixée pour l'ensemble de l'expérience, seuls les résidus possédant le même  $B\rho$  pourront arriver jusqu'au plan focal. La seconde étape consiste à maximiser le nombre d'événements pris en compte dans le PPAC en utilisant sa cathode. En effet, les fils de la cathode sont beaucoup plus denses que pour les anodes. En utilisant uniquement l'anode en X du PPAC, il est possible de perdre des événements. La position en X étant déterminée par la différence  $\frac{X_{left}-X_{right}}{2}$ , si un ion est détecté trop au bord d'une section du PPAC, cette différence ne peut être calculée et l'événement est perdu. L'utilisation de la cathode permet donc de limiter ces déperditions. De plus, chaque section du PPAC est soumise à un retard électronique légèrement différent. Il faut donc corriger ces décalages en prenant une section comme référence et en alignant les TOF de l'ensemble des sections sur cette dernière. Après correction on peut visualiser la matrice TOF vs X (figure 2.14).

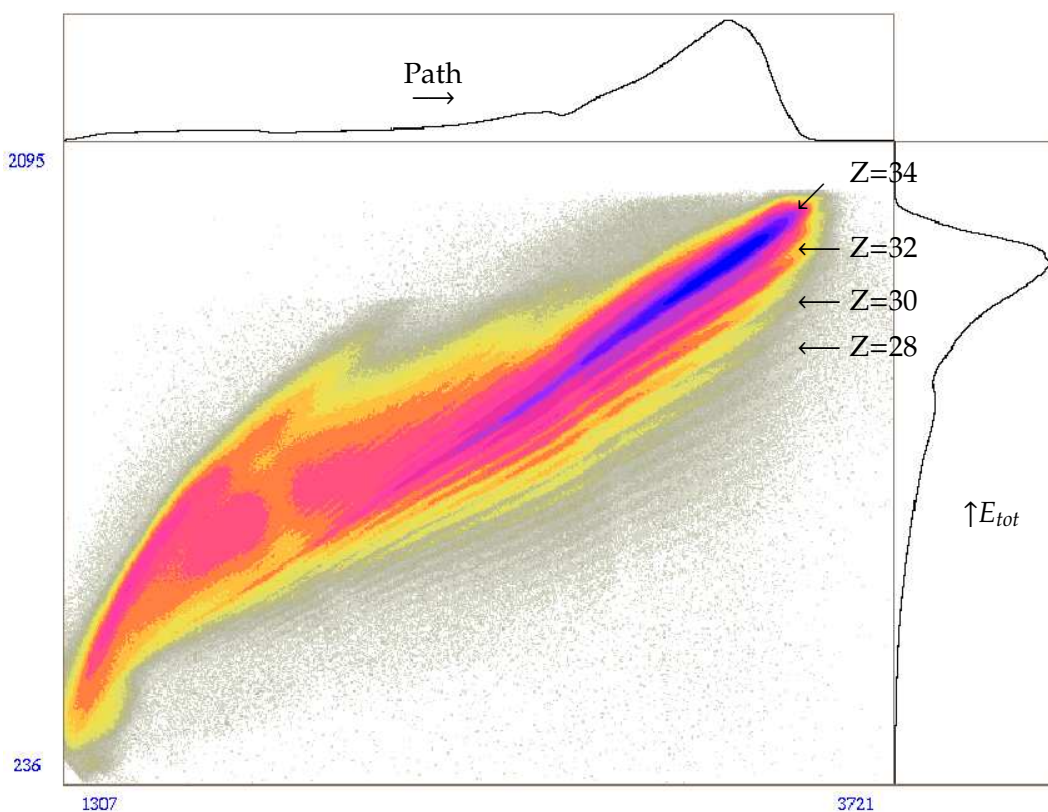


FIG. 2.15 – Spectre bidimensionnel représentant en abscisse la distance dans les chambres à ionisation et en ordonnée l'énergie totale déposée. Il permet une identification des différents Z.

Ayant réalisé l'ensemble des calibrations nécessaires à la bonne identification des noyaux, on peut alors passer à cette étape majeure qui nous assurera une analyse spécifique des noyaux nous intéressant. La matrice, représentée figure 2.15, donne l'énergie totale déposée au sein des chambres à ionisation en fonction de la distance parcourue par l'ion détecté dans ces dernières. Elle permet de visualiser les ions de différents Z produits lors de cette expérience et donc de les sélectionner à notre guise, en utilisant des zones de contour appelées "bananes".

A chaque élément chimique (Z) sélectionné correspond une distribution en masses. L'identi-

cation en masse pour un  $Z$  donné est réalisée grâce au spectre bidimensionnel de l'énergie totale déposée dans les chambres à ionisation en fonction du rapport  $\frac{R}{V}$ , où  $R$  est le rayon de courbure de la trajectoire de l'ion considéré. Sachant que :

$$\frac{A}{q} \propto \frac{R}{V} \quad \text{car on a} \quad \frac{AV^2}{R} = qB\rho$$

il est possible d'extraire les différents rapports  $A/q$  pour un  $Z$  déterminé (voir figure 2.16).

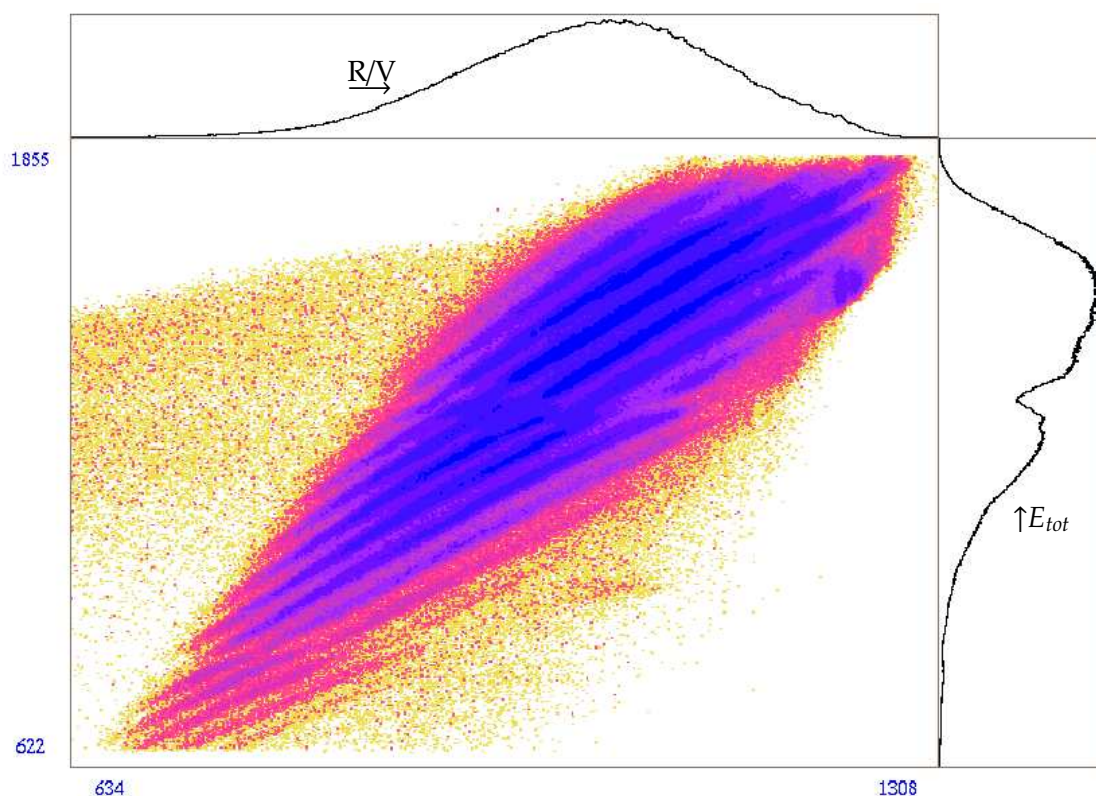


FIG. 2.16 – Spectre bidimensionnel obtenu pour un élément chimique donné (ici  $Z=34$ ), représentant en abscisse le rapport entre le rayon de courbure de la trajectoire des fragments et la vitesse de ces derniers et en ordonnée l'énergie totale déposée dans les chambres à ionisation.

Si l'on attribue judicieusement une valeur à ces différents rapports, on peut alors retrouver les valeurs des états de charge ainsi que visualiser la distribution en masse pour un  $Z$  donné (figure 2.17).

La distribution des états de charge sur le plan focal que l'on peut voir à la figure 2.17, montre que l'état prédominant du  $Se$  est  $q = 25^+ - 26^+$  ce qui se rapproche assez de ce que la littérature [53] nous a donné comme valeur ( $\bar{q} = 29$ ).

Le point d'orgue de cette préparation à l'analyse est l'obtention des distributions en masses pour l'intégralité des éléments chimiques produits dans la réaction. On pourra alors, sans qu'il puisse y avoir de suspicions de pollutions, associer un spectre  $\gamma$  avec un noyau ( $Z; A$ ) choisi. Comme on peut le voir à la figure 2.19, un très large éventail de noyaux ont été identifiés. La seule limitation est la faible statistique des événements de coïncidence  $\gamma$ -PRISMA pour les noyaux les plus exotiques. Du fait de la modeste efficacité de détection de CLARA, les coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ -PRISMA présentent une statistique trop faible pour toute exploitation en-deçà de l'Arsenic. Nous avons donc utilisé les données obtenues grâce au multidétecteur GASP, lors d'une expérience de réaction profondément inélastique entre un faisceau de  $^{82}Se$  et une

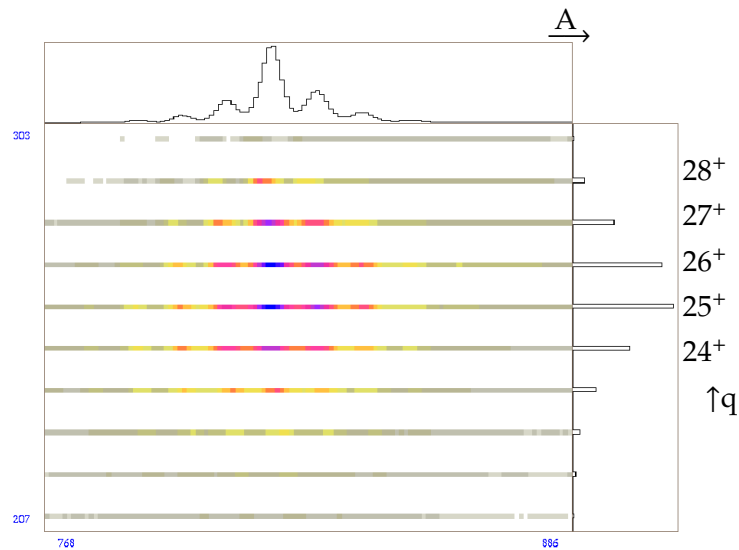


FIG. 2.17 – Matrice représentant en abscisse la distribution en masse et en ordonnée la distribution d'états de charge pour  $Z=34$ , correspondant au faisceau.

cible épaisse de  $^{192}\text{Os}$ . Comme on l'a expliqué précédemment, cette expérience nous a donné un cube en énergies sur lequel on pose deux gates<sup>1</sup>. Ce sont les résultats de ces projections qui vont nous permettre de construire les schémas de niveaux.

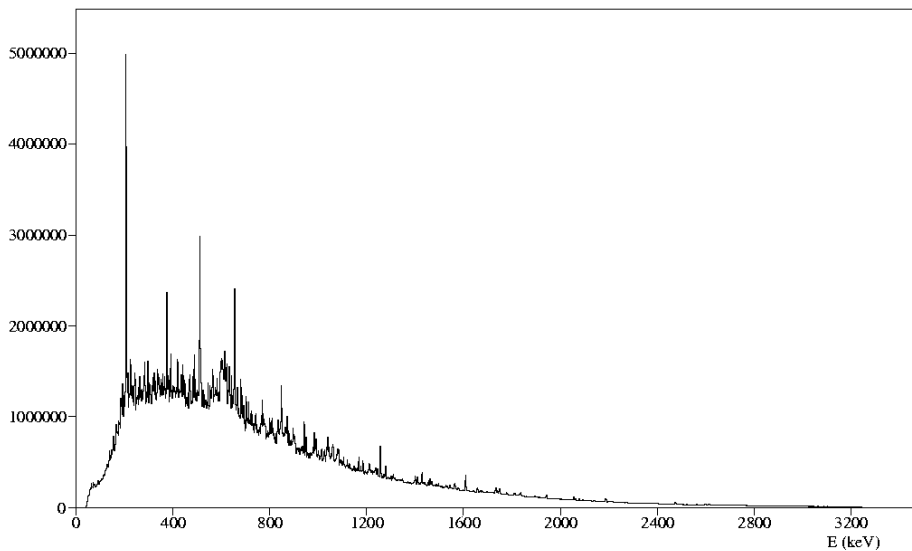
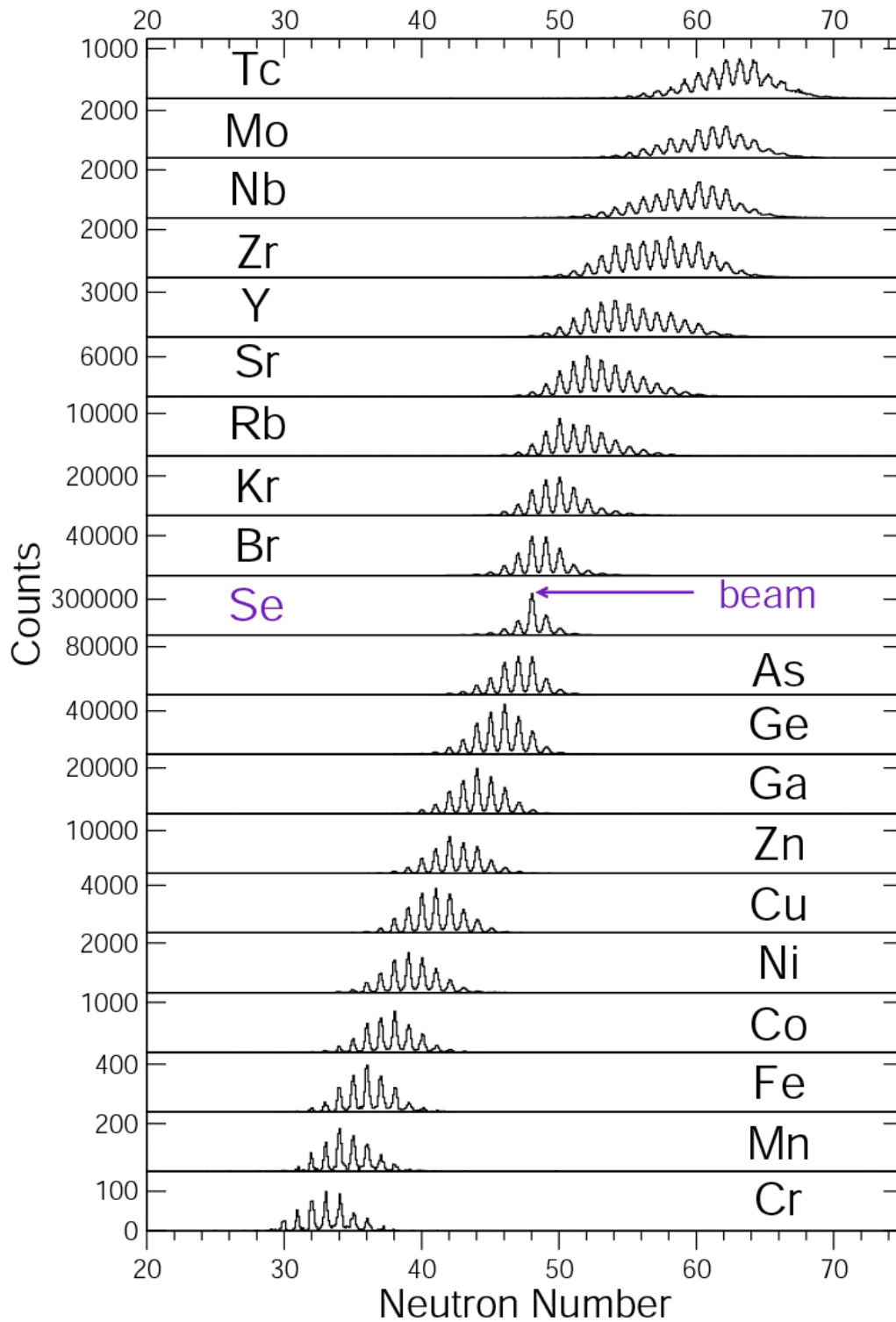


FIG. 2.18 – Projection  $\gamma$  totale obtenue lors de l'expérience  $^{82}\text{Se} + ^{192}\text{Os}$  avec GASP.

<sup>1</sup>On gardera cet anglicisme tout au long de texte. On appelle donc "gate" une sélection en énergie ou en masse.



FIG. 2.19 – Distributions en masse pour  $Z = 24$  à  $Z = 43$ .

### 2.7.1 Etalonnage en énergie

Les détecteurs Ge sont étalonnés en énergie à l'aide de trois sources de  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{56}\text{Co}$  et  $^{133}\text{Ba}$  situées à la place de la cible pour le multi-détecteur CLARA. L'avantage d'utiliser ces éléments pour l'étalonnage est que leur désexcitation couvre une large gamme en énergie, allant de 80 à 3550 keV. Chaque cristal de détecteur a été étalonné séparément à 1 keV/canal.

### 2.7.2 Correction Doppler

Le rayonnement  $\gamma$  d'un noyau qui se désexcite en vol subit une modification de son énergie due à l'effet Doppler. Celle-ci dépend de l'angle d'émission. L'énergie réelle d'émission est donnée au premier ordre par la formule :

$$E_{\text{réelle}} = E_{\gamma\text{détectée}} \times \frac{1}{1 + \beta \cos\theta} \quad (2.4)$$

La vitesse du noyau de recul  $\beta$ , varie entre 4 et 10% pour l'ensemble des expériences réalisées en cible mince. L'approximation faite pour la formule est valable étant donné la faible valeur de  $\beta$ . Il est donc nécessaire de corriger l'énergie détectée dans chacun des Ge situés autour de la cible, en considérant les angles de chacune des couronnes de CLARA. L'élargissement Doppler est dû à l'incertitude sur  $\theta$  induite par l'ouverture angulaire du Ge et de l'erreur sur la direction de recul. Or la précision sur la direction de recul donnée par le MCP, est de  $0.5^\circ$ , ce qui est négligeable. Il reste donc l'incertitude sur la demi-ouverture angulaire des détecteurs Ge qui vaut  $\approx 4$  soit près de 14 keV à 1 MeV pour une vitesse de recul de 10% à  $90^\circ$ .

### 2.7.3 Correction d'efficacité

Les sources de  $^{152}\text{Eu}$ , de  $^{56}\text{Co}$  et de  $^{133}\text{Ba}$  permettent également de déterminer la courbe d'efficacité relative du multi-détecteur CLARA en fonction de l'énergie du rayonnement  $\gamma$ . A basse énergie, les absorbeurs placés devant les cristaux de Ge diminuent drastiquement l'efficacité de détection. De plus, les seuils des CFD<sup>2</sup> sont réglés de telle sorte que le bruit de fond électron dû à l'électronique soit coupé. La diminution de l'efficacité de détection avec l'augmentation de l'énergie est due à la taille finie des cristaux. Quand l'énergie augmente, la probabilité que le photon subisse une diffusion Compton prédomine sur celle qu'il soit absorbé par effet photoélectrique et la probabilité de s'échapper du cristal augmente. La courbe d'efficacité présente un maximum autour de 150 keV, qui est l'énergie pour laquelle l'absorption d'un photon est la plus probable. Pour reproduire ces différentes tendances en fonction de l'énergie, les données expérimentales (voir figure 2.20) sont ajustées en utilisant un programme développé par D.C. Radford [44] à partir de la fonctionnelle EFF :

$$EFF = \exp [(A + B \times x)^{-G} + (D + E \times y + F \times y^2)^{-G}]^{-\frac{1}{G}} \quad (2.5)$$

avec  $x = \log \frac{E_\gamma}{E_1}$  et  $y = \log \frac{E_\gamma}{E_2}$ , où  $E_1 = 100$  keV et  $E_2 = 1$  MeV.

Les paramètres de cette fonctionnelle sont libres de varier au cours de l'ajustement. Ils sont optimisés à chaque itération de manière à minimiser le paramètre du  $\chi^2$  entre les données expérimentales et la courbe d'efficacité. Les paramètres A et B concernent l'ajustement de la courbe d'efficacité à basse énergie, tandis que les paramètres D, E et F contraignent les hautes énergies. G est un paramètre de couplage entre les basses et les hautes énergies. A partir de la courbe d'efficacité, il est possible de déduire l'intensité relative entre les différentes transitions  $\gamma$  mesurées.

<sup>2</sup>CFD ou DFC en français, acronyme de Discriminateur à Fraction Constante.

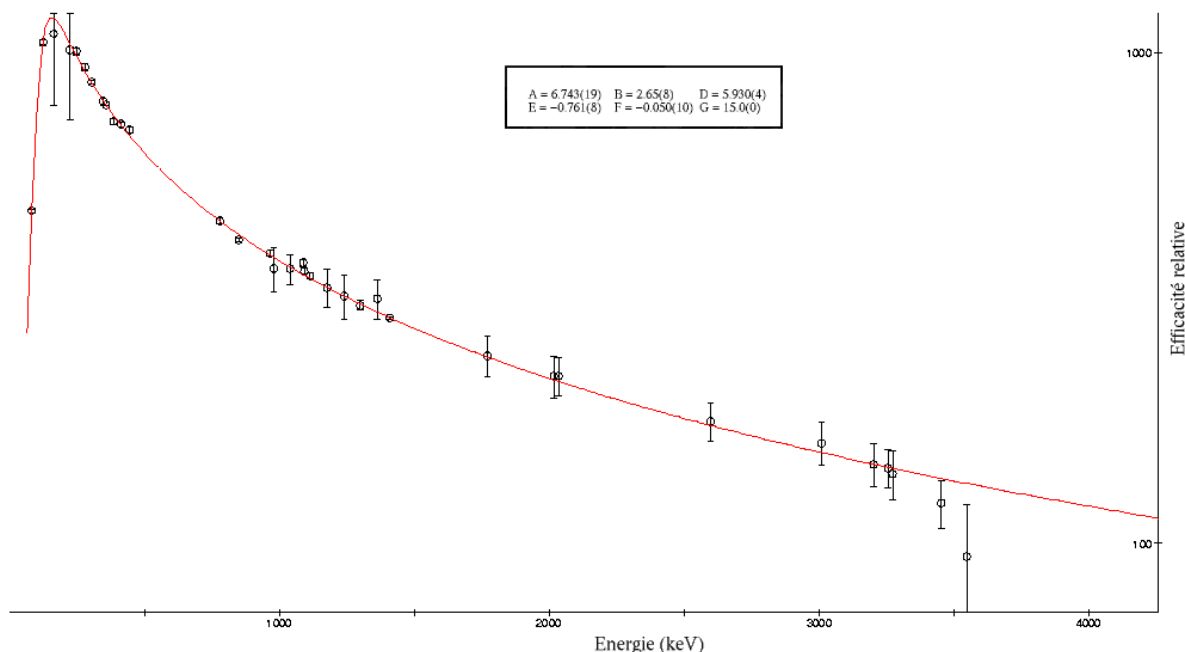


FIG. 2.20 – Courbe d'efficacité relative du multi-détecteur CLARA déterminée à partir d'une source mixte de  $^{152}\text{Eu}$ , de  $^{56}\text{Co}$  et de  $^{133}\text{Ba}$ . Sur cette courbe on ne tient pas compte de l'add-back.

### 2.7.4 Facteur d'add-back

L'angle solide normalisé  $\omega$  d'un détecteur correspond à l'angle solide  $\Omega$  soutenu par le détecteur normalisé par  $4\pi$  str ( $\omega = \Omega/4\pi$ ) [12].

L'efficacité photopic  $\varepsilon_p\omega(E_\gamma)$  d'un détecteur est le produit de l'efficacité photopic intrinsèque  $\varepsilon_p(E_\gamma)$  avec l'angle solide normalisé  $\omega$ . Le paramètre  $\varepsilon_p$ , généralement donné à 1332 keV, ne peut être mesuré directement ; il est déduit de la quantité mesurée  $\varepsilon_p\omega$ , l'angle solide normalisé  $\omega$  étant calculé. Cette dernière quantité dépend de la géométrie du détecteur, de la distance  $D$  entre l'entrée du détecteur et la source, de la taille et de la forme du cristal. Pour un détecteur cylindrique ou tronconique de type EUROGAM Phase I ou GASP,  $\omega$  peut être calculé grâce à l'expression suivante :

$$\omega = \frac{1}{2} \left( 1 - \sqrt{\frac{D^2}{D^2 + r^2}} \right) \quad (2.6)$$

où  $r$  est le rayon d'ouverture du détecteur Ge.

Mais dans le cas de détecteurs Clover, soit notre configuration, la géométrie complexe amène à une équation intégrale de l'angle solide qui a été calculé numériquement.

Dans un détecteur composite, l'efficacité de détection photopic totale résulte de deux effets complémentaires : l'absorption totale d'un photon dans un seul des quatre cristaux et son absorption totale dans deux (ou plus) cristaux du détecteur. Le premier effet est relié à l'efficacité de détection directe  $(\varepsilon_p\omega)_D$  et le second à l'efficacité de détection en coïncidence  $(\varepsilon_p\omega)_C$ . Quand deux diodes ont déclenché en coïncidence, cela signifie dans la grande majorité des cas qu'il s'agit d'une diffusion Compton d'un cristal vers un autre. Pour l'acquisition de données, cela correspond à deux événements distincts. En sommant les énergies partielles déposées dans ces deux cristaux, si aucun matériau absorbeur ne dégrade la partie diffusée, l'énergie totale est reconstituée. C'est pourquoi l'efficacité totale de détection peut se mettre sous la forme :

$$(\varepsilon_p\omega) = (\varepsilon_p\omega)_D + (\varepsilon_p\omega)_{AB} \quad (2.7)$$

où  $(\varepsilon_p\omega)_{AB}$  est l'efficacité photopic Add-back et est égale à  $(\varepsilon_p\omega)_C$ . Ainsi le facteur d'add-back peut être défini comme le rapport entre l'efficacité photopic du Clover (obtenue donc en sommant événement par événement les énergies déposées en coïncidence dans chaque cristal) et la somme des efficacités des cristaux individuels.

$$(\varepsilon_p\omega) = (\varepsilon_p\omega)_D + (\varepsilon_p\omega)_{AB} = (\varepsilon_p\omega)_D \times [1 + f] = (\varepsilon_p\omega)_D \times F \quad (2.8)$$

avec le facteur additionnel  $f$  donné par :

$$f = \frac{(\varepsilon_p\omega)_{AB}}{(\varepsilon_p\omega)_D} \quad \text{et} \quad F \geq 1 \quad (2.9)$$

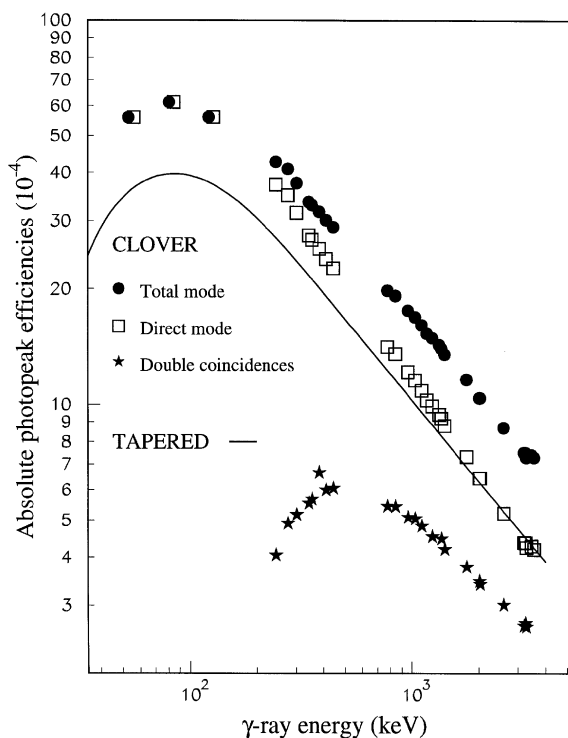


FIG. 2.21 – Efficacités absolues pour le mode direct, les coïncidences doubles et le mode de détection totale d'un détecteur Clover en fonction de l'énergie des raies  $\gamma$ . L'efficacité photopic d'un détecteur EUROGAM Phase I est également représentée.

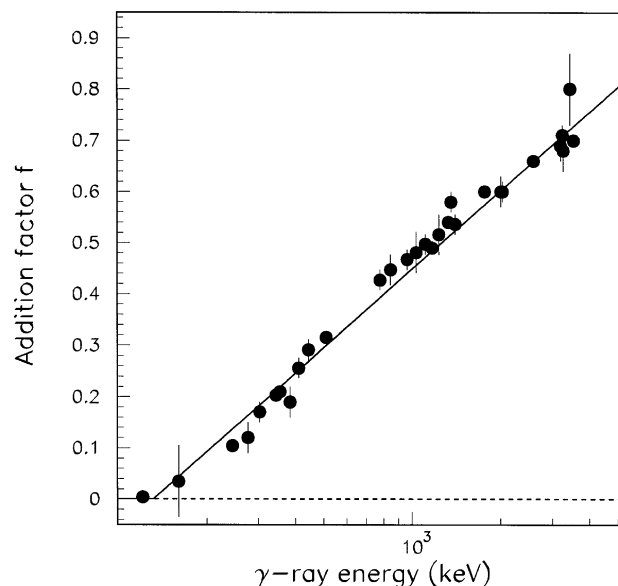


FIG. 2.22 – Facteur additionnel  $f$  en fonction de l'énergie des raies  $\gamma$  pour un Clover.

La figure 2.21 montre des efficacités photopic absolues mesurées en mode de détection directe, en mode de coïncidence et en mode de détection totale pour un détecteur Clover (obtenues lors de campagnes de tests sur EUROGAM II). Comme on peut le voir sur cette figure, pour les photons d'énergie inférieure ou égale à 130 keV, les efficacités en modes direct et de détection totale sont identiques. Cela signifie que le facteur d'add-back  $F$  est constant et égal à 1 ( $f = 0$ ) pour un éventail d'énergies allant de 0 à 130 keV. En effet, à basse énergie, la section efficace de diffusion Compton est négligeable, ainsi l'absorption des raies  $\gamma$  est largement dominée par l'effet photoélectrique. A plus hautes énergies, le facteur additionnel  $f$  varie logarithmiquement en fonction de l'énergie comme on peut le voir figure 2.22. Le fit des données expérimentales mène alors à l'expression suivante :

$$f = \begin{cases} 0.221(3) \ln(E_\gamma) - 1.07(2) & \text{pour } E_\gamma \geq 130 \text{ keV} \\ 0 & \text{pour } E_\gamma < 130 \text{ keV.} \end{cases} \quad (2.10)$$

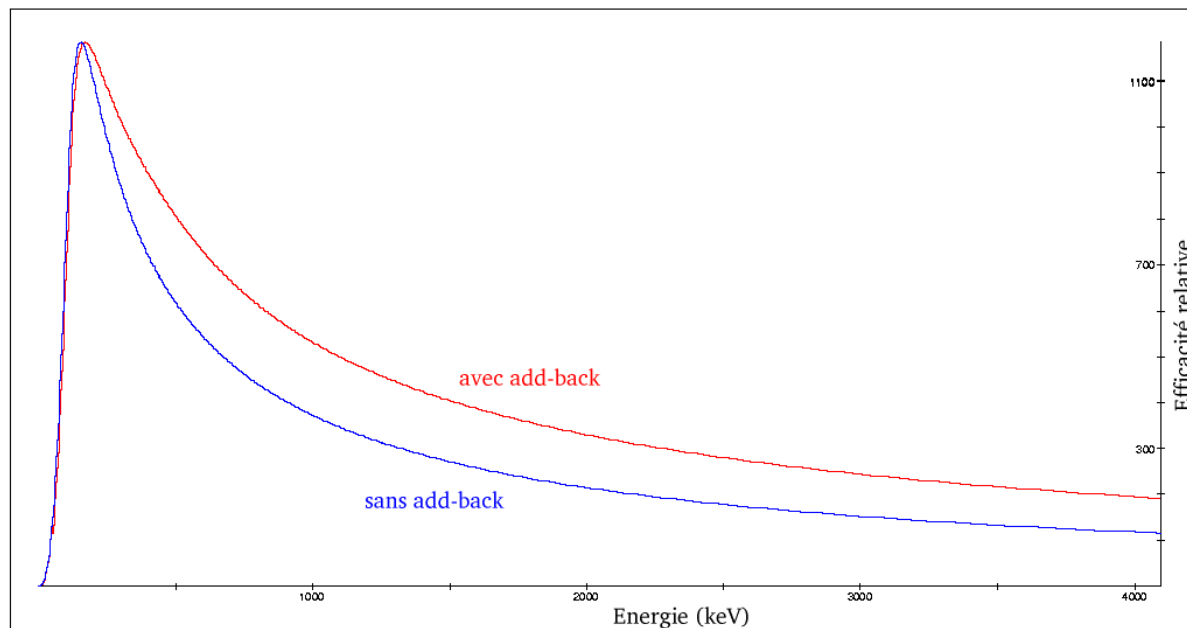


FIG. 2.23 – Courbes d'efficacité relative du multi-détecteur CLARA déterminée à partir d'une source mixte de  $^{152}\text{Eu}$ , de  $^{56}\text{Co}$  et de  $^{133}\text{Ba}$ . On peut voir en bleu la courbe d'efficacité déjà obtenue en figure 2.20. En rouge est représentée l'efficacité relative de CLARA corrigée du facteur d'add-back.

Nous avons ainsi appliqué ce facteur sur les données obtenues lors de nos runs de calibrations afin d'obtenir une courbe d'efficacité corrigée de l'add-back. Cette dernière est donnée en figure 2.23. C'est le fit résultant, calculé par le programme de Radford, qui servira par la suite pour les calculs d'intensité des raies  $\gamma$  observées dans nos spectres.

## Chapitre 3

# Analyse des données de réactions profondément inélastiques de Legnaro

Sur l'ensemble des noyaux produits lors des expériences  $^{82}\text{Se} + ^{238}\text{U}$  au LNL, nous nous sommes principalement penchés sur la systématique des Germania ( $Z = 32$ ) et Zincs ( $Z = 30$ ). Dans ce panel de noyaux, certains étaient totalement inconnus avant cette étude, pour d'autres, quelques transitions avaient déjà été découvertes. Notre étude s'est donc attachée dans ces derniers cas à améliorer les schémas de niveaux existants. Bien qu'il aurait été plus aisé de faire directement des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  avec les données CLARA-PRISMA ( $^{82}\text{Se}(505\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$ (cible mince)) obtenues lors de nos trois expériences successives, la statistique à chaque fois trop faible a rendu ceci totalement irréalisable. Afin de pallier cet état de fait, le cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  obtenu lors d'une expérience GASP ( $^{82}\text{Se}(460\text{MeV}) + ^{192}\text{Os}$ (cible épaisse)), nous a servi à la construction des schémas de niveaux des noyaux mentionnés ci-dessous, les données CLARA-PRISMA nous servant principalement à identifier précisément les raies appartenant à un noyau.

### 3.1 Techniques d'analyse

En raison de statistiques modérées, rencontrées durant l'ensemble de l'analyse, il nous a fallu mettre en place un protocole permettant de placer les rayonnements  $\gamma$  mis au jour avec d'avantage d'assurance dans leurs schémas de niveaux respectifs. Nous avons donc complété notre analyse en intégrant des rapports d'asymétrie et la détermination des énergies d'excitation à partir des valeurs de  $Q$  ( $Q$ -value) moyen.

#### 3.1.1 Rapports d'asymétrie

Il est possible d'assigner un spin à un état émetteur d'une transition  $\gamma$ , si le spin de l'état final est connu ainsi que la nature du photon. En effet, du point de vue classique le rayonnement  $\gamma$  peut être vu comme le rayonnement électromagnétique dû au mouvement des charges dans le noyau et décomposé comme une somme de monopôle électrique ( $\ell = 0$ ), dipôles électrique et magnétique ( $\ell = 1$ ), quadrupôles électrique et magnétique ( $\ell = 2$ ) etc. . .

Pour transposer la théorie classique dans le domaine quantique, un opérateur multipolaire  $M(E, M, \ell)$  est introduit, qui fait passer le noyau de son état initial  $\Psi_i$  à son état final  $\Psi_f$  avec création d'un photon ayant l'énergie, la parité et l'ordre multipolaire adéquat. Comme pour la théorie de la désintégration  $\beta$ , la probabilité de transition est gouvernée par l'élément de matrice :

$$m_{fi}(E, M, \ell) = \int \Psi_f^* M(E, M, \ell) \Psi_i^* dV \quad (3.1)$$

l'intégrale étant calculée sur le volume du noyau.

La théorie de Weisskopf donne une estimation des probabilités de transition en fonction de leur multipolarité et de leur nature électrique  $E$  ou magnétique  $M$ . Il en ressort que :

- les multipolarités les plus faibles sont les plus probables : lorsqu'on passe de  $\ell$  à  $\ell + 1$  la constante radioactive est divisée par environ  $10^5$  (et inversement, la durée de vie multipliée par  $10^5$ ),
- pour une multipolarité  $\ell$  donnée, les transitions  $E$  sont plus probables que les  $M$ .

Les photons émis emportent de l'énergie mais aussi un moment angulaire  $\ell\hbar$  qui doit obéir, d'une part à la règle d'addition du moment angulaire :

$$\vec{J}_i = \vec{\ell} + \vec{J}_f \Rightarrow |J_i - J_f| \leq \ell \leq J_i + J_f \quad \text{sauf } 0 \rightarrow 0 \quad (3.2)$$

et d'autre part à la règle de conservation de la parité, sachant que les parités des champs électrique ( $E$ ) et magnétique ( $M$ ) d'ordre  $\ell$  (dipôle :  $\ell = 1$ , quadrupôle :  $\ell = 2$  etc...) sont :

$$\pi(E_\ell) = (-1)^\ell$$

$$\pi(M_\ell) = (-1)^{\ell+1}$$

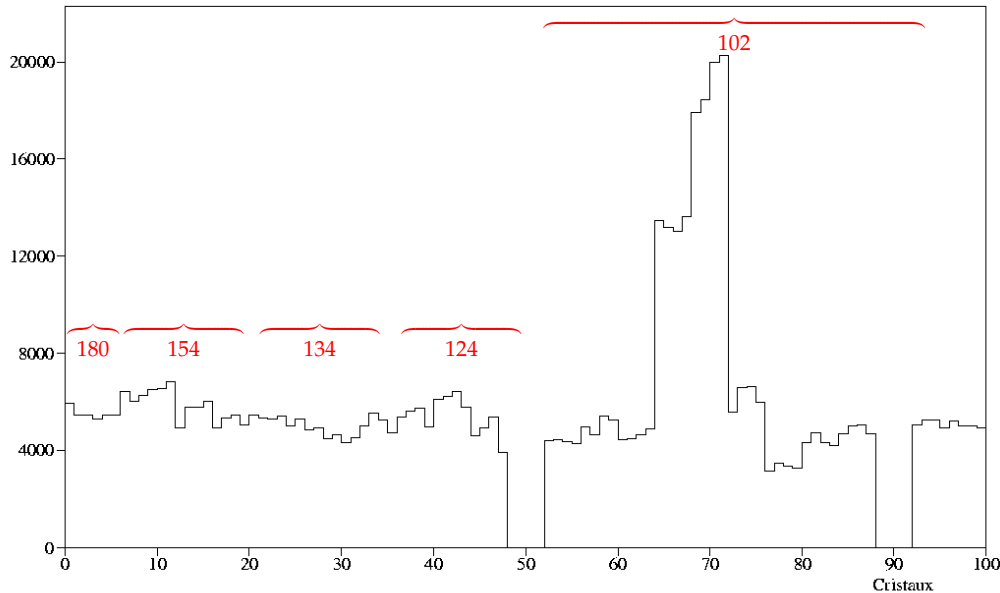


FIG. 3.1 – Nombre de coups comptés par cristal Ge dans le cas du  $^{78}\text{Ge}$ . Les accolades rouges montrent les cristaux appartenant à une même couronne. Comme on peut le voir, il manque deux détecteurs (soit 8 cristaux) sur les 25 que compte CLARA. Ces derniers ont en effet dû être enlevés lors de cette expérience, car se trouvant sur la ligne du faisceau. Les cristaux 64 à 71 (soit les détecteurs 4 et 5) ont un taux de comptage très supérieur à celui des autres cristaux. Ceci est explicable par le fait que ces détecteurs se trouvent à  $0^\circ$  par rapport au faisceau. Il semblerait qu'un mauvais blindage du beam-dump fasse augmenter le fond d'un facteur avoisinant 3.

Les réactions induites par ions lourds ont l'avantage de donner lieu à des noyaux composés, dans le cas de réactions de fusion ou à des fragments, dans le cas de réactions profondément inélastiques dont le moment angulaire se trouve dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. On a donc ce qu'on appelle un état nucléaire aligné. Il en résulte une anisotropie de l'émission des photons par rapport à l'orientation du spin du noyau, anisotropie dont la forme dépend de la nature multipolaire de la transition  $\gamma$  considérée. Ainsi, cette dernière peut être déterminée par la mesure de la distribution angulaire du rayonnement  $\gamma$  qui correspond à la variation de son intensité en fonction de l'angle de détection. Or, le cruel manque de statistique

rend cette technique inutilisable dans notre cas. Nous avons donc procédé à la mesure du rapport d'asymétrie  $R_{asym}$ , qui est défini comme le rapport de l'intensité de la transition mesurée au voisinage de  $180^\circ$  par son intensité autour de  $90^\circ$ . Pour ce faire, des spectres  $\gamma$  sont créés pour les couronnes de détecteurs placés aux angles  $102^\circ$  (douze détecteurs) et  $154^\circ+180^\circ$  (cinq détecteurs). Les aires des pics pour ces couronnes sont normalisées par le nombre de détecteurs Clover qu'elles contiennent. La figure 3.1 montre la statistique cristal par cristal.

Cette technique, appliquée aux transitions intenses du noyau  $^{82}\text{Se}$ , associée aux raies  $\gamma$   $\lambda = 1$  (transitions dipôlares) un rapport d'asymétrie d'approximativement 0.5 et pour les transitions  $\lambda = 2$  (transitions quadrupôlares) un rapport d'asymétrie se rapprochant de 1.2. Ceci est explicable par le fait que les rayonnements  $\gamma$  dipôlares ont une probabilité d'émission maximale à  $90^\circ$  et minimale à  $180^\circ$  alors qu'un rayonnement  $\gamma$  quadrupolaire aura un comportement inverse.

### 3.1.2 Q-values

Nous avons cherché à déterminer l'énergie d'excitation de l'état émetteur d'une transition  $\gamma$  à l'aide des Q-values. Le spectre des Q-values correspond au taux d'alimentation en fonction de l'énergie d'excitation du noyau considéré. La création de matrices  $Q - E_\gamma$  pour un noyau donné, permet de déterminer l'alimentation du noyau, conduisant à l'émission de la transition considérée. Plus elle est placée haut en  $E^*$  dans le schéma de niveaux, plus la valeur moyenne de Q est élevée (voir figure 3.2). En s'appuyant sur l'énergie d'excitation des états émetteurs de

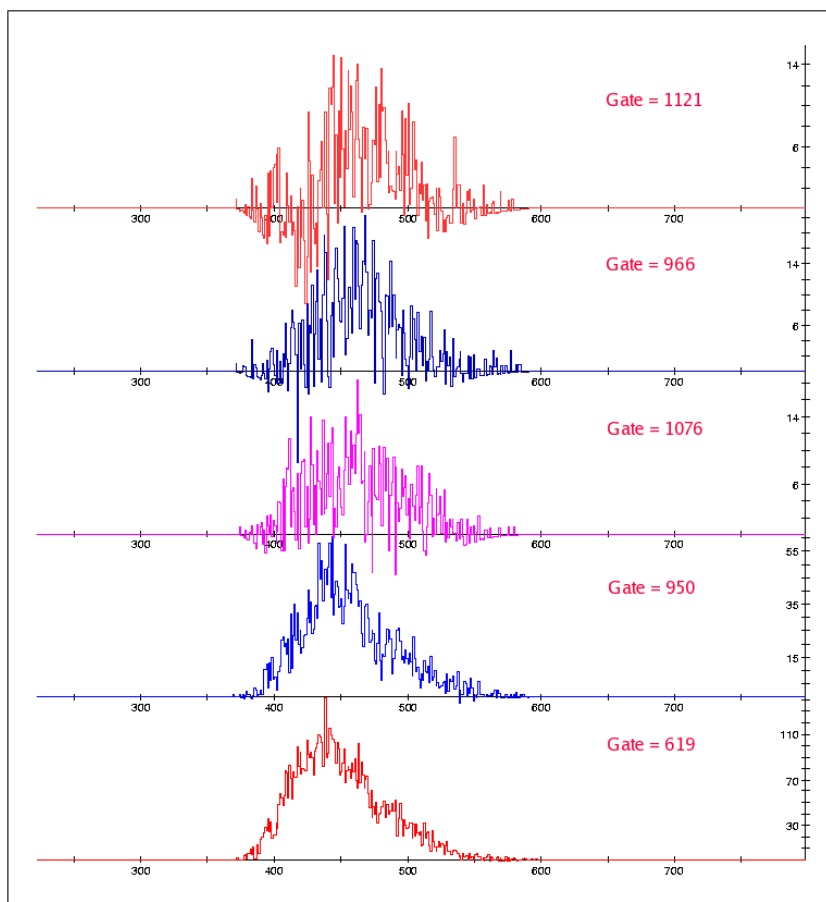


FIG. 3.2 – Distribution des spectres de Q-values, conditionnés pour quelques transitions observées dans le noyau  $^{78}\text{Ge}$ . On observe un décalage de plus en plus marqué vers la droite par rapport au spectre de Q-values correspondant à la raie de 619 keV, qui désexcite l'état  $2^+$  vers l'état fondamental.



transitions  $\gamma$  connues, nous pouvons établir une droite de calibration  $\bar{Q} = f(E^*)$ . L'inversion de cette fonction permet de déterminer la valeur  $E_{Q-v}^*$  de l'état émetteur de la transition utilisée pour sélectionner le spectre de Q-values.

Ainsi, dans un premier temps, les spectres de Q-values conditionnés par les pics présents dans un spectre  $\gamma$  sont créés. Afin de s'affranchir du fond existant sous les pics, nous avons utilisé deux soustractions de fond différentes :

- La première a été obtenue en prenant un fond au voisinage du pic ("fond local"),
- La seconde est établie en soustrayant au spectre de Q-values gaté sur le pic, le spectre de Q-values issu de la projection totale du spectre  $\gamma$ , normalisé à l'aire existant sous le pic ("proj totale").

Les valeurs moyennes des spectres de Q-values, fond soustrait, pour des transitions connues sont alors utilisées pour déterminer la droite de calibration  $\bar{Q}_{fs} = f(E^*)$  à l'aide de la méthode des moindres carrés pondérés. Cette dernière servira ensuite à la détermination des valeurs  $E_{Q-v}^*$  pour les transitions mises au jour lors de cette analyse. La figure 3.3 illustre pour les isotopes pairs de Ge, analysés au cours de ce travail, la détermination de ces courbes de calibration.

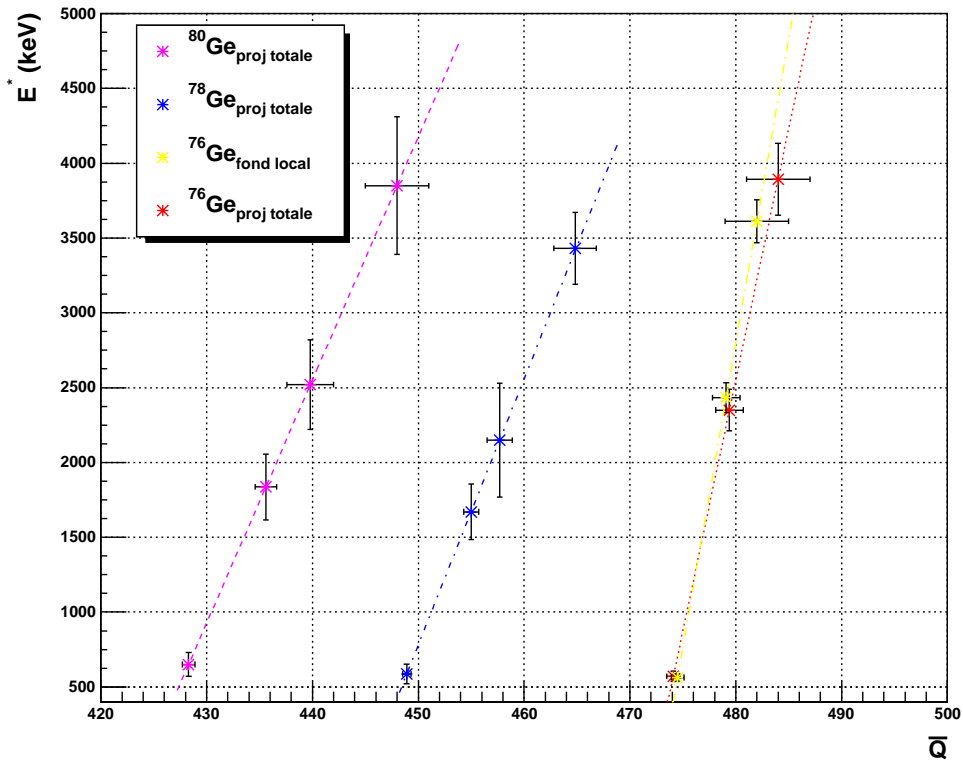


FIG. 3.3 – Courbes de calibration, résultantes des Q-values, pour les isotopes pairs de Ge.

## 3.2 La systématique des noyaux de Germanium pairs

La bibliographie donne de nombreuses informations concernant les noyaux de Germanium pairs-pairs de masse supérieure à  $A = 70$ . La réaction  $^{82}\text{Se}(505\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$  peuple plus d'une dizaine d'isotopes de Ge de masses comprises entre 72 et 83. Cependant, du fait de l'efficacité de détection  $\gamma$  modeste de CLARA, seuls les données liées aux isotopes 74 à 82 sont exploitables. Nous avons donc entrepris une étude systématique de la structure de ces noyaux au voisinage de  $N = 50$  qui correspond au remplissage progressif de l'orbitale  $\nu g_{9/2}$ .

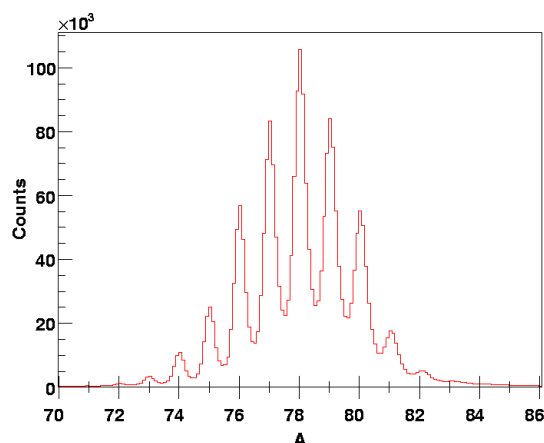


FIG. 3.4 – Distribution des masses mesurée pour les isotopes de Ge.

### 3.2.1 Le noyau $^{76}\text{Ge}$

Le noyau  $^{76}\text{Ge}$ , bien que beaucoup moins exotique que les isotopes étudiés au cours de ce travail, est assez peu connu. En 1980, Lecomte et al. [32], s'appuyant sur des données d'excitation coulombienne, ont construit le schéma de niveaux de la ligne Yrast jusqu'au  $4^+$ . Zs. Podolyak et al. [43] sur les données GASP en cible épaisse, également utilisées dans cette thèse, ont proposé un schéma de niveaux de la ligne Yrast sans justifications. L'ordonnement des rayonnements  $\gamma$  dans ce dernier est en accord avec le schéma déduit lors du dépouillement des données CLARA-PRISMA complété par celui des données GASP. Le spectre en énergie obtenu par sélection de la masse  $A=76$  sur la distribution en masse (figure 3.4) est représenté sur la figure 3.5.

Les détails concernant les différents pics rencontrés dans ce spectre en énergie sont donnés dans le tableau 3.1. Comme on peut le voir sur le spectre en énergie, identifié comme étant le spectre  $\gamma$  du  $^{76}\text{Ge}$ , de nombreuses raies non connues à ce jour ont été mises en exergue. Par l'utilisation du cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  elles ont été placées dans le schéma de niveaux.

Une relation de coïncidence entre les transitions ayant des énergies de 562, 847, 1044, et 1089 keV a pu être mise en lumière à l'aide des données GASP, les deux dernières raies se plaçant au-dessus des deux premières, observées par Lecomte et al.. La figure 3.6 (en haut) représente le spectre en énergie en coïncidence avec les transitions à 562 et 847 keV. A basses énergies, sont observées plusieurs contaminations venant des noyaux partenaires  $^{190,192,194}\text{Pt}$ . Ces diverses pollutions sont détaillées par des symboles commentés dans la légende. La raie à 1044 keV a une intensité bien supérieure à celles des autres raies (à part celles des contaminants). On en déduit que la transition à 1044 keV se place juste au-dessus de celle à 847 keV. Une seconde raie à 1257 keV ressort fortement. Elle était vue dans les données CLARA-PRISMA, mais avec une intensité très faible. Elle semble se positionner également au-dessus de la transition à 847

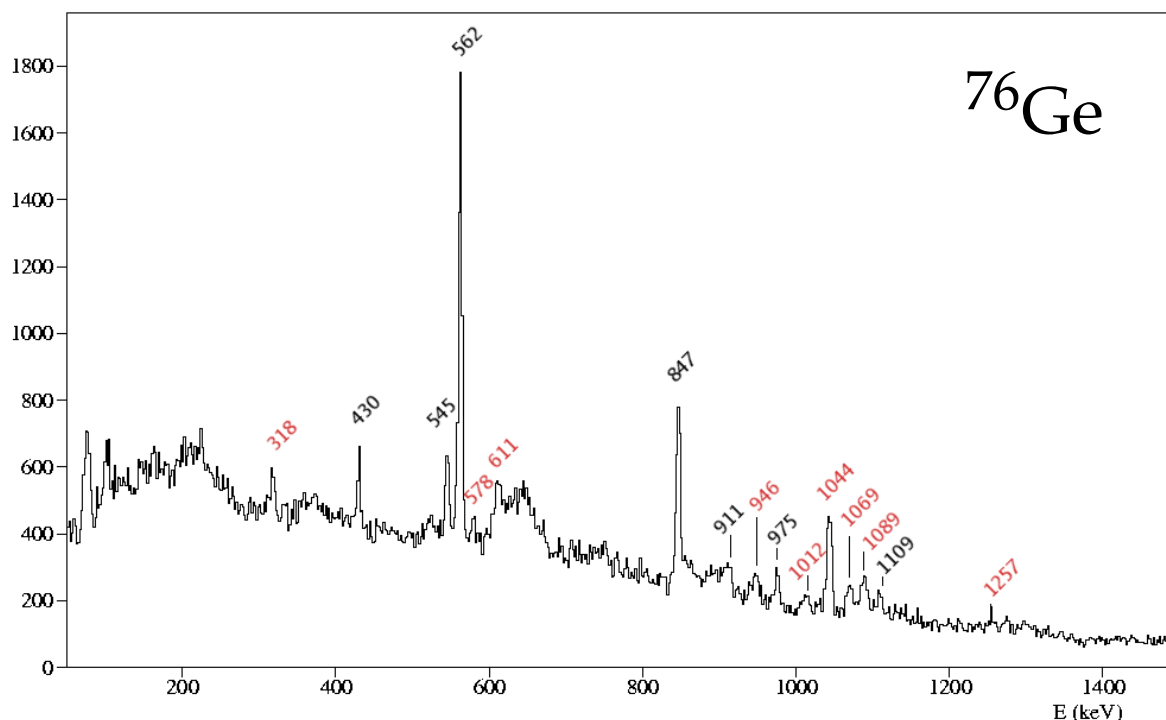


FIG. 3.5 – Spectre  $\gamma$  du noyau  $^{76}\text{Ge}$  tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge les transitions découvertes lors de cette analyse.

keV et n'est pas en coïncidence avec la raie à 1044 keV (figure 3.6b)). Ces spectres en énergie confirment également le fait que la transition de 1089 keV est en coïncidence avec les quatre transitions Yrast et est localisée au sommet de la cascade établie par nos soins.

Outre cette cascade, assez facilement identifiable, nous avons pu placer plusieurs autres des transitions mises au jour à l'aide des données CLARA-PRISMA. La construction de la branche de droite du schéma de niveaux (figure 3.7) bute sur la transition de 1257 keV. Elle est vue en coïncidence avec les transitions à 847 et 562 keV (figure 3.6a)) mais non avec celle à 1044 keV (figure 3.6b)), sous-entendant que ce rayonnement  $\gamma$  d'une énergie de 1257 keV se désexciterait en rejoignant l'état à  $E^* = 1410$  keV. Mais un second jeu de coïncidences met à mal ce raisonnement. En effet, le spectre gaté sur les transitions de 1257 et 975 keV, présente une coïncidence nette avec la raie de 562 keV (figure 3.6d)). Ceci peut être expliqué soit par l'existence d'une raie double de 1257 keV comme illustré sur le schéma de niveaux, soit par la désexcitation du 1257 keV arrivant sur l'état à  $E^* = 1539$  keV, d'où une transition  $\gamma$  très peu énergétique qui alimenterait l'état  $4^+$  à  $E^* = 1410$  keV. Ayant une efficacité de détection à basses énergies détériorée, il ne nous est pas possible d'identifier avec certitude de telles transitions. En l'absence de données complémentaires nous permettront d'élucider ce dilemme, nous placerons deux transitions de 1257 keV dans le schéma de niveaux (figure 3.7). Une transition de 341 keV alimente le niveau à  $E^* = 2454$  keV. Les transitions de 628 et 320 keV semblent cascader au-dessus du rayonnement de 341 keV. Une raie de 701 keV est parallèle à ces dernières transitions.

La construction de la branche gauche du schéma de niveaux implique de nombreuses nouvelles transitions. En gatant sur les rayonnements  $\gamma$  de 546 et 431 keV, cinq raies  $\gamma$  sont observées : 210, 480, 562, 612 et 947 keV (figure 3.8). Les transitions à 612 et 210 keV sont en cascade, alors que les raies à 480 keV et 945 semblent en former une autre parallèle à cette dernière. Deux autres raies à 1014 et 1069 keV paraissent se placer dans ce schéma de niveaux. Leur emplacement étant incertain, ces raies sont représentées par des flèches en pointillés. L'ensemble de ces assertions

Tab. 3.1 – Données pour le  $^{76}\text{Ge}$  obtenues dans les expériences CLARA-PRISMA.  $I_{rel}$  correspond aux valeurs d'efficacité relative des raies  $\gamma$  normalisées à la transition de 618 keV. Les valeurs  $R_{asym}$  donnent les rapports d'asymétrie déduits des aires des pics dans les couronnes de détecteurs Ge à 102 et 180+154°. Les valeurs  $E_{Q-v}^*$  indiquent les énergies d'excitation de l'état émetteur de la transition considérée, tirées des spectres de Q-values. Pour une transition, deux soustractions de fond (locale et à l'aide de la projection totale) ont été utilisées, donnant ainsi deux valeurs,  $E_{Q-v}^{* \text{ fond local}}$  et  $E_{Q-v}^{* \text{ proj total}}$ .

$E_\gamma$ (keV)	Aires	$I_{rel}$	$E^*$ (keV)	$E_{Q-v}^{* \text{ fond local}}$ (keV)	$E_{Q-v}^{* \text{ proj total}}$	$R_{asym}$
225.31(41)	309(21)	5.9(4)				
318.23(33)	418(25)	9.0(7)				4(1)
430.48(27)	495(28)	12.2(9)				1.05(26)
545.37(16)	643(31)	18(1)	1108	2077(80)	1880(115)	2.08(51)
562.55(9)	3537(84)	100(2)	562	562(23)	571(35)	1.47(8)
948.05(71)	1542(64)	56(3)	1408	441(18)	1108(70)	1.13(9)
975.81(28)	462(23)	18(1)				1.19(43)
847.06(16)	398(20)	15.8(9)				1.27(36)
1044.15(21)	1364(41)	57(3)	2450	2433(100)	2350(140)	1.48(17)
1069.95(15)	321(24)	14(1)				0.74(27)
1089.08(33)	503(29)	21(2)	3538	3612(145)	3893(240)	1.19(25)
1109.17(13)	230(21)	10(1)				1.53(86)
1257(2)						

tend à être confirmé par les relations de coïncidences partiellement visibles en la figure 3.8. Plusieurs de nos conjonctures semblent, de même, être vérifiées par des énergies de niveaux déjà répertoriées dans la littérature [?], tels les niveaux à 2554(5), 3743(5), 3090(5) keV.

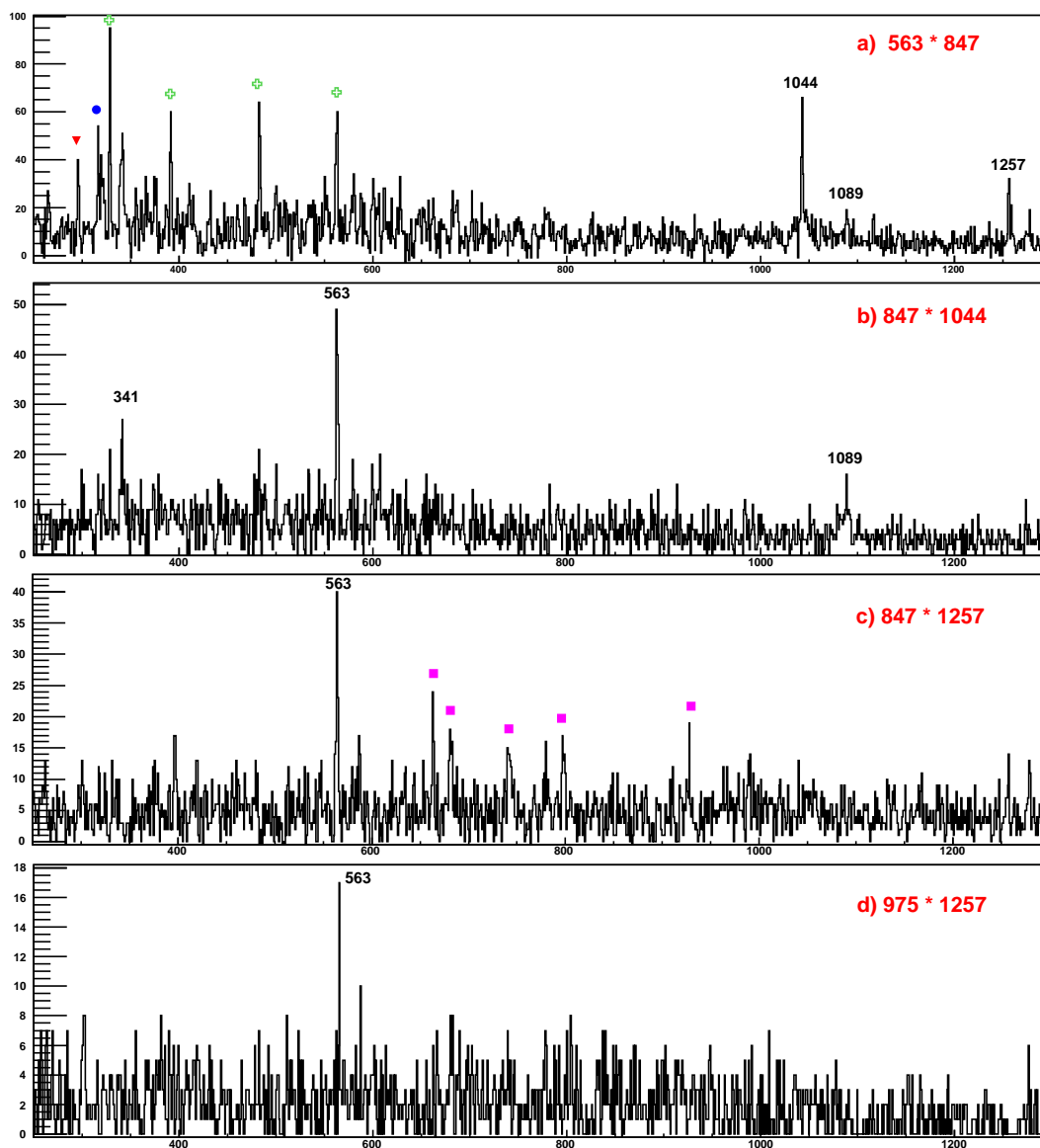


FIG. 3.6 – Spectres  $\gamma$  dérivant de doubles sélections sur le cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  des données GASP. Le symbole  $\blacktriangledown$  pointe les lignes provenant du  $^{190}\text{Pt}$ ,  $\bullet$  indique une contamination du  $^{192}\text{Pt}$ , et  $+$  montre les raies appartenant au  $^{194}\text{Pt}$ . Sur le spectre du bas, le symbole  $\blacksquare$  indique une raie provenant d'une pollution par le  $^{198}\text{Pt}$ .

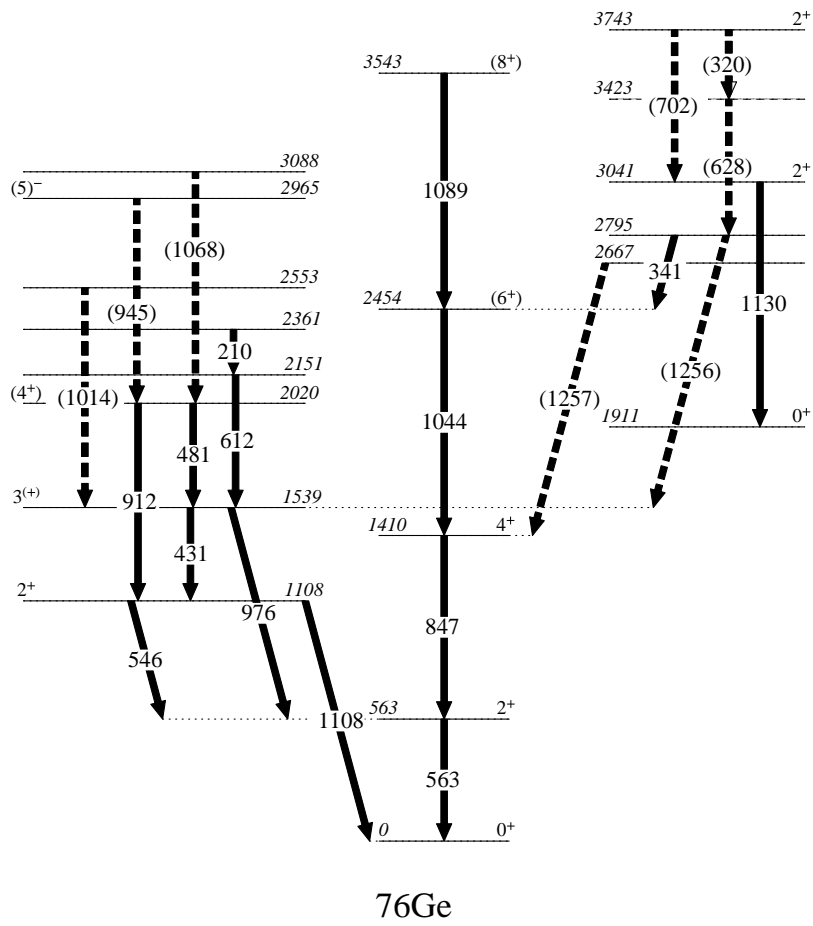


FIG. 3.7 – Schéma de niveaux déduit de nos données recueillies auprès de CLARA-PRISMA.

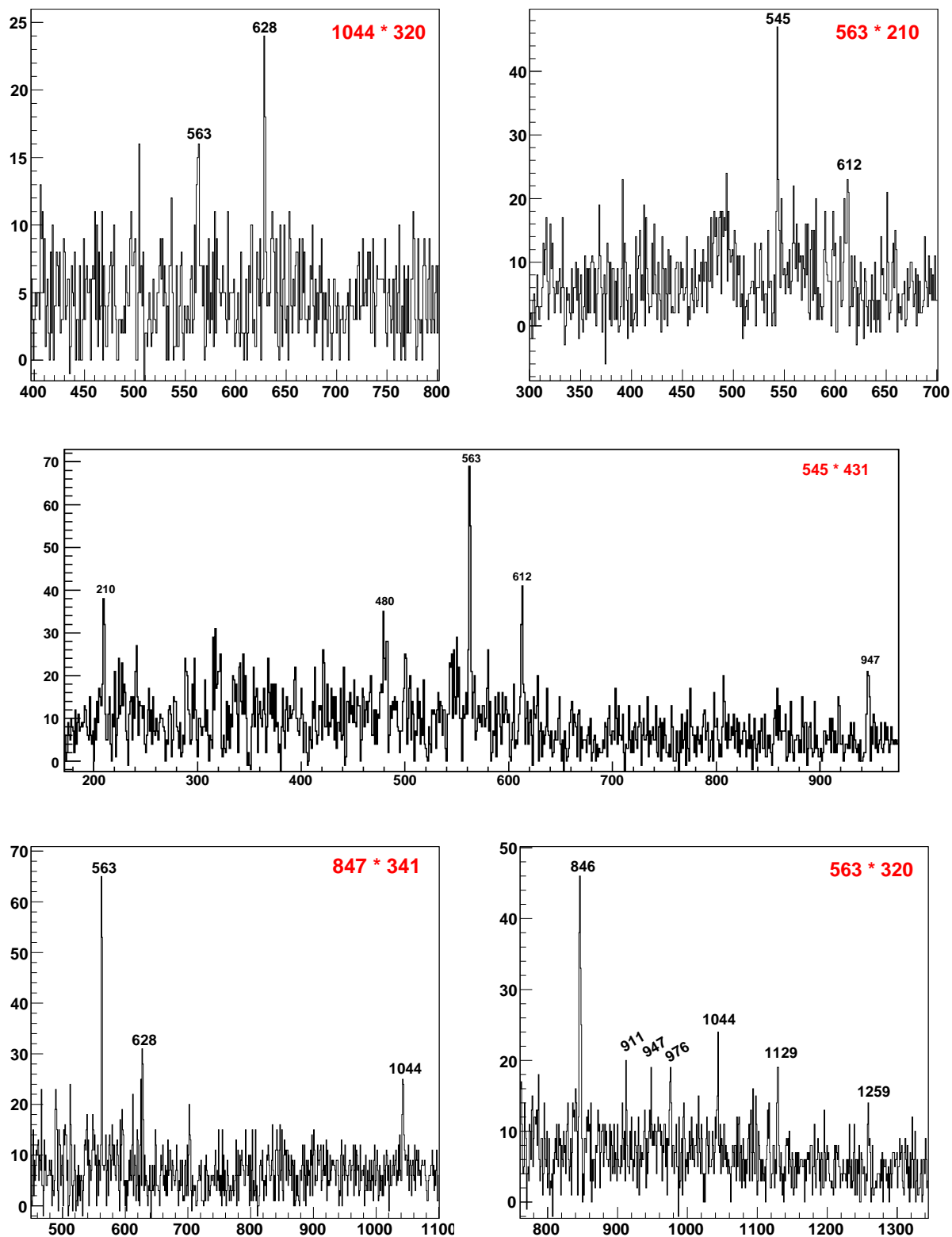


FIG. 3.8 – Projection  $\gamma\text{-}\gamma$  diverses des données GASP. Les énergies projetées sur le cube  $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\gamma$  sont spécifiées en rouge dans le coin du haut à droite.

### 3.2.2 Le noyau $^{78}\text{Ge}$

Contrairement à certains de ses homologues plus exotiques, la connaissance du  $^{78}\text{Ge}$  est déjà assez étoffée. Par le passé, des expériences de décroissance  $\beta$  du  $^{78}\text{Ga}$  [33], ainsi que des réactions  $^{82}\text{Se}(D, ^6\text{Li})^{78}\text{Ge}$  [10] et  $^{76}\text{Ge}(T, P)^{78}\text{Ge}$  [1, 37] ont permis de répertorier de nombreux états avec leurs assignations  $J^\pi$  suspectées ainsi que de nombreuses transitions  $\gamma$ . L'ensemble de ces données sont résumées dans le tableau 3.2.

Comme on peut le voir sur la figure 3.4, dans la distribution en masse des Germania, le  $^{78}\text{Ge}$  est celui qui est le plus alimenté lors de nos expériences. La statistique étant toutefois trop faible pour pouvoir réaliser une analyse en coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  avec ce jeu de données, nous avons dû baser la construction du schéma de niveaux sur des données obtenues avec le multidétecteur GASP lors d'une réaction  $^{82}\text{Se}(460\text{MeV}) + ^{192}\text{Os}$  [43]. Le spectre  $\gamma$  obtenu avec les données CLARA-PRISMA révèle de nombreuses raies  $\gamma$  inconnues jusqu'alors. Celles-ci sont mentionnées en rouge dans la figure 3.9, les raies précédemment connues étant mentionnées en noir. Les centroïdes, les aires de pics fond soustrait, les intensités relatives déduites, les rapports d'asymétrie et les énergies d'excitation déduites des mesures de Q-values sont listées dans le tableau 3.3. Pour l'obtention des intensités relatives, nous avons corrigé les aires de pics par leurs efficacités avec add-back respectives, puis nous avons normalisé ces intensités sur la raie la plus intense de 618 keV.

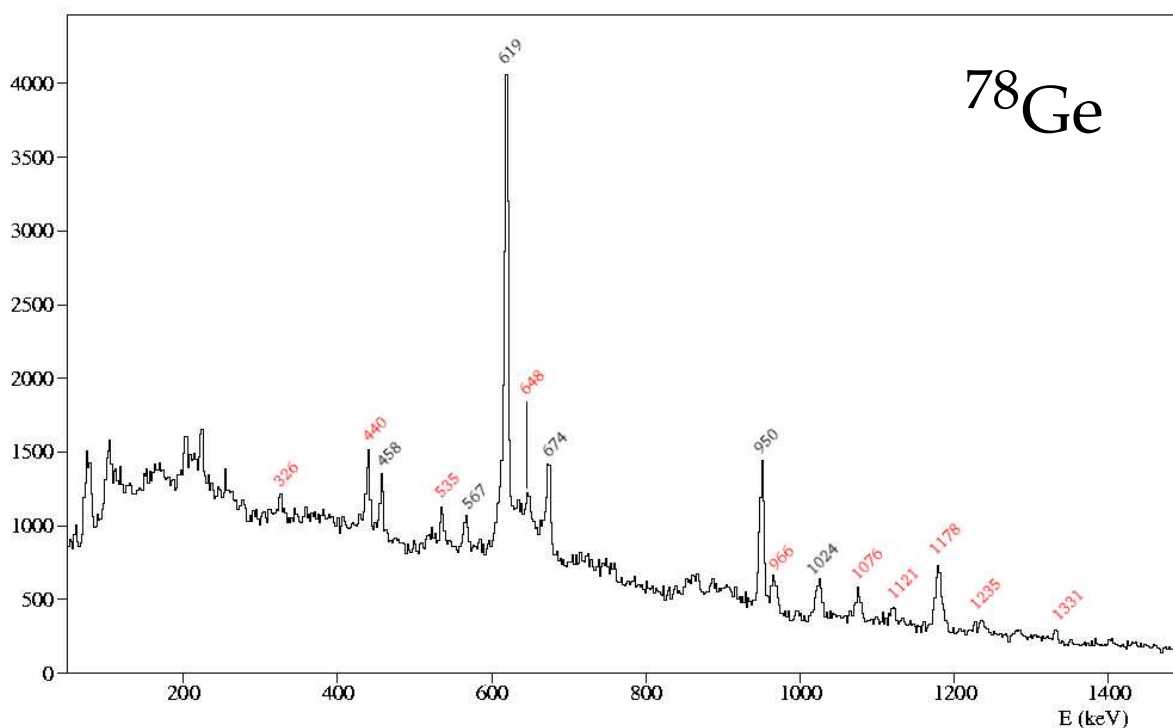


FIG. 3.9 – Spectre  $\gamma$  du  $^{78}\text{Ge}$  tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge les transitions découvertes lors de cette analyse.

Grâce au cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  résultant de l'expérience GASP, et par de nombreux jeux de coïncidences sur ce dernier, nous avons pu construire un schéma de niveaux pour ce noyau. En effet, nous avons mis en lumière des relations de coïncidences entre les rayonnements  $\gamma$  de 619, 950, 966, 1076 et 1178 keV. La figure 3.10 montre les transitions en coïncidence avec les doubles gates 619 keV\*950 keV (spectre du haut), 619 keV\*966 keV (spectre du milieu) et 950 keV\*1178 keV



(spectre du bas). Le grand nombre de raies à basses énergies que l'on peut voir dans le spectre du haut appartiennent aux isotopes 190, 192, 194 du  $Pt$ . Dans les réactions de multi-transfert de nucléons entre une cible d'Osmium et un faisceau de Sélénium, les noyaux quasi-projectiles de Germanium sont produits avec des noyaux quasi-cibles de Platine. Comme les fragment quasi-cibles et quasi-projectiles évaporent des neutrons (en moyenne quatre dans ce système), les fragments partenaires du  $^{78}Ge$  sont constitués de plusieurs isotopes de Platines. En conséquence, l'observation de transitions  $\gamma$  des isotopes  $^{190,192,194}Pt$  qui sont attendus en coïncidences promptes avec les raies  $\gamma$  du  $^{78}Ge$ . Ceci se répétera pour les autres isotopes de Germanium présentés aux sections suivantes. Il est à noter que l'expérience GASP a été réalisée en cible épaisse. Les fragments  $y$  sont arrêtés et les transitions  $\gamma$  sont observées pratiquement sans élargissement Doppler. Les diverses contaminations observées dans le spectre du haut en figure 3.10 sont renforcées par la sélection de l'énergie à 618 keV, cette raie appartenant également aux trois isotopes du Platine sus-cités. En se basant sur les relations de coïncidence (données GASP) et les intensités relatives (données CLARA-PRISMA), la raie à 619 keV est clairement la plus intense du schéma de niveaux et alimente l'état fondamental, les raies de 950, 1178, et 966 keV se plaçant en cascade, dans cet ordre, au dessus du 618 keV. On peut clairement voir dans la coïncidence entre les transitions 618 keV et 1178 keV, que la raie à 1076 keV a disparu : ceci indique que cette raie se place au dessus de l'état  $E^* = 1569$  keV (figure 3.13), en parallèle du rayonnement de 1178 keV. Toujours dans la même cascade, une indication de la présence d'une transition de 1121 keV au-dessus de la transition de 966 keV semble se dessiner, surtout dans la coïncidence 619 keV\*966 keV. Cette raie existante dans les données CLARA-PRISMA a une intensité parmi les plus faibles du schéma de niveaux, il est donc assez logique qu'elle soit encore plus difficilement visible dans les données GASP qui promeuvent moins l'alimentation du  $^{78}Ge$ . Cette alimentation plus limitée des noyaux assez exotiques dans les données GASP résulte d'un rapport  $N/Z$  inférieur lié à l'utilisation d'une cible d'Osmium par rapport à une cible d'Uranium ( $N/Z(Os) = 1.53$  contre 1.59 pour l'Uranium). Néanmoins, en sélectionnant la transition à 1121 keV et une des raies de la cascade Yrast, la majeure partie des autres transitions appartenant à la cascade sont à chaque fois observées. En sommant l'ensemble des permutations possibles des coïncidences (figure 3.11), on voit la raie à 1121 keV ressortir nettement, entourée des autres raies de la cascade. Ceci tend à nous prouver son appartenance à cette cascade et en raison de sa faible intensité, cette raie est placée au-dessus de la transition de 966 keV.

Une seconde cascade a pu être mise en place dans le schéma de niveaux. Elle comprend les transitions de 619, 567, 457, 1024, 674, 441 et 535 keV. Les spectres  $\gamma$  résultant de la projection des transitions de 619 et 457 keV d'une part (figure 3.12a)), et des raies 619 et 535 keV d'autre part (figure 3.12b)), nous montrent, en effet, une relation de coïncidence entre l'ensemble de ces transitions. Le rayonnement de 1024 keV n'étant pas visible dans la première projection, décroît parallèlement aux transitions 457 et 566 keV, qui sont elles en cascade. Ceci est corroboré par les données antérieures à ces expériences. Deux nouvelles transitions de 441 et 535 keV sont placées au-dessus de la transition déjà repertoriée de 674 keV. Par divers jeux de projections et à l'aide des intensités respectives de ces deux transitions, le rayonnement  $\gamma$  de 535 keV est placée au-dessus de celui de 441 keV.

Le schéma de niveaux issu de l'analyse expérimentale du  $^{78}Ge$  est représenté à la figure 3.13. Afin de confirmer le placement des transitions  $\gamma$  observées dans le noyau  $^{78}Ge$ , nous avons utilisé les spectres de Q-values conditionnés par les transitions Yrast 618, 950, 1178 et 966 keV pour établir la droite  $\bar{Q}_{fs} = f(E^*)$  (figure 3.3). De la relation inverse sont tirées les valeurs  $E_{Q-v}^* \text{ fond local}$  et  $E_{Q-v}^* \text{ proj total}$  suivant le fond choisi (voir tableau 3.3). L'accord entre l'énergie d'excitation  $E^*$  de l'état émetteur de la transition de 1121 keV, déduite de notre analyse, et l'énergie d'excitation issue des spectres Q-values est bon ( $E^* = 4832(1)$  keV contre  $E_{Q-v}^* \text{ proj total} = 5045(560)$  keV), tendant à confirmer le placement de cette transition au sommet de la cascade Yrast. Il en est de même pour la transition de 1076 keV, dont l'état émetteur a une énergie d'excitation assez similaire

suivant les deux techniques de soustraction de fond.

Pour la branche de gauche du schéma de niveaux, l'interprétation des résultats de Q-values est rendue moins aisée, en raison des barres d'erreurs, néanmoins, l'ordonnancement déduit des transitions  $\gamma$  n'est pas démenti. En outre, pour cette branche, nous avons également pu conforter cet ordonnancement à l'aide d'états répertoriés dans la littérature. En effet, des états de  $E^* = 2759(10)$ ,  $3287(10)$  keV ont été révélés lors d'expériences antérieures (tableau 3.2). Aux erreurs près, ces énergies correspondent aux états émetteurs des transitions de 441 et 535 keV, confirmant l'ordonnancement déduit de l'analyse.

Afin d'établir des assignations de spin  $J^\pi$ , nous avons utilisé les rapports d'asymétrie. Appliquées au  $^{78}\text{Ge}$ , les valeurs des rapports d'asymétrie nous ont permis de déterminer la nature multipolaire des transitions les plus intenses du schéma de niveaux. Les rapports pour les rayonnements de 618, 950, 1178 keV sont supérieurs à 1 alors que ces rapports sont au voisinage de 0.8 pour les raies de 674 et 1076 keV (voir tableau 3.3). Ce travail confirme donc l'assignation de spins de la cascade Yrast proposée mais non prouvée par Zs. Podolyak et al. [43] dans l'hypothèse de transitions étirées. Pour la transition de 1121 keV, il ne fut pas possible de déterminer la valeur du rapport d'asymétrie, ce pic n'étant pas observé dans le spectre  $\gamma$  de la couronne de détecteurs Ge à  $102^\circ$ . Or cette même transition est nettement visible dans le spectre  $\gamma$  de la couronne de détecteurs Ge à  $180^\circ$ , nous amenant à un rapport d'asymétrie supérieur à 1. La transition  $\lambda = 1$  de 1076 keV, étant du fait de son énergie élevée plus probablement une transition E1, désexcite un état  $5^-$  de 2645 keV d'énergie d'excitation. Ce dernier pourrait correspondre à  $2\sigma$  près à l'état ( $5^-$ ) de  $E^* = 2652(3)$  keV, établi précédemment.

La branche gauche du schéma de niveaux est construite sur les données existantes dans la littérature, complétée par nos données. Ainsi, les états d'énergie d'excitation  $E^* = 1643, 2317, 2758$  et  $3293$  keV (figure 3.13) pourraient correspondre respectivement aux états [ $E^*, J^\pi$ ] précédemment établis et donnés dans le tableau 3.2 : [ $1644.48(15), (2, 3, 4^+)$ ], [ $2319.34(23), ?$ ], [ $2759(10), (3-, 4^+)$ ], [ $3287(10), (6^+)$ ]. Cependant, les rapports d'asymétrie établis dans ce travail pour les transitions de 457, 674 et 441 keV indiquent les multipolarités respectives  $\lambda = 2, 1$  et  $2$ . Ainsi, l'état à  $E^* = 1643$  keV pourrait se voir assigner un  $J^\pi = (4^+)$  et celui à  $E^* = 2317$  keV un  $J^\pi = (5^-)$ . L'assignation  $J^\pi = (4^+)$  de l'état à  $E^* = 2758$  keV est alors difficilement conciliable avec le rapport d'asymétrie de la transition de 441 keV. Nos données conduisent à  $J^\pi = (7^-)$ . L'état à  $E^* = 3293$  keV ne correspond donc pas à celui répertorié dans le tableau 3.2. Sans valeur de  $R_{asym}$ , nous ne pouvons assigner aucune valeur  $J^\pi$  à cet état. Dans cette discussion, nous avons fait l'hypothèse que les transitions étaient toutes étirées. Les valeurs de spins et parités proposées, ont été mises entre parenthèses dans le schéma de niveaux.

TAB. 3.2 – Ensemble des données ayant trait au  $^{78}\text{Ge}$  récoltées lors d'expériences antérieures.

$E^*$ (keV)	$J^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$E^*$ (keV)	$J^\pi$	$E_\gamma$ (keV)
0.0	0+		3287(10)	(6+)	
619.34(13)	(2+)	619.40(16)	3350(10)	0+	
1186.49(13)	(2+)	567.06(16)	3389.78(23)	(2+,3,4+)	532.7(4)
		1186.42(16)			1745.4(4)
1546.6(4)	0+	927.2(3)			1819.59(21)
1570.14(20)	(4+)	950.77(17)			2771.2(6)
1644.48(15)	(2,3,4+)	458.00 15	3615(10)	(3-)	
		1025.11(17)	3638(10)	(2+)	
1842.72(22)	(2+)	1223.36 18	3667(10)	0+	
2292(3)	(4+)		3687.8(3)	(4+)	2043.1(1)
2319.34(23)		674.86(17)			2501.4(3)
2330(3)			3797(10)	(3-)	
2404(5)			3816(10)	(2+)	
2438.70(19)	(2+)	891.3(16)	3898(10)	0+	
		1251.96(20)	3965(10)	(2+)	
		1819.59(21)	4015(10)	(0+)	
2652(3)	(5-)		4036(10)	(5-)	
2665.66(18)	(2,3,4+)	345.76(26)	4070(10)	(2+)	
		1021.2(4)	4083.7(5)	(2,3,4+)	962.5(15)
		1479.13(18)			2241.0(6)
		2046.32(2)			3464.3(8)
2705.94(21)	(2+)	862.8(15)	4115(10)	(1-)	
		1061.9(4)	4134(10)	(2+)	
		1519.32(24)	4270.07(24)	(2,3,4+)	1564.15(26)
		2706.2(4)			604.38(23)
2759(10)	(3-,4+)				083.0(15)
2850(10)	(5-)		4279.4(4)	(2,3,4+)	1573.4(3)
2857.08(19)	(2,3,4+)	1212.41(24)			3092.8(7)
		1670.67(23)	4305(10)		
		2237.9(4)	4335(10)		
2952.8(3)	(4+)	1308.4(3)	4378(10)		
		1382.6(9)	4745(10)		
		2333.3(4)	4816(10)		
3120.61(25)	(2,3,4+)	1475.5(4)	5078.2(10)	(2,3,4+)	3508.4(16)
		1934.10 21			4458.5(12)
		2501.4(3)	5191(10)		
3183(10)	(2+)		5324(10)		
3236(10)	(1,3)-				

Tab. 3.3 – Données pour le  $^{78}\text{Ge}$  obtenues dans les expériences CLARA-PRISMA.  $I_{rel}$  correspond aux valeurs d'efficacité relative des raies  $\gamma$  normalisées à la transition de 618 keV. Les valeurs  $R_{asym}$  donnent les rapports d'asymétrie déduits des aires des pics dans les couronnes de détecteurs Ge à 102 et 180+154°. Les valeurs  $E_{Q-\nu}^*$  indiquent les énergies d'excitation de l'état émetteur de la transition considérée, tirées des spectres de Q-values. Pour une transition, deux soustractions de fond (locale et à l'aide de la projection totale) ont été utilisées, donnant ainsi deux valeurs,  $E_{Q-\nu}^{* \text{ fond local}}$  et  $E_{Q-\nu}^{* \text{ proj total}}$ .

$E_\gamma$ (keV)	Aires	$I_{rel}$	$E^*$ (keV)	$E_{Q-\nu}^{* \text{ fond local}}$ (keV)	$E_{Q-\nu}^{* \text{ proj total}}$ (keV)	$R_{asym}$
222.33(12)	676(32)	5.2(1)				
441.17(35)	1503(48)	15.2(3)	2757	2869(520)	1670(190)	1.55(22)
457.23(51)	1024(38)	10.6(2)				1.23(24)
535.55(89)	769(33)	8.6(2)	3292	2703(490)	3020(330)	
566.67(10)	578(28)	6.7(1)				
619.47(18)	8197(138)	100(2)	618	571(105)	587(65)	1.01(2)
648.17(73)	516(43)	6.4(1)				
674.47(19)	1498(51)	19.2(4)	2317	2206(400)	1635(180)	0.83(8)
950.41(36)	3403(75)	54(1)	1568	1898(345)	1670(185)	1.47(9)
966.40(10)	700(32)	11.2(2)	3712	3430(380)	3699(670)	1.37(22)
1024.09(78)	850(35)	14.2(3)	1643	1163(210)	1421(160)	1.08(15)
1076.59(96)	675(31)	11.6(2)	2645	2822(510)	2452(270)	0.77(3)
1121.56(18)	335(24)	5.9(1)	4832	8628(670)	5045(560)	>1
1178.44(33)	1833(51)	33.5(7)	2746	2348(425)	2150(240)	1.14(11)
1235.39(89)	422(32)	8.0(2)				
1282.97(16)	347(21)	6.6(1)				
1331.38(17)	165(16)	3.3(8)				

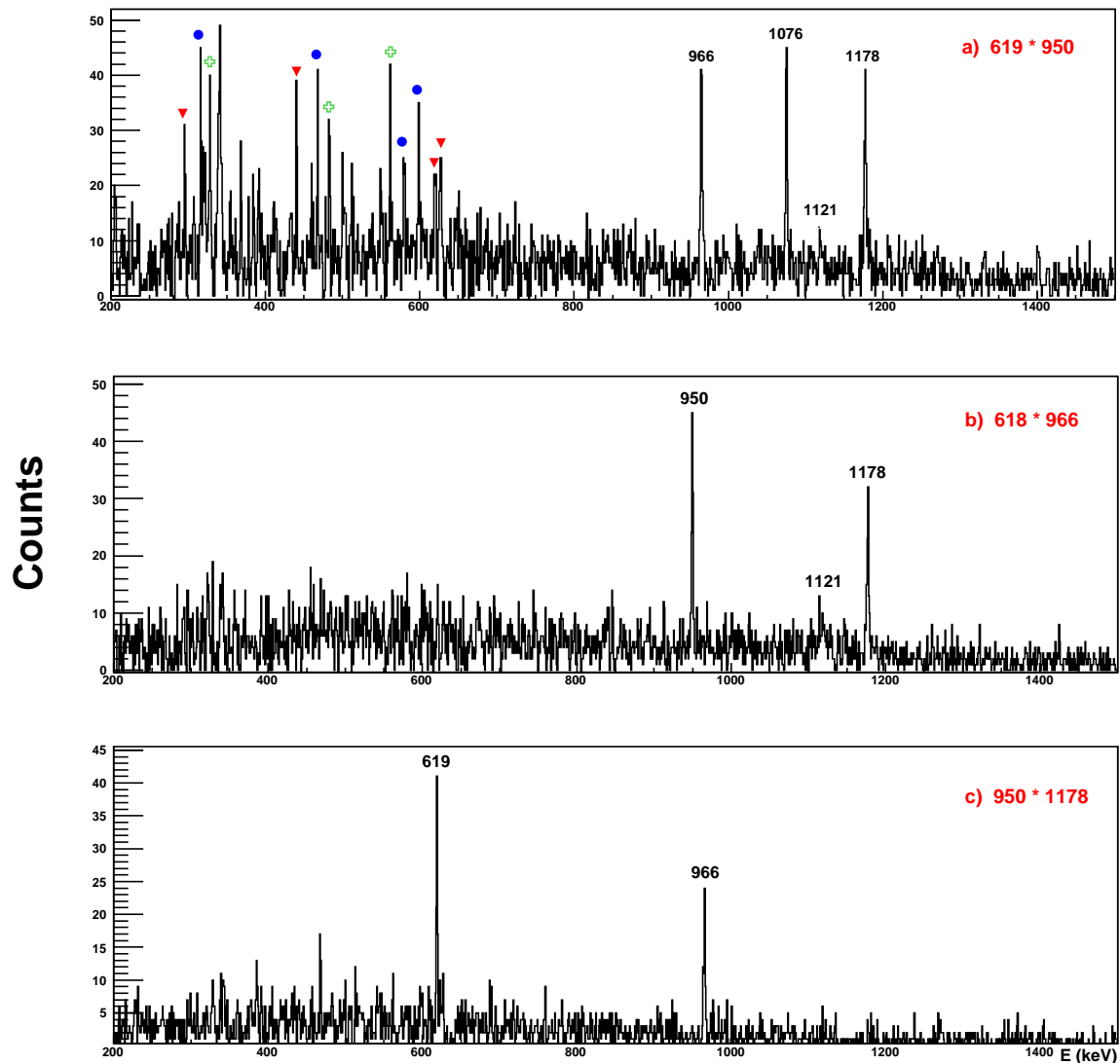


FIG. 3.10 – Différents jeux de coïncidences pour la cascade Yrast des raies  $\gamma$  du noyau  $^{78}\text{Ge}$  dans les données GASP. Le symbole  $\blacktriangledown$  pointe les lignes provenant du  $^{190}\text{Pt}$ , le symbole  $\bullet$  indique une contamination du  $^{192}\text{Pt}$ , et  $+$  montre les raies appartenant au  $^{194}\text{Pt}$ .

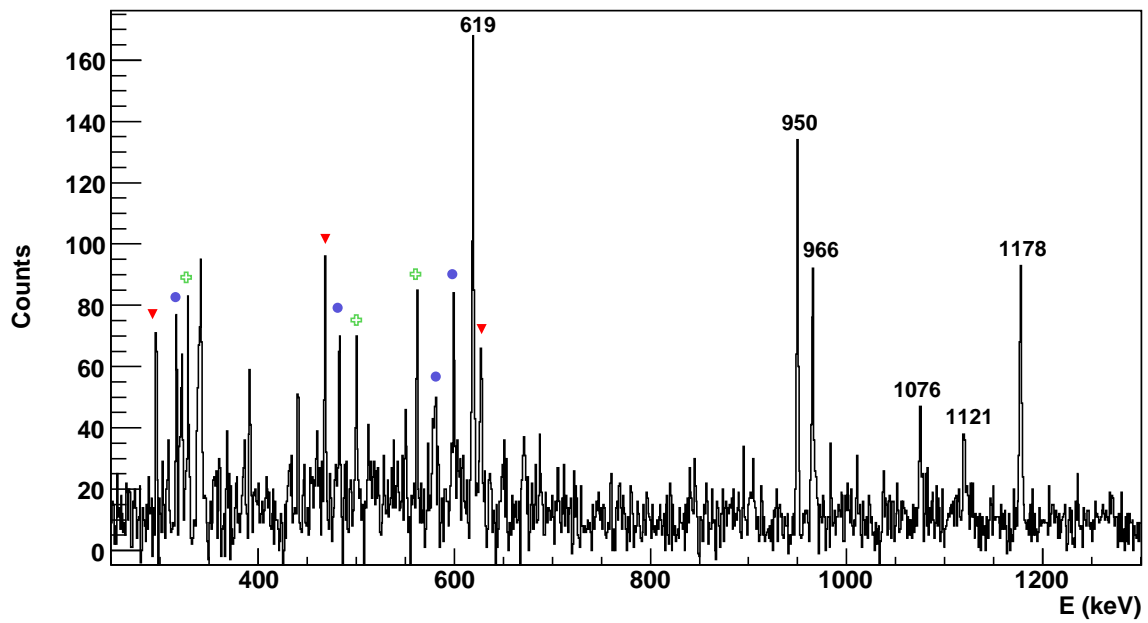


FIG. 3.11 – Somme des permutations de doubles portes sur les données GASP pour la même cascade 618, 950, 1178 et 966. Les symboles indiquant les contaminations sont les mêmes que ceux utilisés à la figure 3.10.

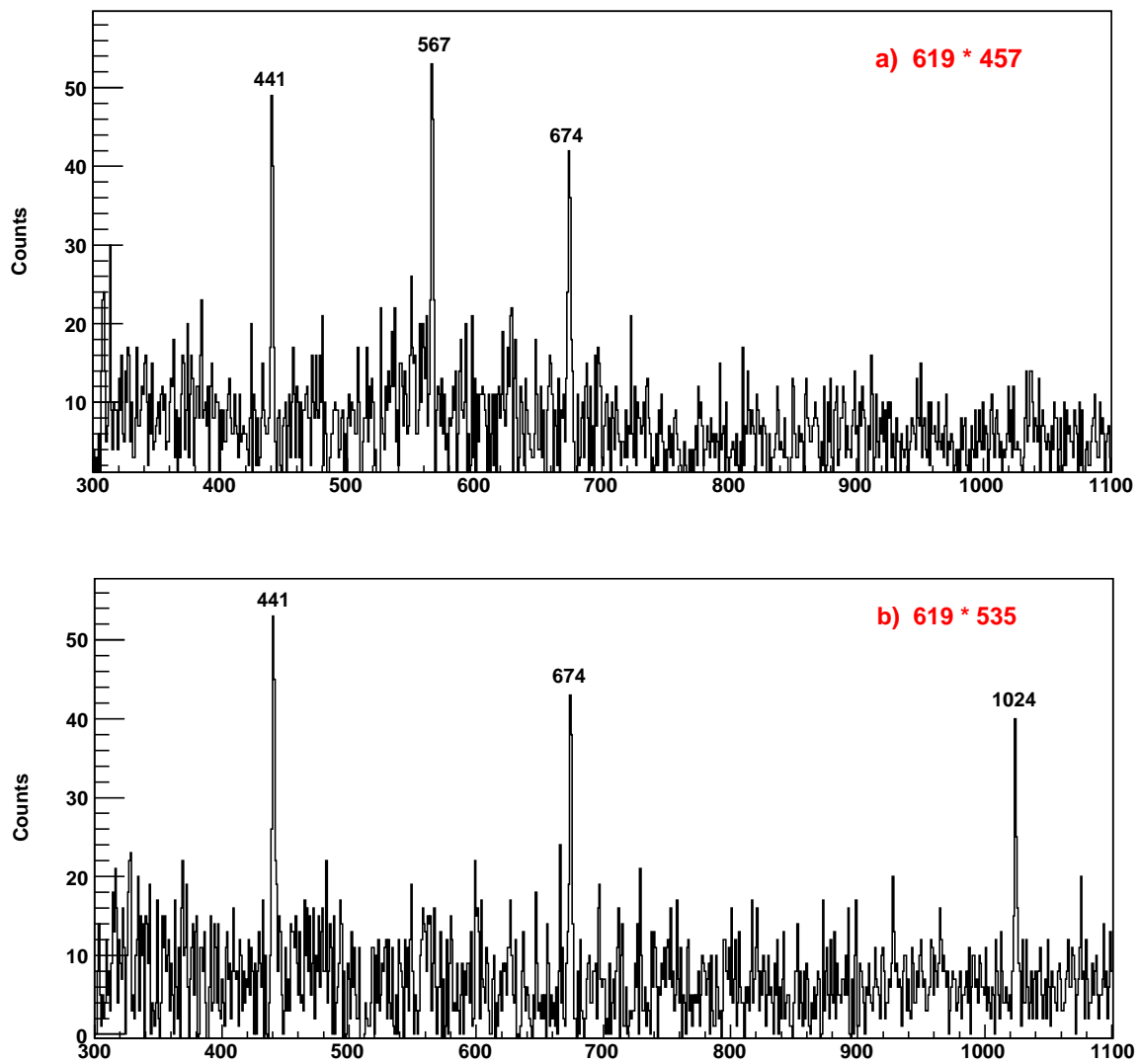


FIG. 3.12 – Différents jeux de coïncidences sur les données GASP pour la cascade mettant en scène les transitions  $\gamma$  619, 457, 567, 1024, 441, et 535 keV du  $^{78}\text{Ge}$ .

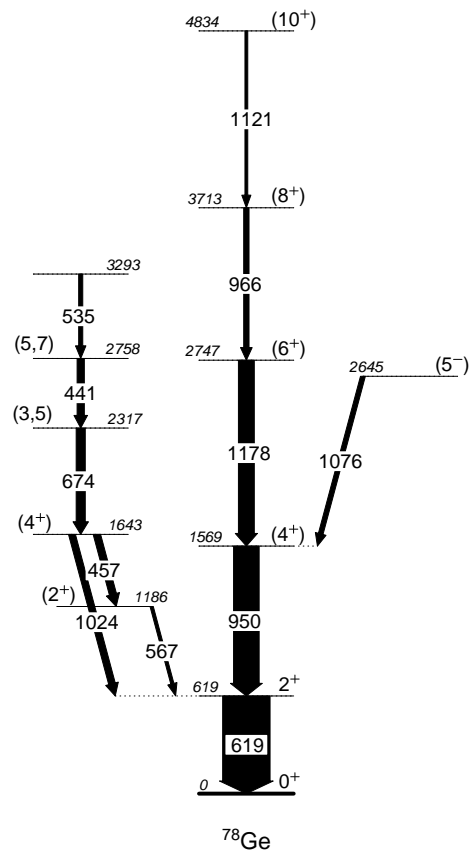


FIG. 3.13 – Schéma de niveaux du  $^{78}\text{Ge}$  déduit de l'analyse de données CLARA-PRISMA et GASP.



### 3.2.3 Le noyau $^{80}\text{Ge}$

Le  $^{80}\text{Ge}$  a été abondamment étudié ces dernières années et produit par des mécanismes de réactions très différents. On dénombre des études par décroissances  $\beta$  du  $^{80,81}\text{Ga}$  [24], par excitation coulombienne [41], par réactions avec des faisceaux légers tels  $^{82}\text{Se}([^{18}\text{O}, ^{14}\text{C}, ^{16}\text{O}], ^{20}\text{Ne})^{80}\text{Ge}$  [3], et enfin par des réactions profondément inélastiques et de multi-transferts de nucléons entre des cibles épaisses de  $^{198}\text{Pt}$  [35] et de  $^{192}\text{Os}$  [43] bombardées par un faisceau de  $^{82}\text{Se}$ . Les données issues de la réaction  $^{82}\text{Se}(743\text{MeV}) + ^{198}\text{Pt}$  réalisée auprès du tandem du Japan Atomic Energy Reserach Institute sont les plus marquantes de ces dernières années. Elles font l'objet d'un article publié par A. Makishima et al. [35] qui fait mention d'un état  $8^+$  isomérique ( $T_{1/2} > 0.4$  ns) dans le  $^{80}\text{Ge}$ .

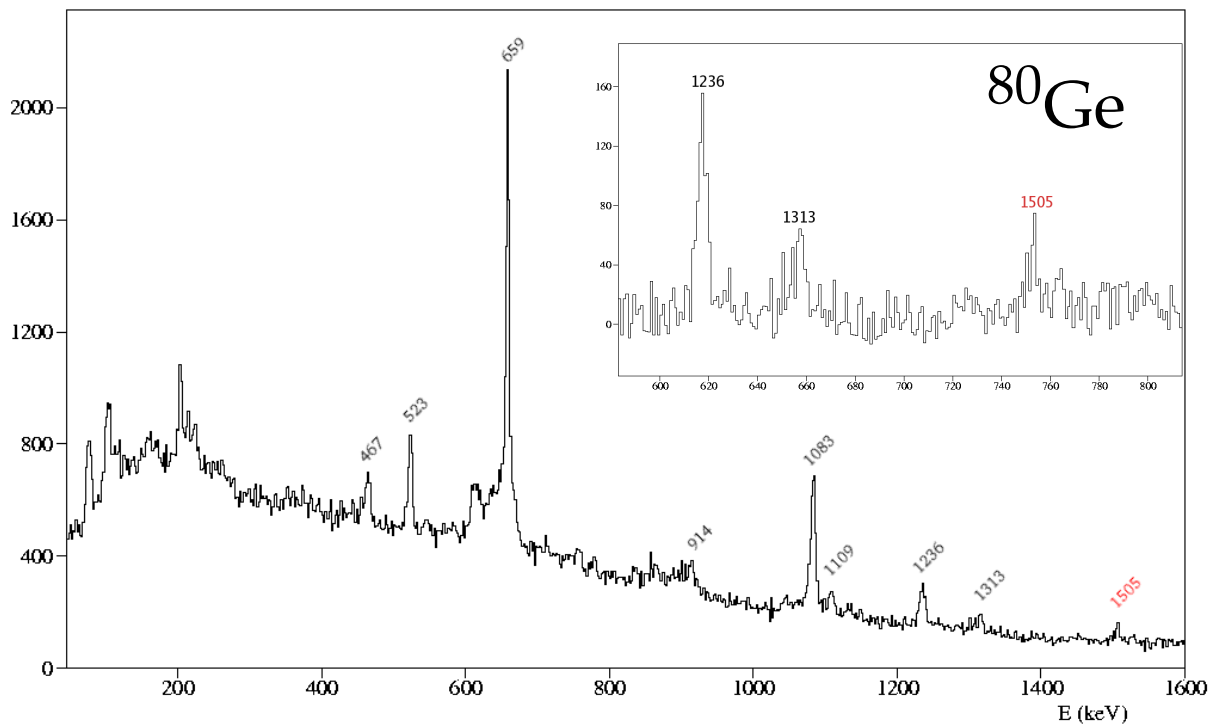


FIG. 3.14 – Spectre  $\gamma$  du noyau  $^{80}\text{Ge}$  tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge la transition mise au jour lors de cette analyse. L'insertion est un zoom de la zone entourant le pic à 1505 keV. Pour ce spectre en énergie une soustraction de fond par la projection totale pour  $Z=32$  a été utilisée.

Les données récoltées auprès de CLARA-PRISMA lors de nos campagnes de mesures successives, ont permis l'observation du  $^{80}\text{Ge}$  et la confirmation du schéma de niveaux existant, déjà bien fourni. Les centroïdes des raies observées dans le spectre  $\gamma$  (figure 3.14), accompagnés de leurs intensités relatives, des rapports d'asymétrie et des énergies d'excitation  $E^*$  sont résumés dans le tableau 3.4. Les intensités sont normalisées par rapport à la transition la plus intense du schéma de niveaux, qui a ici une énergie de 659 keV.

Les différentes projections en énergies sur le cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  émanant de l'expérience GASP, montrent les relations de coïncidences entre les  $\gamma$  ayant une énergie de 659, 1083, 1236, 467 keV (figure 3.15). Dans le spectre  $\gamma$  de la figure 3.14, on note la présence d'un pic à 1505 keV. Ce dernier n'est pas répertorié dans la littérature. L'utilisation du cube  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  n'a pas permis de placer cette transition de façon certaine, néanmoins la somme des données suggère que cette raie se place au-dessus du 467 keV. L'intensité relative du pic à 1505 keV va de même dans ce sens, ainsi que l'analyse des Q-values (tableau 3.4). Bien que de statistique très modeste dans le spectre gâté

TAB. 3.4 – Données obtenues dans les expériences CLARA-PRISMA pour le noyau  $^{80}\text{Ge}$ .

$E_\gamma$ (keV)	Aires	$I_{rel}$	$E^*$ (keV)	$E_{Q-v}^{* \text{ fond local}}$ (keV)	$E_{Q-v}^{* \text{ proj total}}$ (keV)	$R_{asym}$
203.86(7)	703(30)	9.0(4)				
352.01(81)	95(15)	1.5(2)				
374.01(99)	80(15)	1.3(2)				
385.51(17)	46(13)	0.7(2)				
467.76(57)	536(27)	9.5(5)	3444	3657(300)	3850(460)	1.05(26)
523.03(23)	948(36)	17.8(8)	2265			0.67(10)
659.01(14)	4659(105)	100(2)	659	652(55)	650(80)	1.68(9)
914.20(16)	459(32)	12.1(9)				>1
1083.95(36)	2435(66)	72(2)	1742	1774(145)	1837(220)	1.17(9)
1109.68(57)	422(25)	12.6(8)	2851	1930(160)	2877(350)	
1236.08(14)	693(30)	22(1)	2978	2810(230)	2520(300)	2.10(34)
1313.28(94)	308(21)	10.3(7)	1972	1930(160)	2227(270)	6(2)
1505.23(86)	211(23)	7.7(9)	4949	5902(470)	6617(800)	

des Q-values, les deux méthodes de soustraction de fond utilisées conduisent à une énergie très élevée que seule une transition Yrast peut atteindre (tableau 3.4). Les calculs réalisés avec le code ANTOINE semblent accréditer cette thèse en établissant une transition  $10^+ \rightarrow 8^+$  d'énergie assez similaire à celle postulée après analyse (1371 keV par calculs de type modèle en couches contre 1505 keV expérimentalement). Dans le schéma de niveaux, visible en figure 3.16, cette transition sera donc placée en pointillés avec une tentative assignation de spin  $J^\pi = 10^+$ . L'analyse des transitions non Yrast observées en figure 3.14 permet de les placer dans le schéma de niveaux, conformément aux données disponibles dans la littérature. L'analyse des Q-values confirme l'énergie d'excitation des transitions 1313 et 1109 keV.

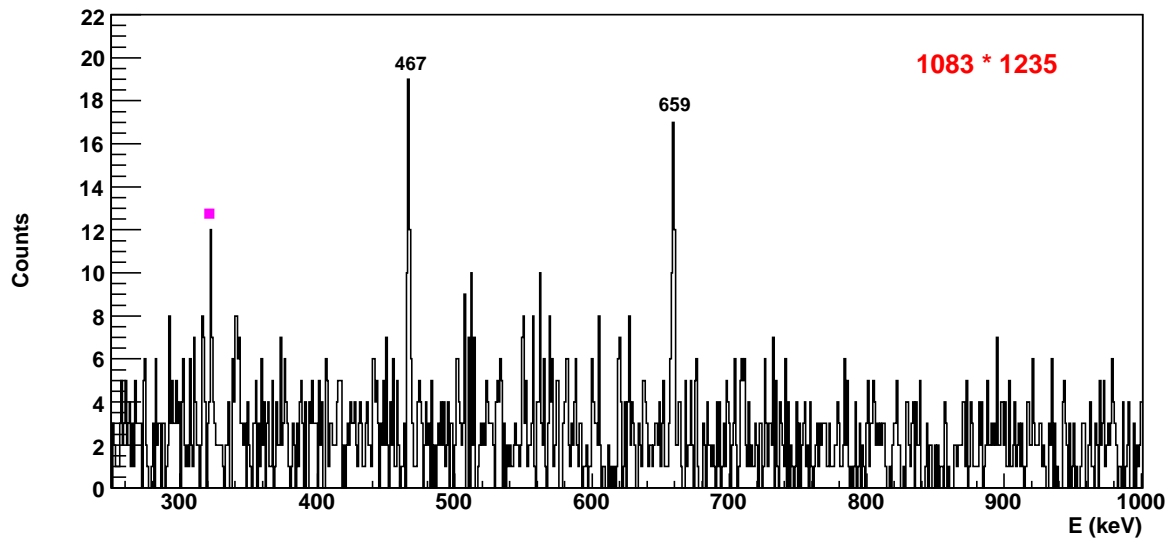


FIG. 3.15 – Spectres  $\gamma$  dérivant de la projection des transitions à 1083 et 1235 keV dans les données GASP. Cela révèle le lien de coïncidence entre les raies  $\gamma$  659, 467, 1083, 1235 keV du  $^{80}\text{Ge}$ . Le symbole ■ indique une raie provenant d'une pollution par le  $^{191}\text{Pt}$ .

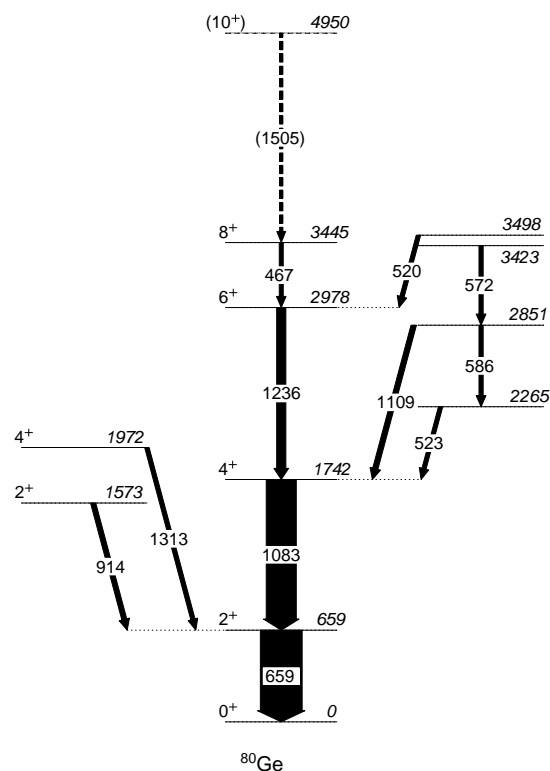


FIG. 3.16 – Schéma de niveaux du noyau  $^{80}\text{Ge}$  déduit des données CLARA-PRISMA et GASP. La transition de 1505 keV est tentativement placée au sommet de la cascade Yrast.

### 3.2.4 Le noyau $^{82}\text{Ge}$

Contrairement à ses homologues isotopiques, le  $^{82}\text{Ge}$  a été peu étudié, en raison de son exotécité extrême nécessitant donc un appareillage très efficace. Il a fallu attendre cette dernière décennie pour arriver enfin à le produire de manière suffisamment significative. Néanmoins, en 1981, P. Hoff et B. Fogelberg [24] avaient déjà découvert auprès du séparateur en masse OSIRIS, le premier état excité du  $^{82}\text{Ge}$  à 1347 keV d'énergie d'excitation par décroissance  $\beta$  du  $^{82}\text{Ga}$ . Plus récemment, Zhang et al. [61] ont publié un schéma de niveaux montrant un second état  $2^+$  possible à 2214 keV ainsi qu'un troisième état à 3682 keV non assigné.

O. Perru et al. [42] avec des données de décroissance  $\beta$  obtenues auprès de PARRne font état d'une transition à 938 keV se plaçant au-dessus de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$ .

Au début de cette année, T. Rzaca-Urban et al. [52], ont assigné cette transition à une transition  $(4^+) \rightarrow 2^+$ , plaçant deux autres raies (646 et 940 keV) au-dessus de cette dernière sans toutefois pouvoir assigner fermement leurs  $J^\pi$  respectifs. Ces dernières données ont été obtenues avec le multidétecteur EUROGAM2.

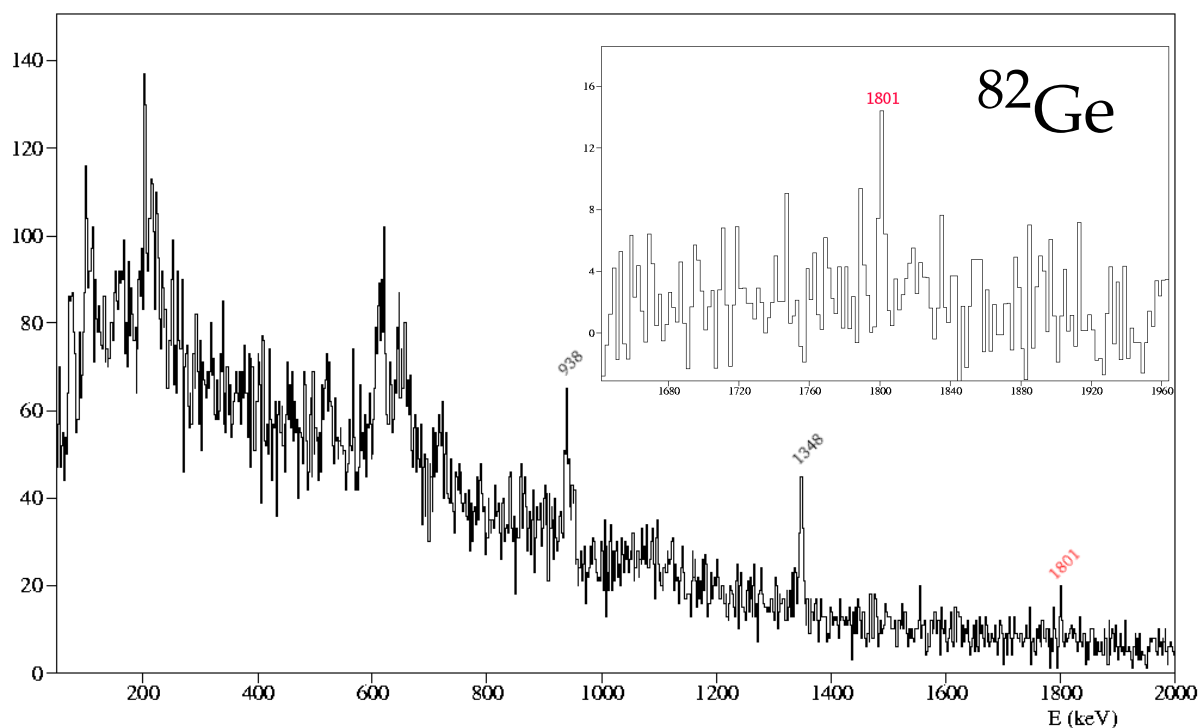


FIG. 3.17 – Spectre  $\gamma$  du noyau  $^{82}\text{Ge}$  tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge la transition mise au jour lors de cette analyse. En insertion est représenté le spectre  $\gamma$  fond soustrait centré sur le pic à 1801 keV.

La distribution en masse des Germania (figure 3.4) met en exergue la très faible alimentation de cet isotope. Néanmoins une raie à 1801 keV, non observée lors des campagnes de mesures sus-citées, a été mise au jour lors de notre expérience. Elle est nettement visible sur le spectre  $\gamma$  en figure 3.17, sans qu'il puisse y avoir de doutes, malgré la présence d'un fond imposant. L'insert de cette figure est un agrandissement de la région d'énergie entourant le pic à 1801 KeV. Le fond soustrait correspond à la projection totale pour  $Z = 32$ .

Dans la zone encadrant 600 keV sur le spectre en énergie, sont visibles de grands pics ayant une résolution détériorée. Ces pics donnent l'impression d'être des contaminations provenant des queues des gaussiennes de masses inférieures dans la distribution en masse (figure 3.4). Ces

pics ont des centroïdes à 619 keV et 658 keV, et pourraient correspondre aux transitions intenses  $2^+ \rightarrow 0^+$  de  $^{78}\text{Ge}$  et  $^{80}\text{Ge}$  respectivement. Le pic de 938 keV semble être double, le second pic ayant une énergie d'environ 950 keV. Les pics appartenant au  $^{82}\text{Ge}$  suivis de leurs intensités relatives respectives sont listés dans le tableau 3.5 suivant, et le schéma de niveaux est présenté en figure 3.18.

Tab. 3.5 – Données pour le  $^{82}\text{Ge}$  obtenues dans les expériences CLARA-PRISMA.

$E_\gamma$ (keV)	Aires	$I_{\text{relatives}}$	$R_{\text{asym}}$
203.5(2)	112(12)	37(6)	
608.5(14)	155(76)	78(40)	
644.7(13)	91(31)	47(17)	
938.7(1)	117(15)	77(14)	2.10(77)
949.5(8)	53(16)	38(12)	
1348.1(9)	120(15)	100(12)	1.53(45)
1801.1(10)	18(6)	18(13)	2(1)

Les intensités des transitions mesurées dans nos expériences confirment l'ordonnement des transitions établies antérieurement. L'apport de ce travail à la connaissance de ce noyau se concentre principalement sur le photon à 1801 keV que nous proposons comme étant la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  de la bande Yrast du  $^{82}\text{Ge}$ . Les rapports d'asymétrie  $R_{\text{asym}}$  montrent des valeurs supérieures à 1 pour les transitions de 1348 et 938 keV. La statistique de la transition de 1801 keV est très faible dans les couronnes de détecteurs à 102 et 180°, la valeur de  $R_{\text{asym}}$  est donc difficilement interprétable, mais semble suggérer une transition  $\lambda = 2$  allant dans le sens de notre proposition. L'analyse systématique des cascades Yrast des noyaux Ge et leur interprétation théorique par des calculs de type modèle en couches sont présentés au chapitre 6.7. Néanmoins, les calculs réalisés avec le code ANTOINE semblent corroborer notre hypothèse, l'accord avec les données expérimentales étant excellent ( $E_\gamma = 1635$  keV par calculs contre 1801 keV expérimentalement).

La statistique ayant chuté d'un facteur 6 entre  $^{80}\text{Ge}$  et  $^{82}\text{Ge}$ , l'incertitude sur les valeurs  $\bar{Q}$  est trop élevée pour pouvoir établir la droite de calibration  $\bar{Q}_{fs} = f(E^*)$  à l'aide des deux transitions Yrast connues dans  $^{82}\text{Ge}$  et en déduire l'énergie d'excitation de l'état émetteur du photon de 1801 keV.

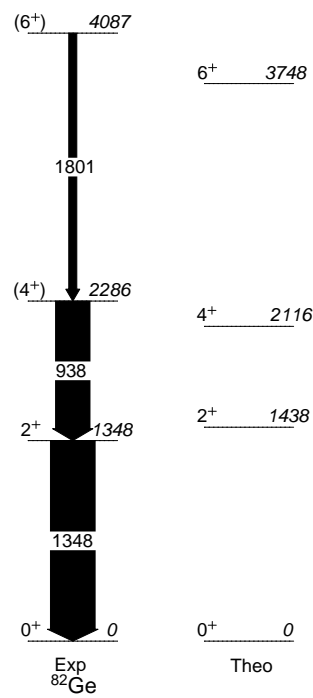


FIG. 3.18 – Schéma de niveaux du noyau  $^{82}\text{Ge}$  déduit des données CLARA-PRISMA et GASP. La transition de 1801 keV est tentativement placée au sommet de la cascade Yrast.

### 3.3 Systématique des Germania impairs

#### 3.3.1 Le noyau $^{77}\text{Ge}$

La structure du noyau  $^{77}\text{Ge}$  a été peu étudiée durant les deux dernières décennies. La structure connue a été obtenue principalement par réaction  $^{76}\text{Ge}(d,p)^{77}\text{Ge}$  par W.A.Yoh et al. [60].

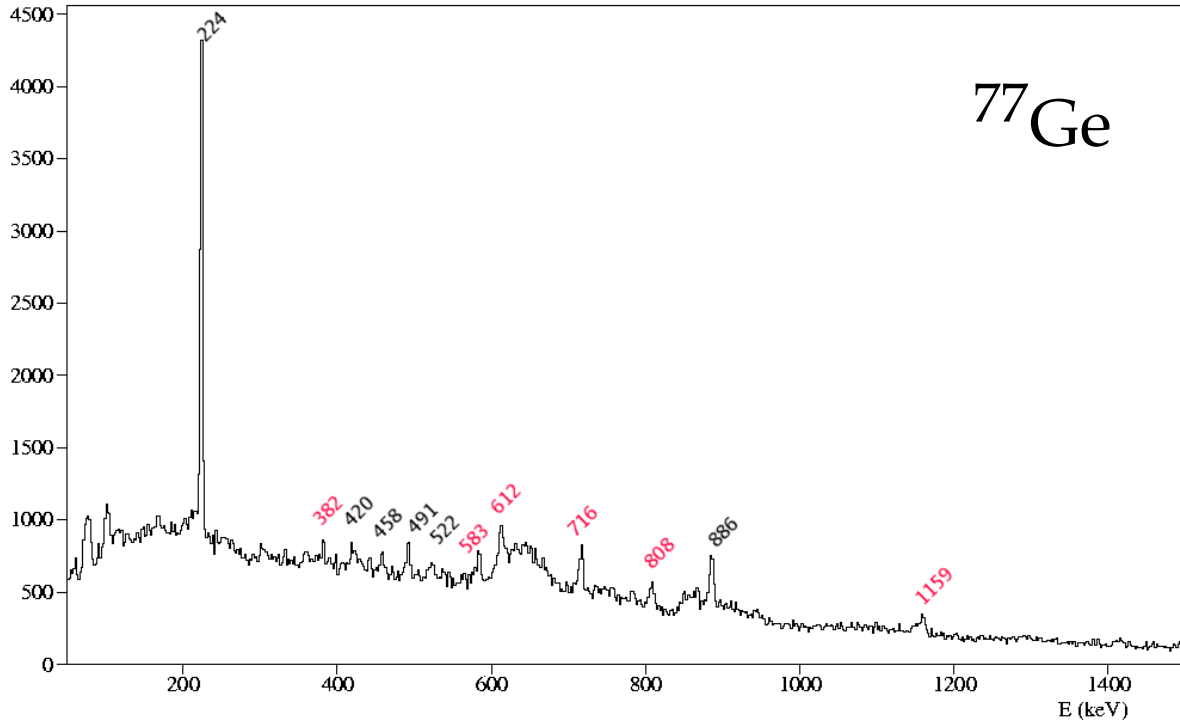


FIG. 3.19 – Spectre  $\gamma$  du  $^{77}\text{Ge}$  tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge les transitions découvertes lors de cette analyse.

L'analyse de ces données a été compliquée par la qualité dégradée des spectres  $\gamma$  issus des doubles gates appliquées sur les données GASP. Conformément aux schémas de niveaux des noyaux impairs, celui de  $^{77}\text{Ge}$  présente de nombreuses cascades parallèles. L'intensité  $\gamma$  ainsi distribuée est faible et les cascades sont courtes, généralement constituées de deux transitions. Nous avons néanmoins pu compléter le schéma de niveaux, précédemment établi en considérant de possibles règles de sommations des raies  $\gamma$  observées dans CLARA-PRISMA, ainsi qu'en considérant leurs intensités. Nous avons ainsi placé quasiment l'intégralité des transitions mises en lumière lors de notre analyse. Un regard sur les intensités de ces dernières peut dans quelques cas confirmer leurs places dans le schéma de niveaux. De même, de très nombreux niveaux existant dans les annales, s'ajustant au keV près aux sommes de transitions, nous ont confortés dans le placement de plusieurs d'entre-elles. Ainsi, les transitions de 381, 715 et 1159 keV ont été placées entre des états existants. La transitions de 808 keV est assez intense dans le spectre  $\gamma$ , en figure 3.19. Nous avons supposé qu'elle désexcite un état de spin  $J=(9/2, 11/2)$ , inaccessible par décroissance  $\beta$  depuis l'état fondamental du noyau père  $^{77}\text{Ga}$  ( $J^\pi = (3/2^-)$ ), conduisant à placer un nouvel état à  $E^* = 808$  keV. Cette énergie d'excitation est compatible avec la transition de 583 keV en cascade avec celle de 225 keV. Ne pouvant justifier par d'autres moyens nos dires, l'état à 808 keV sera placé en pointillés dans le schéma de niveaux. L'ensemble des données est résumé dans le tableau 3.6 et présenté dans le schéma de niveaux illustré à la figure 3.20.

TAB. 3.6 – Données pour le  $^{77}\text{Ge}$  obtenues dans les expériences CLARA-PRISMA.

$E_\gamma$ (keV)	Aires	$I_{rel}$
167.89(92)	193(16)	2.9(2)
225.45(7)	6373(110)	100(2)
381.78(49)	461(25)	8.9(5)
419.59(52)	489(27)	9.8(6)
491.96(35)	553(29)	12.0(6)
523.27(11)	340(23)	7.8(5)
612.53(34)	830(68)	20(1)
716.42(29)	951(44)	26(2)
808.19(27)	636(33)	18(1)
885.69(13)	1211(57)	37(2)
1159.59(47)	690(41)	25(2)
1414.34(94)	237(21)	10.0(5)

On trouve un rapport d'asymétrie avoisinant 0.56(9) pour la raie de 716 keV. La raie de 716 keV semble donc être une transition  $\lambda = 1$ , induisant une assignation de spin  $J = 7/2, 11/2$  pour son état émetteur  $E^* = 942$  keV. De même la seconde raie se désexcitant de ce même état émetteur vers l'état à 504keV, assigné dans la littérature comme  $5/2^+$ , possède un  $R_{asym}$  fortement inférieur à 1, suggérant à nouveau une transition  $\lambda = 1$ . Pour cette seconde raie cela entraîne alors une assignation de spin  $J = 3/2, 7/2$  pour l'état émetteur  $E^* = 942$  keV. En croisant les indications précédentes, nous proposons une assignation  $J = 7/2$  pour l'état à  $E^* = 942$  keV. Suivant les estimations de Weisskopf, la probabilité de transition  $\lambda(E1)$ , pour une énergie de 716 keV, est 32 fois supérieure à celle d'une transition  $\lambda(M1)$ . Nous postulons ainsi que l'état  $E^* = 942$  keV a une parité  $\pi = -1$ .

Dans les noyaux impairs, la grande densité d'états ne permet pas d'utiliser la méthode des Q-values, dont la résolution en énergie est modeste (de 10 à 30%), pour confirmer le placement d'un état dans le schéma de niveaux. L'ensemble des placements de nouvelles transitions et assignations proposées est résumé dans le schéma de niveaux, illustré en figure 3.20.



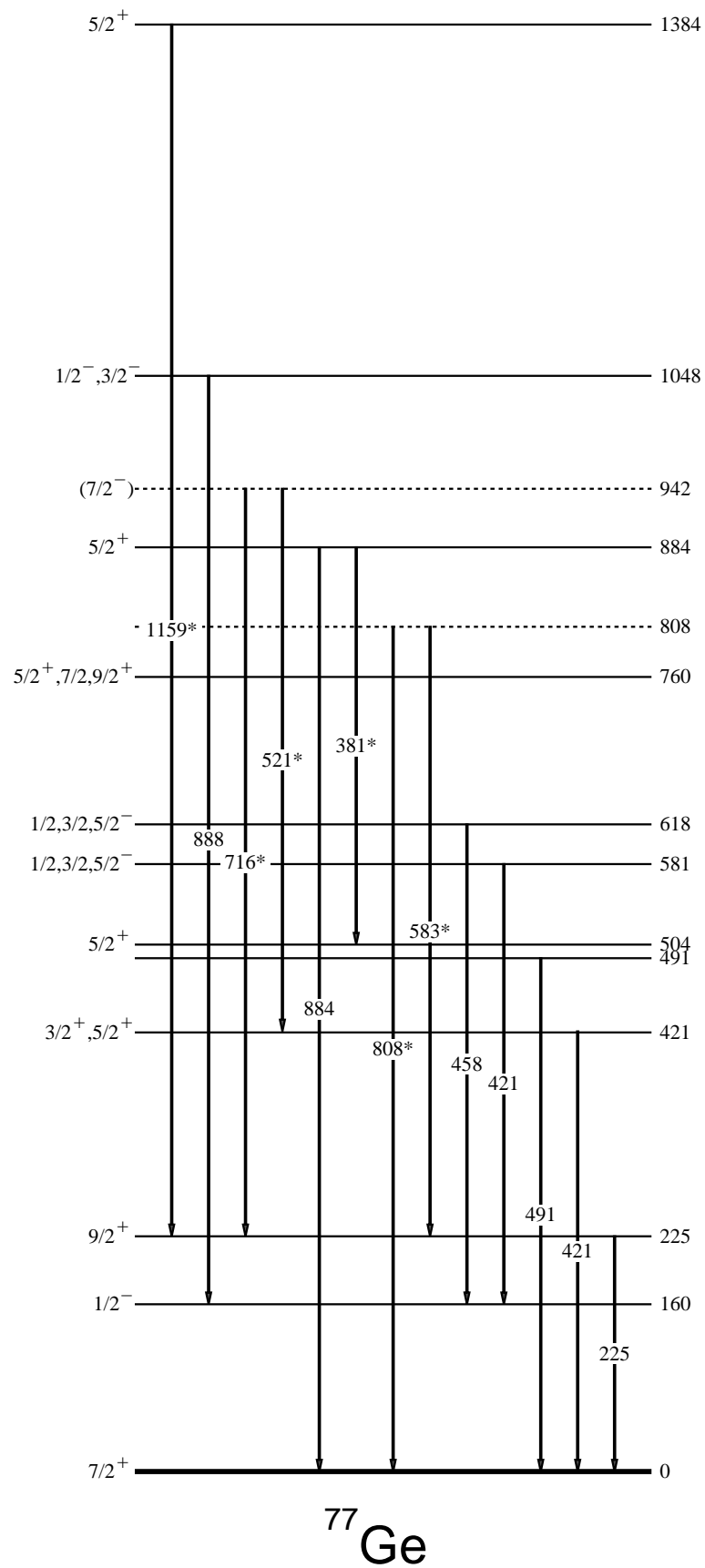


FIG. 3.20 – Schéma de niveaux du  $^{77}\text{Ge}$ . Les étoiles placées à côté de l'énergie de certaines transitions indiquent des transitions nouvellement placées.

### 3.3.2 Le noyau $^{79}\text{Ge}$

Cet isotope de Germanium a uniquement été étudié à ce jour par décroissances  $\beta$  du  $^{79}\text{Ga}$  et  $\beta$ - $n$  du  $^{80}\text{Ga}$ . En effet, en 1981, P. Hoff et B. Fogelberg [24], auprès du séparateur en masse OSIRIS, ont construit le schéma de niveaux faisant encore autorité à l'heure actuelle. Ils ont également mis au jour un état isomérique de 39(1) s à 186 keV d'énergie d'excitation.

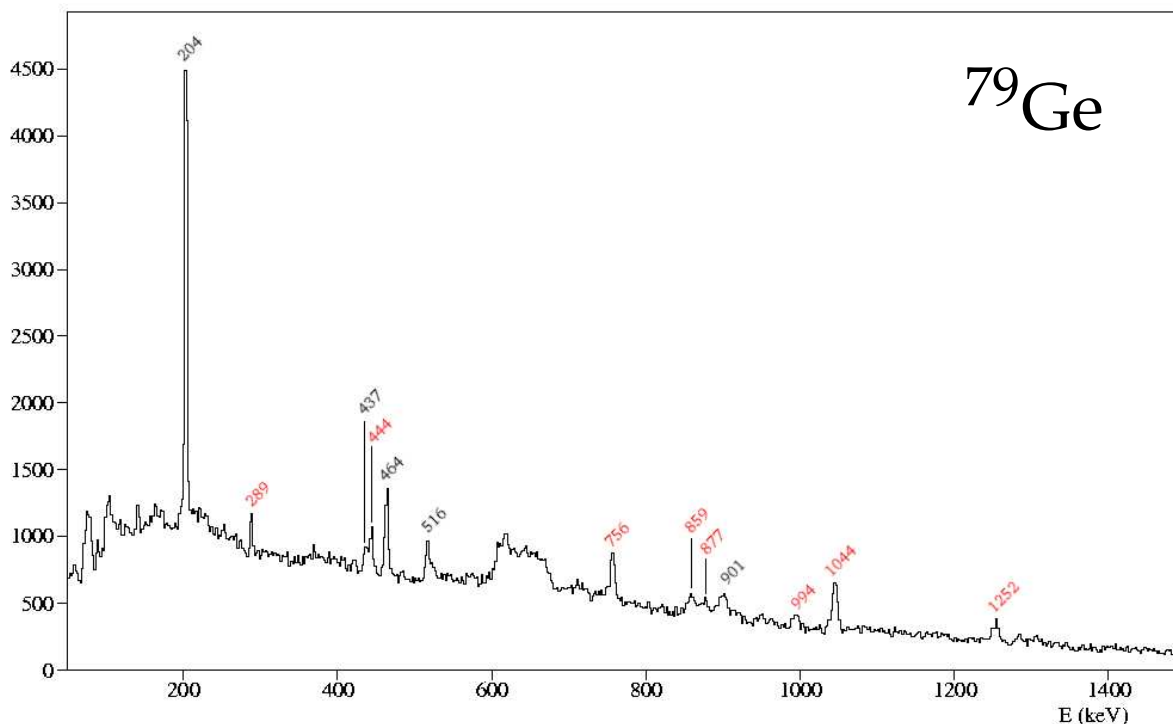


FIG. 3.21 – Spectre  $\gamma$  du  $^{79}\text{Ge}$  tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge les transitions découvertes lors de cette analyse.

L'analyse des données portant sur le noyau  $^{79}\text{Ge}$  présente des difficultés similaires à celles décrites pour le  $^{77}\text{Ge}$ . L'existence de quelques cascades plus longues a cependant permis une analyse en doubles gates à l'aide des données GASP. Nous avons ainsi pu compléter et étendre le schéma de niveaux. Les intensités des raies  $\gamma$  mises au jour dans le spectre en énergie du  $^{79}\text{Ge}$ , obtenu à l'aide de CLARA-PRISMA, sont données dans le tableau 3.7.

Une relation de coïncidence entre les transitions de 205, 444, 994 et 1044 keV a été établie. En se basant sur les intensités relatives nous avons placé celle de 1044 keV au-dessus de celle de 205 keV, précédemment connue. Toujours pour la même cascade, nous plaçons la raie de 444 keV en-dessous de celle de 994 keV. Dans le but d'écartier tout doute quant à l'ordonnancement des transitions de 444 et 994 keV, nous avons procédé à l'observation des spectres  $\gamma$  conditionnés suivant différentes zones du spectre des Q-values (figure 3.22). Pour la projection de la zone rose de cette figure sur le spectre  $\gamma$ , le pic à 444 keV est nettement marqué alors que celui à 994 est quasiment inexistant. Par contre, la projection de la zone cyan sur le spectre  $\gamma$ , montre que l'intensité du pic à 444 keV n'est pas la même que pour la projection précédente, alors que le pic à 994 keV voit son intensité s'accroître drastiquement. Ceci nous indique que la raie de 994 keV se place à plus haute énergie d'excitation que la raie de 444 keV. La cascade étant établie, les états se désexcitant par ces deux raies seront placés en traits pleins dans le schéma de niveaux. Le placement de la transition de 1044 keV établit l'existence de l'état  $E^* = 1436$  keV. La somme des énergies des transitions de 285 et 756 keV correspond à la différence entre

TAB. 3.7 – Données pour le  $^{79}\text{Ge}$  obtenues dans les expériences CLARA-PRISMA.

$E_\gamma$ (keV)	Aires	$I_{rel}$	$R_{asym}$
205.05(6)	7240(114)	100.0(2)	1.00(4)
289.01(94)	547(25)	8.5(4)	1.05(25)
437.95(88)	610(56)	11(1)	<1
444.20(45)	890(59)	17(1)	0.84(15)
464.18(22)	2044(51)	39.0(1)	1.07(11)
516.54(48)	763(39)	15.4(4)	0.86(15)
523.08(19)	335(26)	6.8(7)	<1
616.2(3)	617(76)	14(1)	
756.06(27)	1237(54)	31.2(3)	1.27(19)
859.51(11)	957(35)	26.1(4)	
877.11(14)	816(32)	23(1)	
900.08(62)	1352(42)	40.5(4)	
994.72(22)	471(27)	14.1(7)	1.54(46)
1044.83(35)	1281(59)	40(1)	1.30(11)
1252(2)	674(29)	24(1)	1.00(20)
1283.9(4)	270(19)	10(2)	0.18(10)
1305.1(3)	324(22)	12(1)	0.39(20)

les états à  $E^* = 1436$  keV et  $E^* = 391$  keV. Ces deux transitions sont placées tentativement en cascade entre ces deux états, la plus intense étant à plus basse énergie d'excitation. Ceci définit un nouvel état à  $E^* = 1147$  keV.

Des valeurs  $R_{asym}$  de 1.30(11) et 1.27(19) ont été établies pour les transitions respectives de 1044 et 756 keV, qui sont donc des transitions quadripolaires. Cette valeur pour la transition de 1250 keV avoisine 1, ne permettant pas de déterminer sa nature multipolaire. En supposant que la transition de 1045 keV, qui alimente un état  $J^\pi = 9/2^+$ , emmène  $2\hbar$ , l'état à  $E^* = 1436$  keV peut être assigné à  $J^\pi = (13/2^+)$ . La transition de 1250 keV serait alors de type  $\lambda = 3$  ce qui est peu probable. La transition de 289 keV, qui désexcite l'état à  $E^* = 1436$ , est de nature indéterminée et limite les possibilités d'assignation de l'état qu'elle alimente à  $E^* = 1147$  keV. Ce dernier se désexcite par la transition quadripolaire 756 keV vers l'état  $9/2^+$ . Nous supposons alors que l'assignation de l'état à 1147 keV est également  $J^\pi = (13/2^+)$ . Les calculs théoriques prédisent les deux premiers états  $13/2^+$  à  $E^* = 1101$  keV et 1641 keV ce qui s'accorde bien avec les données expérimentales.

Supposons maintenant que les transitions 1045 et 756 keV désexcitent deux états ( $5/2^+$ ), les calculs théoriques prédisent les deux premiers états ( $5/2^+$ ) à  $E^* = 1070$  et 1443 keV, ce qui est un très bon accord avec les données expérimentales.

Cette discussion montre que, vu la grande densité d'états, il est difficile de tenter des assignations  $J^\pi$  dans ce noyau, avec les moyens modérés de nos données expérimentales et les résultats de calculs théoriques. Les tentatives d'assignations seront placées dans le schéma de niveaux entre parenthèses.

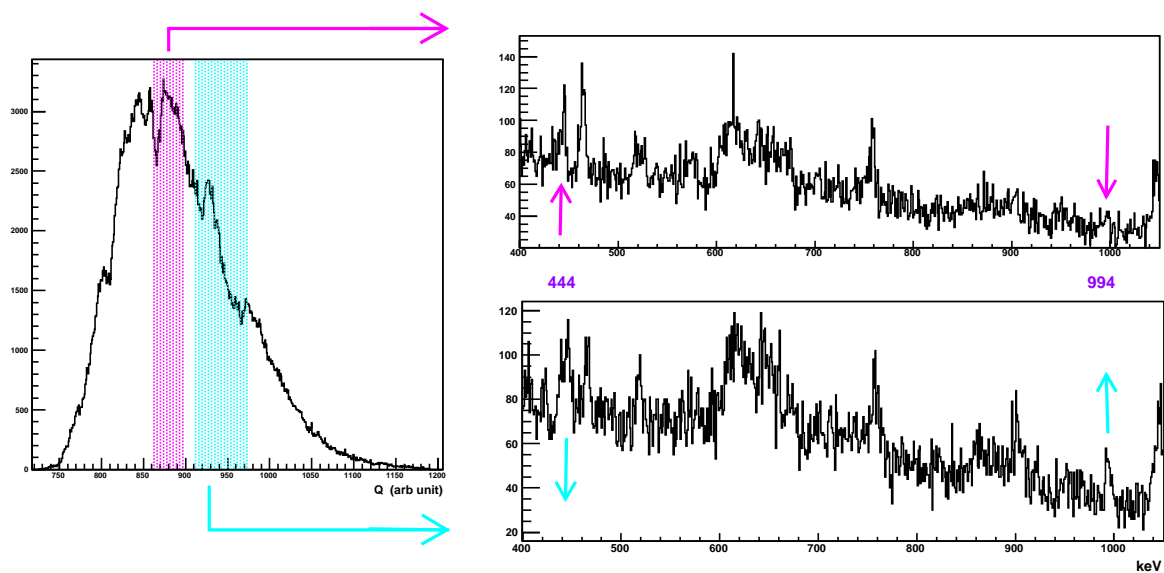


FIG. 3.22 – Projections du spectre de  $Q$ -values sur le spectre  $\gamma$ .

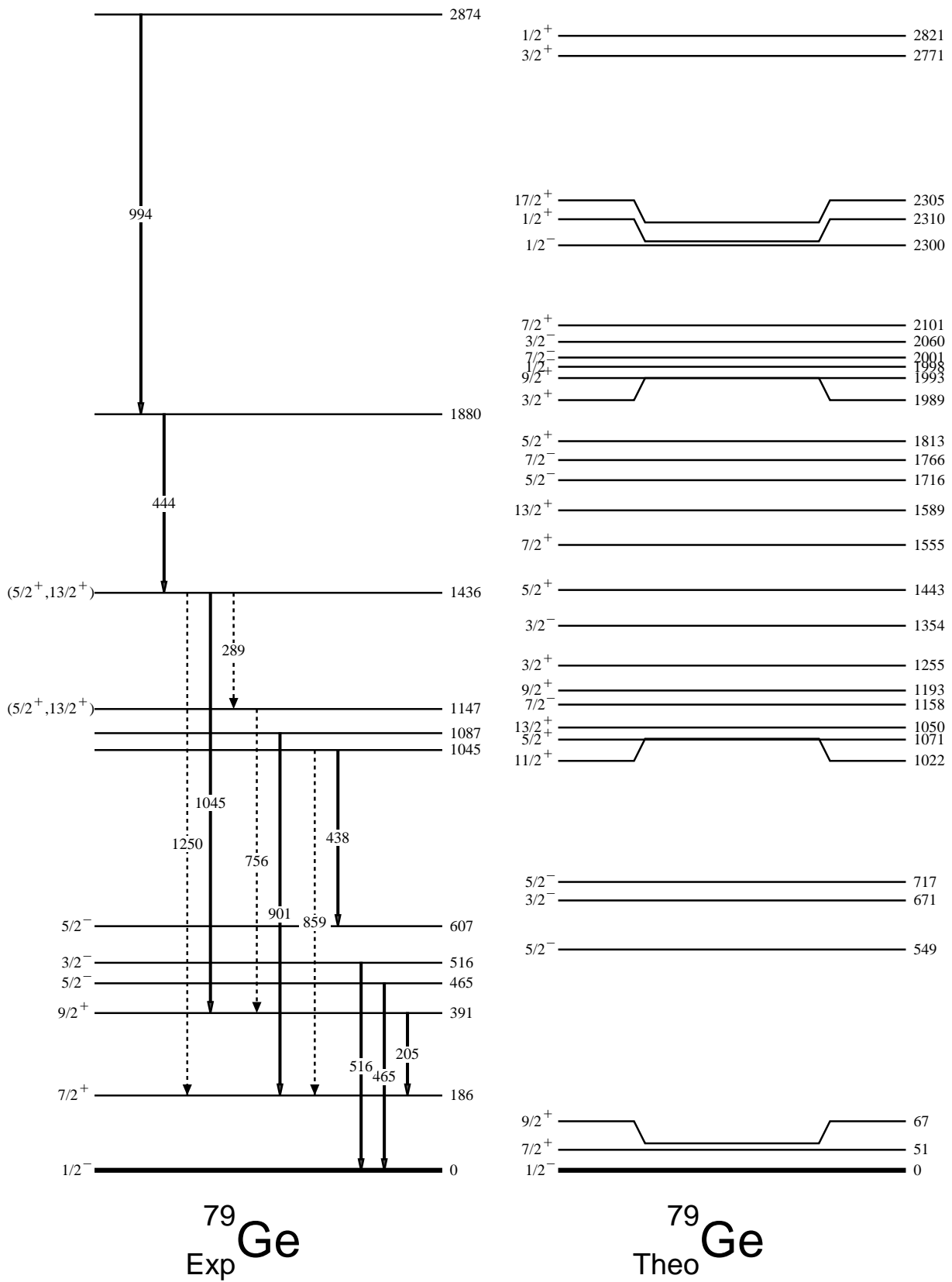


FIG. 3.23 – Schéma de niveaux expérimental et théorique du  $^{79}\text{Ge}$ .

### 3.3.3 Le noyau $^{81}\text{Ge}$

A l'instar du  $^{79}\text{Ge}$ , la structure du noyau  $^{81}\text{Ge}$ , n'a été précédemment analysée qu'avec des données de décroissances  $\beta$  du  $^{81}\text{Ga}$  et  $\beta$ -n du  $^{82}\text{Ga}$ , publiées par P. Hoff et B. Fogelberg [24].

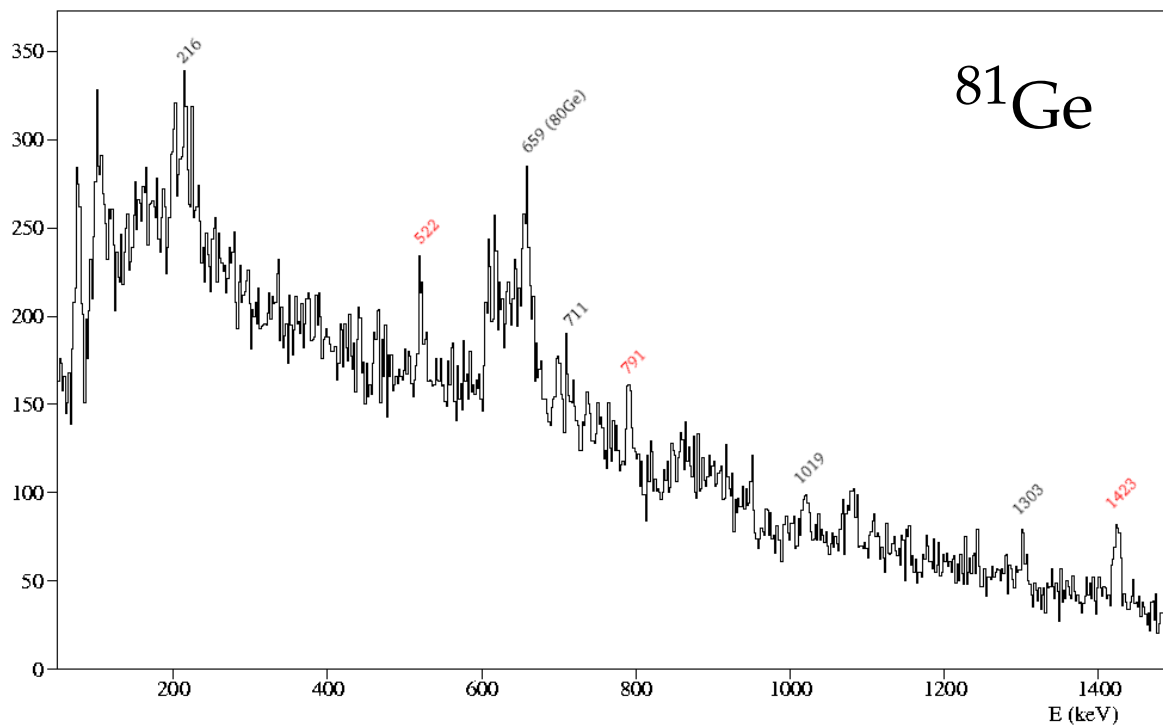


FIG. 3.24 – Spectre du  $^{81}\text{Ge}$  tiré des données CLARA-PRISMA. En noir les transitions précédemment découvertes, en rouge les transitions découvertes lors de cette analyse.

Le taux d'alimentation du  $^{81}\text{Ge}$  étant faible dans nos données, l'analyse des données n'en a été rendue que plus ardue. Trois nouvelles transitions ont été assignées à ce noyau à l'aide des données CLARA-PRISMA : 522, 791 et 1423 keV (figure 3.24).

Aux voisinage de 650 keV un amas de pics est présent, mais provient sûrement d'une contamination des isotopes de masses inférieures. En effet, le  $^{81}\text{Ge}$  se trouve en queue de distribution de masse. Malgré le soin apporté à l'identification précise des noyaux, la résolution en masse n'est pas totalement suffisante pour pouvoir s'affranchir de probables apports des gaussiennes de masses inférieures. Un exemple parlant est la présence d'un pic à 659 keV qui appartient probablement au  $^{80}\text{Ge}$ . Nous négligeons donc totalement cette zone énergétique, ne pouvant discriminer un pic de  $^{81}\text{Ge}$  d'un pic polluant.

L'intensité de la transition de 1423 keV étant très importante comme le montre le tableau 3.8, cette raie pourrait correspondre à la désexcitation d'un état à  $E^* = 1423$  keV directement au fondamental. Sachant que l'état fondamental de  $^{81}\text{Ge}$  est un  $9/2^+$ , que le schéma de niveaux établi avant ce travail l'a été par mesure de décroissance  $\beta$  et qu'en raison du spin de l'état fondamental du noyau père, les états connus sont assignés avec des  $J \leq 9/2$ , nous proposons que l'état à  $E^* = 1423$  keV soit  $J^\pi = 13/2^+$ . En effet, le rapport d'asymétrie de la transition de 1423 keV étant égal à 1.51(39), lui confère un caractère quadrupolaire. Les calculs de type modèle en couches prédisent un premier état  $13/2^+$  à  $E^* = 1482$  keV, en excellent accord avec l'expérience. Pour l'extension du schéma de niveaux au-dessus de cet état, deux options sont envisageables :

- Les deux transitions 791 et 522 keV désexcitent en parallèle deux états émetteurs vers l'état

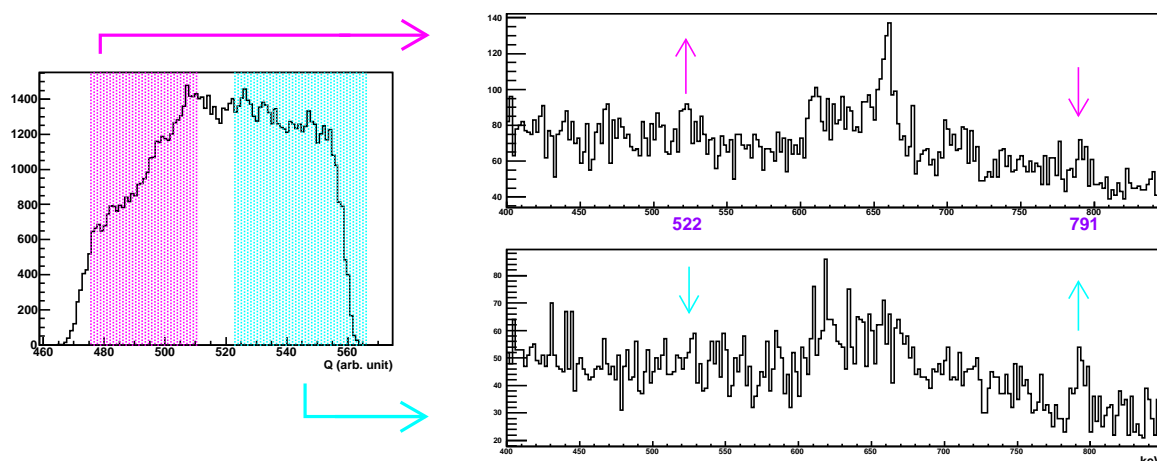
TAB. 3.8 – Données pour le  $^{81}\text{Ge}$  obtenues dans les expériences CLARA-PRISMA.

$E_\gamma$ (keV)	Aires	$I_{rel}$
200.5(3)	201(17)	32(2)
213.3(2)	267(20)	43(2)
522.6(3)	237(24)	56(4)
791.1(2)	200(20)	60(6)
1019.9(6)	102(15)	36(2)
1079.4(4)	170(21)	62(6)
1303.7(5)	100(14)	42(4)
1423.7(3)	227(22)	100(9)

à  $E^* = 1423$  keV,

– Les deux transitions sont en cascade.

L'observation des spectres  $\gamma$  conditionnés suivant différentes zones du spectre des Q-values (figure 3.25) peut nous renseigner quant à l'ordonnancement des transitions.

FIG. 3.25 – Projections du spectre de Q-values sur le spectre  $\gamma$ .

Pour la projection de la zone de bas Q (zone rose) de cette figure sur le spectre  $\gamma$ , le pic à 522 keV est plus marqué que celui à 791 keV, qui est quasiment inexistant. Par contre, la projection de la zone cyan sur le spectre  $\gamma$ , montre que l'intensité du pic à 522 keV décroît par rapport à la projection précédente, alors que le pic à 791 keV voit son intensité s'accroître. Ceci tend à nous suggérer que la raie de 522 keV se place à plus basse énergie d'excitation que la raie de 791 keV. Afin de tenter des assignations des états résultant du placement des nouvelles raies, nous suivons les logiques contraintes par les deux options.

**Option 1 :** Dans les barres d'erreur, la somme des intensités des transitions de 791 et 522 keV correspond à celle de la transition vers l'état fondamental. Ainsi, nous suggérons deux états à des énergies d'excitation de 1945 et 2214 keV.

Leur assignation de spin-parité est basée sur la détermination de  $R_{asym}$ . La transition de 522 keV est clairement dipolaire, avec  $R_{asym} = 0.37(21)$ , alors que la nature de celle de 791 keV est indéterminée ( $R_{asym} = 1.21(46)$ ). Ainsi, l'état à  $E^* = 1945$ , qui se désexcite par la transition de 522 keV, keV est possiblement de  $J = (15/2)$ . Or les calculs de type modèle en couches prédisent

un état  $15/2^-$  à  $E^* = 3454$  keV et un état  $15/2^+$  à  $E^* = 2006$  keV, ce qui concorde très bien. Aussi nous proposons de retenir cette dernière possibilité qui implique que la transition de 522 keV soit une M1/E2. L'assignation de l'état à  $E^* = 2214$  keV, qui se désexcite par la transition de 791 keV, peut correspondre à  $J = (15/2, 17/2)$  selon la nature multipolaire de la transition de 791 keV. Or tous les états de spin  $15/2$  ou  $17/2$  d'énergie d'excitation supérieure au  $15/2^+$ , déjà assignés, sont calculés par le code ANTOINE à des valeurs  $E^*$  voisine ou supérieure à 3000 keV. L'assignation de l'état à  $E^* = 2214$  keV n'est alors pas possible.

**Option 2 :** Si les transitions de 791 et 522 keV sont en cascade, d'après les spectres conditionnés par les Q-values (figure 3.25), la transition de 791 keV se place au-dessus de celle de 522 keV. La transition de 522 keV alimente donc l'état  $J^\pi = (13/2^+)$ , se désexcitant d'un état à  $E^* = 1945$  keV. L'assignation possible de cet état, comme dans l'option 1, est  $J^\pi = (15/2^+)$ . L'état à  $E^* = 2736$  keV qui se désexcite par la transition de 791 keV de multipolarité incertaine, peut se voir assigner un  $J^\pi = (17/2, 19/2)$ . Or le premier état  $17/2^+$  est prédit à  $E^* = 2942$  keV. Aussi nous retenons l'assignation  $J^\pi = (17/2^+)$  pour l'état  $E^* = 2736$  keV.

Les deux hypothèses sont illustrées par leur schéma de niveaux respectif en figure 3.26.



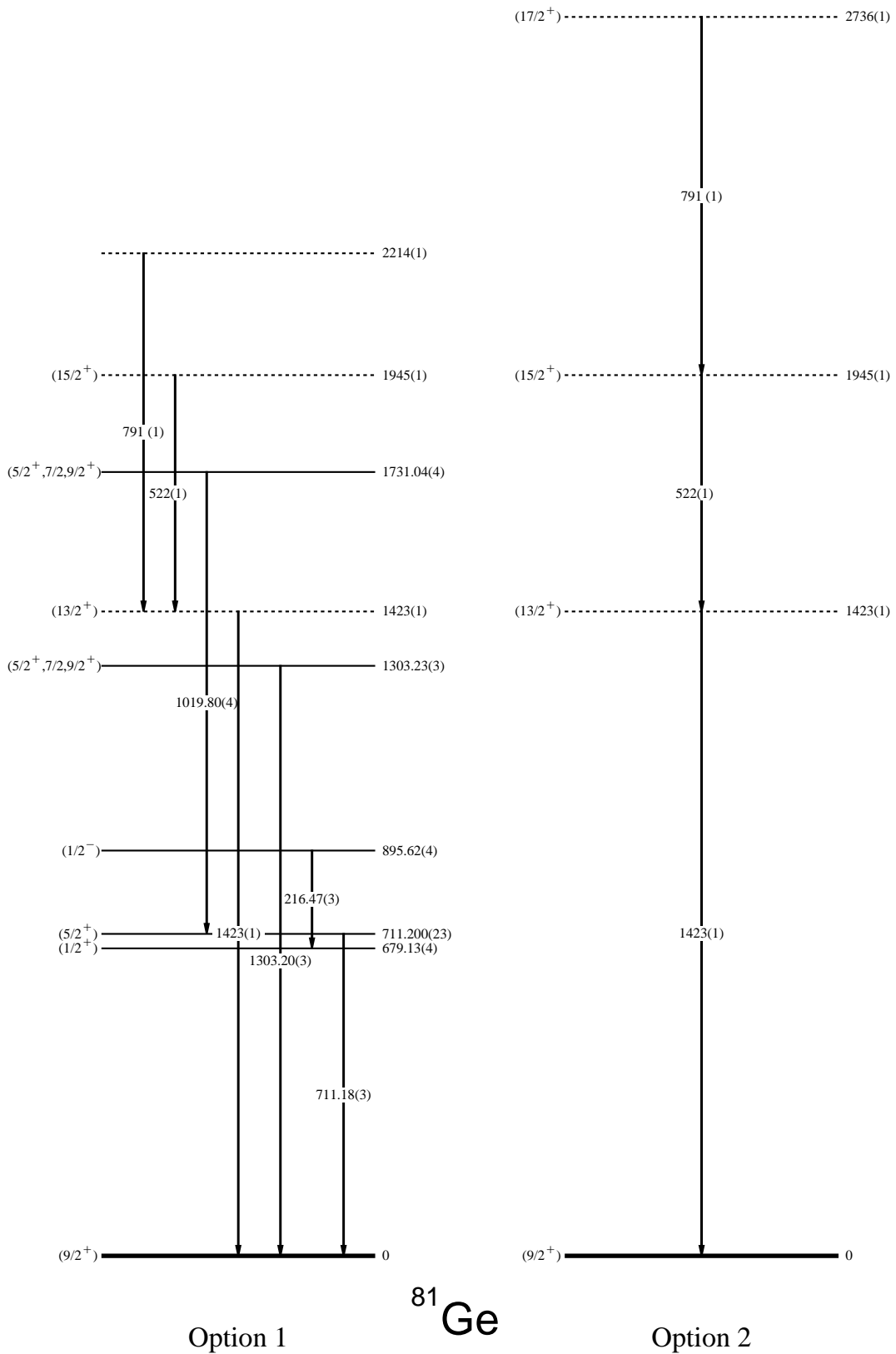


FIG. 3.26 – Schéma de niveaux expérimental et théorique du  $^{81}\text{Ge}$ .

### 3.4 Systématique des Zn pairs

Les isotopes pairs de Zinc ( $^{70-78}\text{Zn}$ ) ont été récemment étudiés, principalement par décroissance  $\beta$  des Cuivres pairs lors d'expériences réalisées auprès d'ISOLDE au CERN, par I. Roosbroeck et al. [48][55]. Les systèmes de détection et d'analyse décrits dans ces articles ont été en tout point similaires à ceux employés dans l'analyse des isotopes impairs présentés au Chapitre 4. Ces noyaux ont été peuplés par décroissance  $\beta$  des Cuivres. Ces résultats ont amélioré ceux concernant la décroissance du  $^{76}\text{Cu}$ , obtenus par le passé (1990) par J.A. Winger et al. [59] au Brookhaven National Laboratory.

En 2000, à l'aide du multidétecteur GAMMASPHERE, A.N. Wilson et al. [58] ont pu construire les schémas de niveaux du  $^{70}\text{Zn}$  jusqu'au  $12^+$  et jusqu'au  $10^+$  pour le  $^{72}\text{Zn}$  par réactions profondément inélastiques et de multi-transferts de nucléons ( $^{64}\text{Ni}@350\text{MeV} + ^{208}\text{Pb}$ ).

L'analyse des spectres  $\gamma$  des isotopes de Zinc de masse  $A = 70$  et  $72$  issus des données CLARA-PRISMA (figures 3.27), n'apporte pas d'informations supplémentaires à celles mises au jour dans les résultats sus-cités. Nous nous concentrerons donc sur les deux isotopes pairs les plus peuplés que sont  $^{74}\text{Zn}$  et  $^{76}\text{Zn}$ . La statistique obtenues pour chacun de ces deux noyaux étant à peine le double de celle de  $^{82}\text{Ge}$ , aucune analyse en Q-values n'a pu être menée.

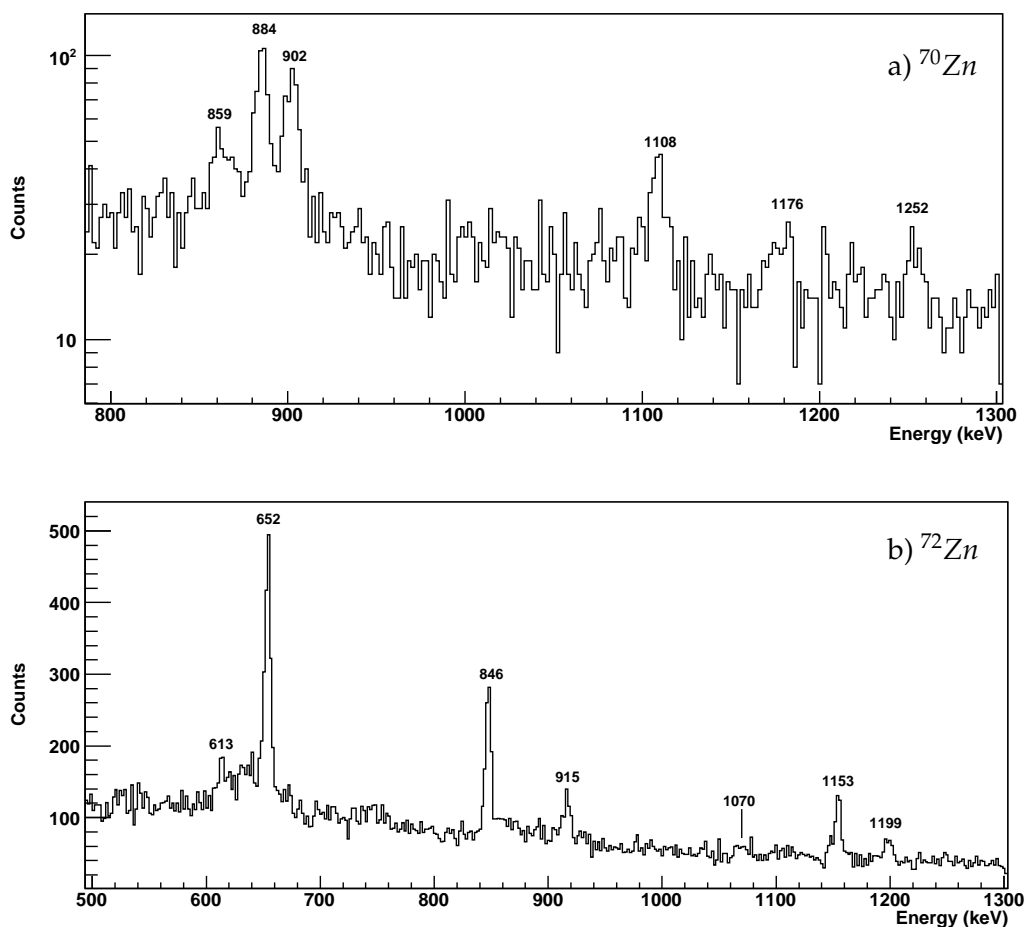


FIG. 3.27 – Spectres  $\gamma$  du  $^{70}\text{Zn}$  (a) et  $^{72}\text{Zn}$  (b) tiré des données CLARA-PRISMA.

### Le noyau $^{74}\text{Zn}$

Le schéma de niveaux le plus récent du noyau  $^{74}\text{Zn}$  a été établi par I. Van Roosbroeck et al. [48]. L'apport majeur de nos mesures consiste en la mise en évidence d'une nouvelle transition intense de 1202 keV (voir figure 3.28), non observée dans les expériences de décroissance  $\beta$ , réalisées précédemment.

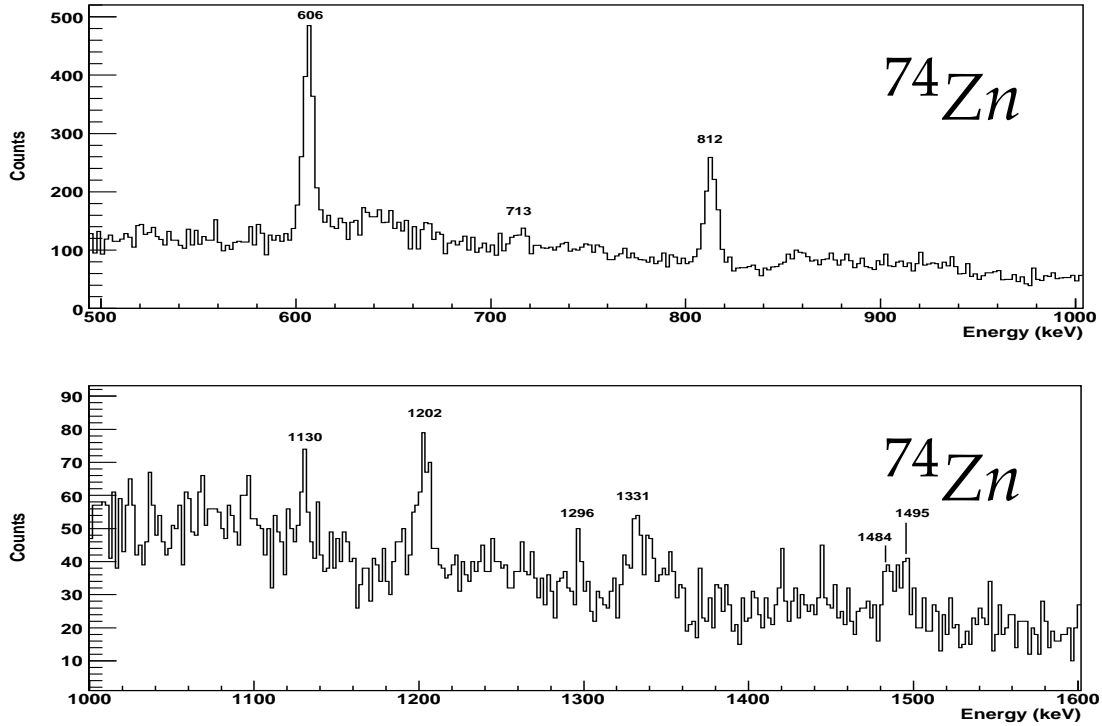


FIG. 3.28 – Spectre  $\gamma$  du  $^{74}\text{Zn}$  tiré des données CLARA-PRISMA.

En se basant sur l'intensité et sur les calculs de type modèle en couches, il est possible d'envisager que cette raie  $\gamma$  soit la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$ . En effet, les calculs tirés du code ANTOINE, indiquent un état  $6^+$  à  $E_{th}^* = 2439$  keV contre  $E_{exp}^* = 2620$  keV suivant notre hypothèse. L'assignation  $J^\pi = 6^+$  de l'état à  $E^* = 2620$  keV pourrait également être corroborée du fait que par décroissance  $\beta$  de l'état fondamental du  $^{74}\text{Cu}$ , assigné  $J = (2, 3)$ , cet état  $6^+$  ne peut être observé. En effet cela reviendrait à une transition de  $\Delta J = 3, 4$  soit une transition seconde ou troisième interdite. Toujours par le même raisonnement, toute décroissance  $\gamma$  d'un état émetteur possédant un spin 1, 2, 3 ou 4 devrait être observée dans le schéma de décroissance du  $^{74}\text{Cu}$ , suggérant que la raie à 1202 keV ne décroît pas d'états ayant de telles assignations. L'ensemble de ces assertions nous fait penser que la raie à 1202 keV est bien la transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  du noyau  $^{74}\text{Zn}$ . Son intensité relative normalisée à la transition de 606 keV est de 33(6)%.

L'analyse des différents rapports d'asymétrie met en avant des valeurs  $R_{asym}(606 \text{ keV}) = 1.14(11)$ ,  $R_{asym}(812 \text{ keV}) = 1.37(19)$  et  $R_{asym}(1202 \text{ keV}) = 1.82(58)$ , pour les trois raies les plus intenses du spectre  $\gamma$ . Ceci confirme le caractère quadrupolaire des transitions de 606 et 812 keV, indiquant également une très probable nature quadrupolaire de la transition de 1202 keV. La figure 3.29 représente le schéma de niveaux retenu pour l'isotope  $^{74}\text{Zn}$ .

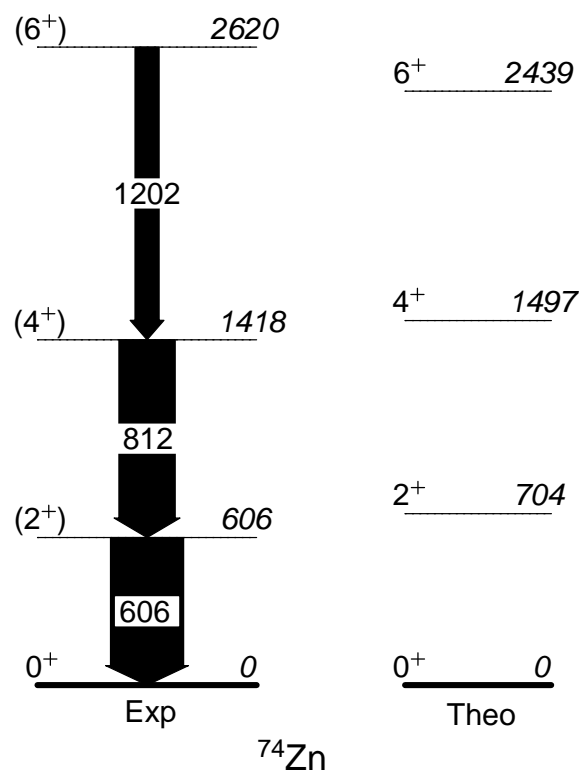


FIG. 3.29 – Schéma de niveaux du  $^{74}\text{Zn}$  déduit de notre analyse.

Le noyau  $^{76}\text{Zn}$ 

Le spectre en énergie résultant de la sélection de la masse  $A=76$  sur la distribution en masse des Zincs, est présenté en figure 3.30.

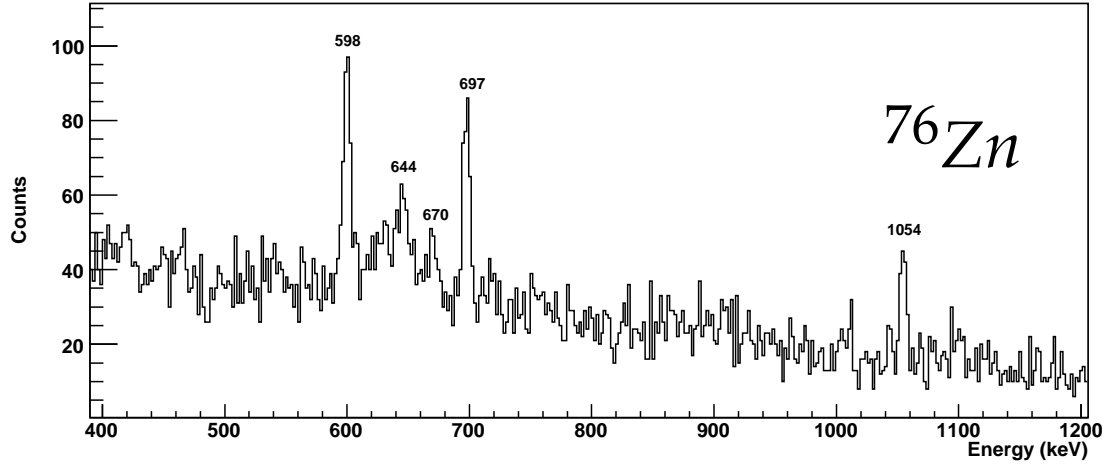


FIG. 3.30 – Spectre  $\gamma$  du  $^{76}\text{Zn}$  tiré des données CLARA-PRISMA.

A l'instar de l'analyse du noyau  $^{74}\text{Zn}$ , les données de GASP ne peuvent être exploitées pour établir des relations de coïncidence entre les transitions  $\gamma$  assignées par les données CLARA-PRISMA au noyau  $^{76}\text{Zn}$ . La figure 3.30 met en exergue une intense transition de 1054(1) keV dont le rapport d'asymétrie  $R_{asym} = 2.89(97)$  indique le caractère quadropolaire de celle-ci. Les rapports d'asymétrie obtenus pour les transitions de 598 et 698 keV sont respectivement de 3.44(96) et 2.40(86). En se basant sur les intensités relatives des transitions et sur résultats des calculs de type modèle en couches, nous proposons que la transition de 1054 keV se place au-dessus de la cascade Yrast établie, formée des transitions à 598 ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ) et 698 keV ( $4^+ \rightarrow 2^+$ ) et désexcite un état  $6^+$  à  $E^* = 2351$  keV.

Cette hypothèse, hormis les mesures d'intensités relatives qui s'accordent avec ce schéma, est également fondée sur le fait que la présence de cette raie à la même énergie d'excitation a été suspectée dans les données publiées par I. van Roosbroeck et al. [48]. Les calculs de type modèle en couches, réalisés par nos soins, assignent à l'état fondamental du  $^{76}\text{Cu}$  un  $J^\pi = 4^-$ . Cette assignation justifierait l'alimentation  $\beta$  très faible ( $I_\beta = 0.1(9)\%$ ,  $\log ft = 8(4)$ ) vers l'état à  $E^* = 2349(1)$  keV du  $^{76}\text{Zn}$ , observée par I. Van Roosbroeck et al.. En effet, une telle assignation de l'état fondamental du  $^{76}\text{Cu}$ , rend toute transition vers un état  $6^+$  première interdite unique correspondant à un  $\log ft > 8$ . Ce même postulat d'une assignation  $4^-$  de l'état fondamental du  $^{76}\text{Cu}$  s'accorderait également avec la valeur de  $\log ft = 5.84(15)$  de l'état ( $4^+$ ) à  $E^* = 1296$  keV, mis au jour dans ce même travail. En effet, une transition  $4^- \rightarrow 4^+$  est première interdite avec  $\log ft > 6$ . Néanmoins, l'assignation  $4^-$  de l'état fondamental du  $^{76}\text{Cu}$  ne s'accorde pas à la valeur de  $\log ft(598\text{keV}) = 5.83(14)$ , calculée par ce groupe pour l'état  $2^+$ , car une telle transition est première interdite unique avec  $\log ft > 8$ . Une interprétation possible serait l'existence d'un état isomérique dans le  $^{76}\text{Cu}$  ayant un spin (1,2,3), qui alimenterait l'état  $2^+$  du  $^{76}\text{Zn}$ . L'existence d'un tel état isomérique avec une possible assignation  $J = 3$  avait été mise en avant par Winger et al. [59], ce qui s'accorderait à l'interprétation faite ici, sans être confirmée par I. Roosbroeck et al..

En outre, la concordance entre les schémas de niveaux expérimentaux et déduits des calculs de type modèle en couches est notable. En effet, le schéma théorique indique une transition  $6^+ \rightarrow 4^+$  de 988 keV désexcitant un état  $6^+$  à  $E^* = 2634$  keV, ce qui aux erreurs inhérentes

au calcul s'ajuste bien aux données recueillies avec CLARA-PRISMA. Le schéma de niveaux déduit de cette analyse est donné en figure 3.31.

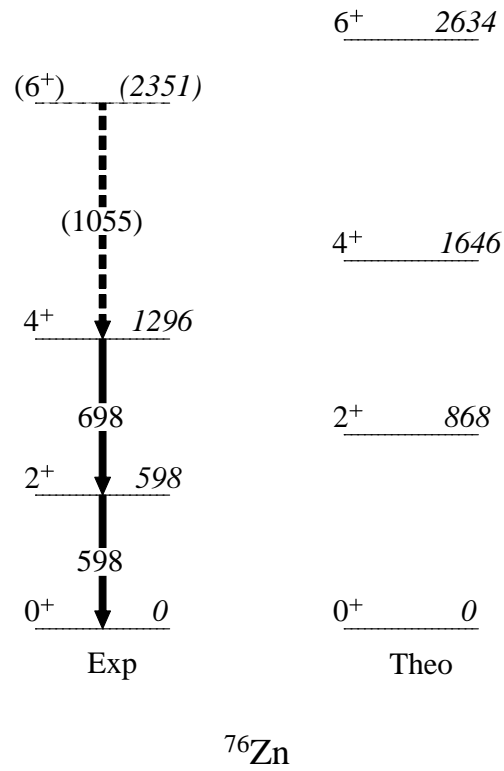


FIG. 3.31 – Schéma de niveaux expérimental et théorique du  $^{76}\text{Zn}$ .

### 3.5 Systématique des Zn impairs

La grande part de ces isotopes ( $^{73,75}\text{Zn}$ ) seront étudiés plus en détails par décroissance  $\beta$  des noyaux  $^{73,75}\text{Cu}$  aux chapitres 6, 5. Seul le  $^{77}\text{Zn}$ , qui fut également produit lors de la campagne de mesure réalisée auprès d'ISOLDE (voir chapitre 4), ne fait pas l'objet d'une analyse croisée suivant ces deux mécanismes de réactions.

#### Le noyau $^{73}\text{Zn}$

Le noyau  $^{73}\text{Zn}$  sera étudié plus en détails par décroissance  $\beta$  du  $^{73}\text{Cu}$  au chapitre 6. Toutefois, bien que la spectroscopie  $\gamma$  faite à Legnaro ne nous donne pas l'opportunité de pratiquer des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  sur ces données, les spectres en énergies obtenus permettent dans un premier temps de valider des raies de 307, 450 et 502 keV, attribuées à la décroissance du  $^{73}\text{Cu}$ .

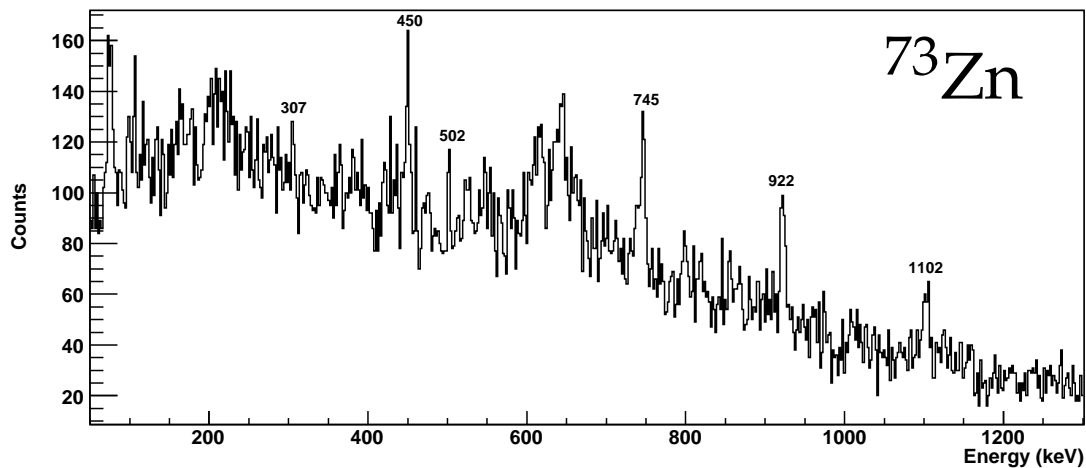


FIG. 3.32 – Spectre  $\gamma$  du  $^{73}\text{Zn}$  obtenu à l'aide de CLARA-PRISMA.

Dans un second temps, nous observons des raies intenses de 745, 922 et 1102 keV qui ne furent pas vues de manière significatives dans les données recueillies auprès d'ISOLDE. L'appartenance de ces raies au  $^{73}\text{Zn}$  ne fait pas de doute comme le montre le spectre  $\gamma$  de la figure 3.32. Les intensités relatives déduites des aires de pics corrigées du fond et de l'efficacité relative avec add-back, sont données dans le tableau 3.9.

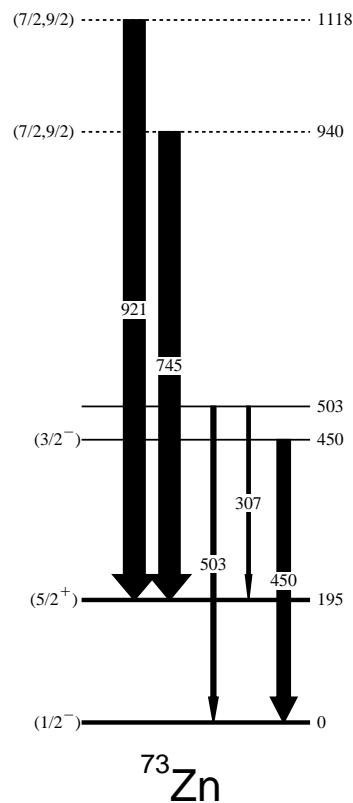
Contrairement aux données issues de la décroissance  $\beta$  du  $^{73}\text{Cu}$  où la raie la plus intense est celle de 450 keV, nous trouvons dans ce jeu de données que ce sont celles de 922 ou 745 keV qui sont les plus intenses. Il n'est pas possible de distinguer la plus intense des deux du fait des larges barres d'erreurs. Le raisonnement de placement des transitions suivant prend comme hypothèse que la transition de 922 keV est la transition la plus intense, néanmoins, un raisonnement similaire avec la raie de 745 keV peut également être développé. L'état fondamental du noyau-père  $^{73}\text{Cu}$  étant assigné ( $3/2^-$ ),

le fait que la raie de 922 keV ne fut pas observée dans les données de décroissance  $\beta$  suggère que l'état émetteur de cette transition possède un spin supérieur ou égal à  $7/2$ . Le rapport d'asymétrie déterminé pour cette transition ne permet pas de discriminer la nature dipolaire ou quadrupolaire, en raison des barres d'erreurs importantes. Toutefois, si cette transition alimentait directement l'état fondamental calculé théoriquement comme étant  $1/2^-$ , l'assignation de

TAB. 3.9 – Données pour le  $^{73}\text{Zn}$  obtenues dans les expériences CLARA-PRISMA.

$E_\gamma$ (keV)	Aires	$I_{rel}$	$R_{asym}$
307.9(9)	47(20)	14(6)	
450.1(3)	172(32)	61(14)	1.07(27)
503.0(8)	55(20)	21(8)	
745.5(4)	207(30)	98(19)	1.06(29)
922.0(4)	185(26)	100(14)	1.08(25)
1101.4(5)	124(20)	75(16)	2.01(78)

l'état émetteur serait  $J = 3/2, 5/2$ , quelque soit la multipolarité de la transition, impliquant logiquement l'observation de cette transition dans les données de décroissance  $\beta$  du  $^{73}\text{Cu}$ . La non observation de cette raie dans ces dernières données amène donc à penser que cette transition se place au-dessus de l'état isomérique assigné dans la littérature comme étant  $(5/2^+)$  à  $E^* = 195$  keV. L'assignation de l'état émetteur dans ce cas de figure serait  $J = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$  pour une transition  $\lambda = 1$  ou 2. En accord avec le fait que cette transition ne soit pas observée dans les données de décroissance  $\beta$  et que le mécanisme de réaction profondément inélastique alimente préférentiellement des états Yrast, nous proposons que l'état émetteur à  $E^* = 1118$  keV de la transition de 922 keV possède un spin  $J = (7/2, 9/2)$  (figure 3.33).

FIG. 3.33 – Schéma de niveaux expérimental du noyau  $^{73}\text{Zn}$ .



### Le noyau $^{75}\text{Zn}$

Cet isotope de Zinc sera abondamment étudié par décroissance  $\beta$  du  $^{75}\text{Cu}$  au chapitre 5. Les données recueillies auprès de CLARA-PRISMA, confirment l'appartenance des raies de 109, 193, 420 au  $^{75}\text{Zn}$  et à la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ , nous confortant dans la construction du schéma de décroissance finalisant notre analyse au chapitre 5. Nous n'avons pas mis en évidence, de

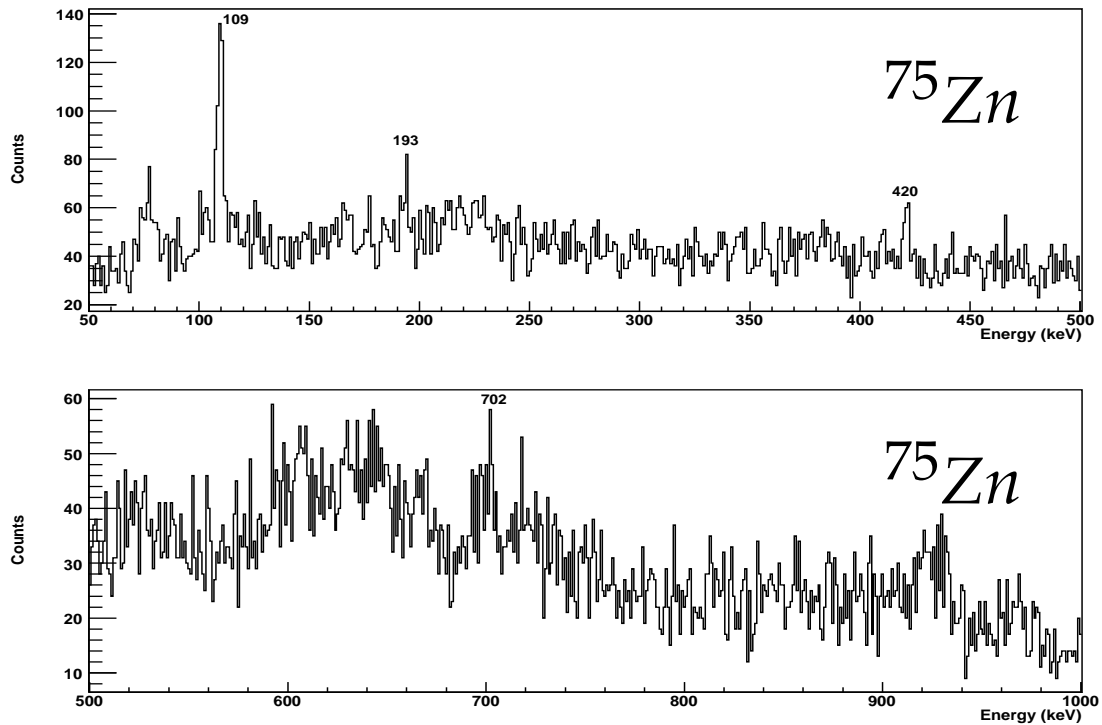


FIG. 3.34 – Spectre  $\gamma$  du  $^{75}\text{Zn}$  tiré des données CLARA-PRISMA.

manière significative, dans les données CLARA-PRISMA de raies non observées lors de notre analyse par décroissance  $\beta$  du  $^{75}\text{Cu}$ . Les résultats des données CLARA-PRISMA sont résumés dans le tableau suivant :

TAB. 3.10 – Données pour le  $^{75}\text{Zn}$  obtenues dans les expériences CLARA-PRISMA.

$E_\gamma$ (keV)	Aires	$I_{rel}$
109.5(1)	303(34)	100(10)
193.5(3)	92(19)	21(5)
420.4(6)	84(24)	25(7)
606.1(9)	93(29)	34(11)
702.2(7)	122(28)	49(12)

### Le noyau $^{77}\text{Zn}$

En raison de son extrême exotélicité, peu de données sur le noyau  $^{77}\text{Zn}$  existent. Le travail de thèse de I. Van Roosbroeck [47] avait entrevu des raies  $\gamma$  par émission de neutron retardé dans la décroissance  $\beta$  du  $^{78}\text{Cu}$ . Ce travail mentionnait l'observation d'une raie intense de 114 keV, qui semblait alimenter directement l'état fondamental. Une seconde raie de 688 keV avait alors été placée au-dessus de la raie à 114 keV, car observée en coïncidence. Le spin-parité de l'état fondamental proposé était  $J^\pi = 7/2^+$ .

Lors de la campagne de mesure réalisée à Legnaro, nous avons également pu produire cet isotope. Le spectre  $\gamma$  obtenu par la sélection de la masse  $A=77$  sur la distribution en masse des Zinc, est présenté en figure 3.35.

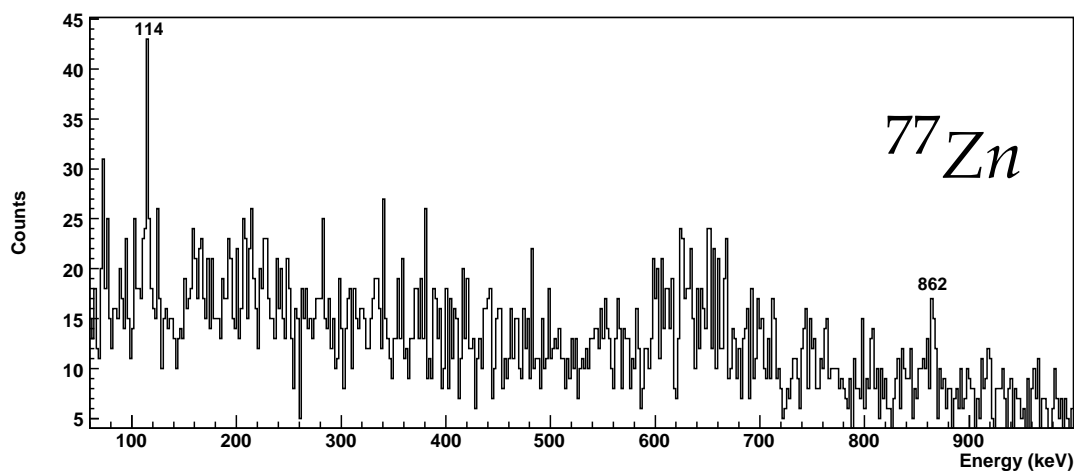


FIG. 3.35 – Spectre  $\gamma$  du  $^{77}\text{Zn}$  tiré des données CLARA-PRISMA.

Nous observons deux raies intenses : l'une à 114 keV ayant une intensité relative,  $I_{rel}$ , de 100(21)%, l'autre à 862 keV avec  $I_{rel} = 85(32)$ . Les barres d'erreurs ne nous permettent pas de déterminer l'ordre des transitions via les intensités ces deux raies. Mais, en se basant sur les travaux de I. Van Roosbroeck, nous supposons que la transition de 114 keV alimente directement l'état fondamental. Les calculs de type modèle en couches réalisés par nos soins, assignent à l'état fondamental du  $^{77}\text{Zn}$  un  $J^\pi = 7/2^+$ . Ces mêmes calculs mettent en lumière, un état  $9/2^+$  à  $E_{th}^* = 41$  keV et un état  $13/2^+$  à  $E_{th}^* = 960$  keV. Nous proposons donc de placer la transition de 862 keV au-dessus de celle de 114 keV, conduisant à un état possible  $9/2^+$  à  $E_{exp}^* = 976$  keV. Le schéma de niveaux proposé est présenté en figure 3.36.

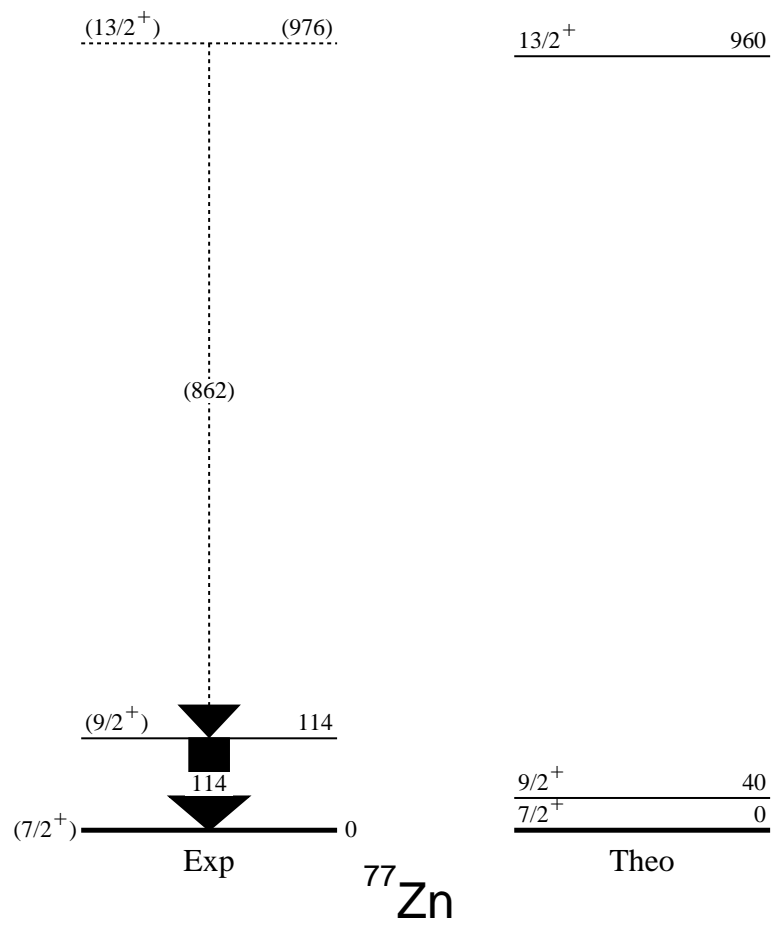


FIG. 3.36 – Schéma de niveaux proposé pour le noyau  $^{77}\text{Zn}$ .

## Chapitre 4

# Expériences de décroissance $\beta$ à ISOLDE

### 4.1 Le site de production ISOLDE au CERN

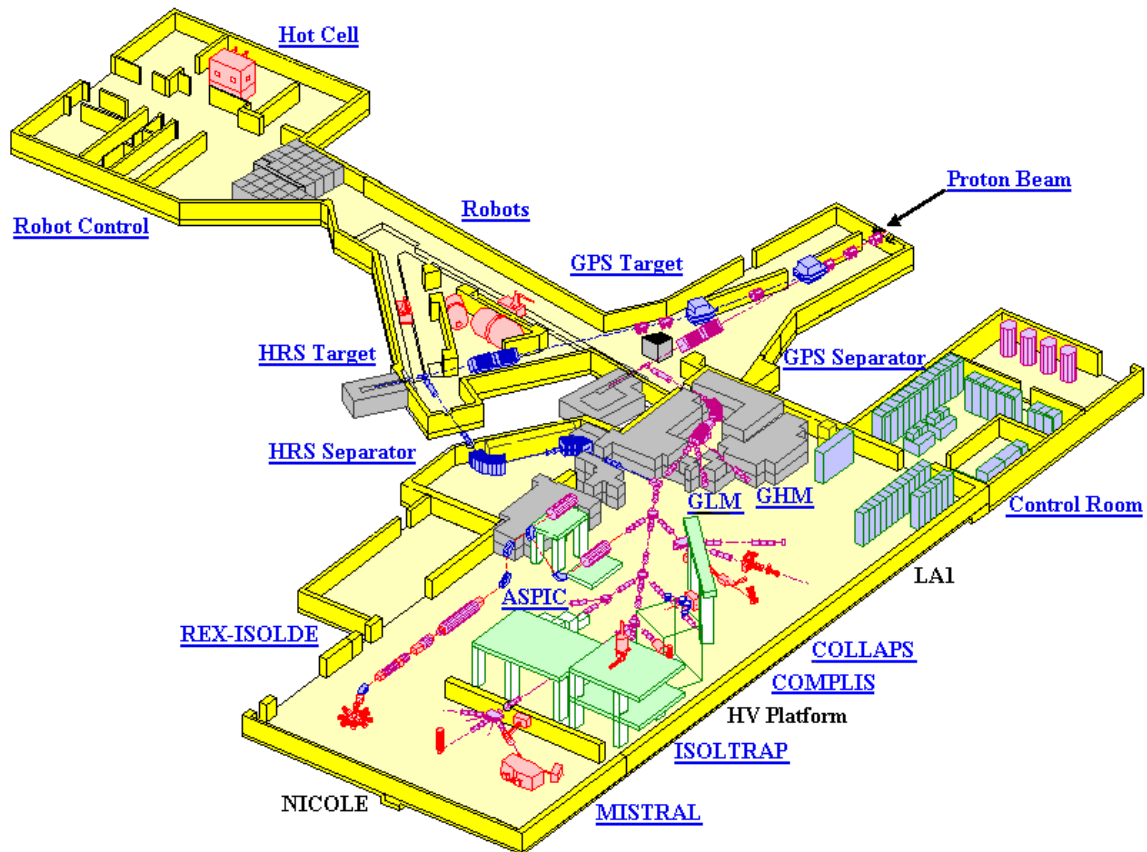


FIG. 4.1 – Vue du hall ISOLDE au CERN. Le faisceau de proton bombarde au choix une des deux cibles de production (GPS ou HRS). Dans notre cas, il s'agit du séparateur en masse GPS, qui est abrité derrière un mur de béton. L'ensemble est enterré sous 8 mètres de terre pour des raisons de radioprotection.

L'expérience I09, s'est déroulée auprès de l'installation ISOLDE [31] présenté sur la figure 4.1. Elle constitue la principale installation du CERN dédiée à la physique nucléaire et à la physique du solide. ISOLDE fournit des noyaux loin de la vallée de stabilité avec une énergie cinétique de 60 keV. Ces différentes espèces radioactives sont créées lors de la fission, des noyaux d'une

cible, induite soit par des protons de haute énergie, soit par des neutrons générés par les protons dans un convertisseur. Les protons ont été produits puis extraits à une énergie de 100 keV, pour être ensuite envoyés au travers de l'accélérateur linéaire LINAC2 afin d'atteindre une énergie de 50 MeV. En sortie du LINAC, ils sont injectés dans le Proton Synchrotron Booster (PSB) pour atteindre une gamme d'énergies allant de 1 à 1.4 GeV. Cet injecteur est constitué de 4 anneaux parallèles et délivre, lors d'un cycle appelé supercycle, entre 12 et 18 paquets de  $3.2 \times 10^{13}$  protons au rythme d'une impulsion toutes les 1.2 secondes vers la cible d'ISOLDE.

L'épaisseur de cette dernière, le nombre de protons et leur énergie ainsi que les sections efficaces de production conditionnent le taux de production des différentes espèces chimiques. La création de plus de 600 isotopes parmi 60 éléments chimiques avec des taux de production allant de 0.1 atome à quelques  $10^{11}$  atomes par seconde est ainsi rendue possible. Lors de notre expérience (I09), nous avons utilisé une cible de carbure d'Uranium et de graphite ( $UC_4 - C$ ), de  $50g.cm^{-2}$  d'épaisseur, et un faisceau de protons de 1 GeV de quelques  $\mu A$ . Ces noyaux sont neutralisés, stoppés et thermalisés par la cible. En effet, les produits de fission diffusent à travers la cible, qui est chauffée à une température ajustée en fonction de la nature du matériau de la cible, et sont acheminés via la ligne de transfert à la chambre d'ionisation, dont les différents types vont être présentés par la suite. Si on veut être en mesure d'étudier les nucléides de courte durée de vie, la diffusion des atomes hors de la cible doit se faire rapidement, c'est pourquoi celle-ci est amenée à une température proche de  $2000^\circ C$ . Notons toutefois que le temps nécessaire à l'extraction des ions de la cible représente une sévère limitation à la production et à l'étude d'isotopes dont la durée de vie n'excède pas la centaine de millisecondes. Après ionisation et extraction de la source d'ions, les ions sont sélectionnés selon leur masse à l'aide d'un séparateur magnétique décrit plus loin.

## 4.2 Les différentes sources d'ions

Il existe à ISOLDE trois types de dispositifs d'ionisation : celui à ionisation de surface, celui utilisant des électrons très énergétiques et enfin celui basé sur l'emploi d'un laser. Dans notre cas, c'est cette dernière option qui a été retenue [29].

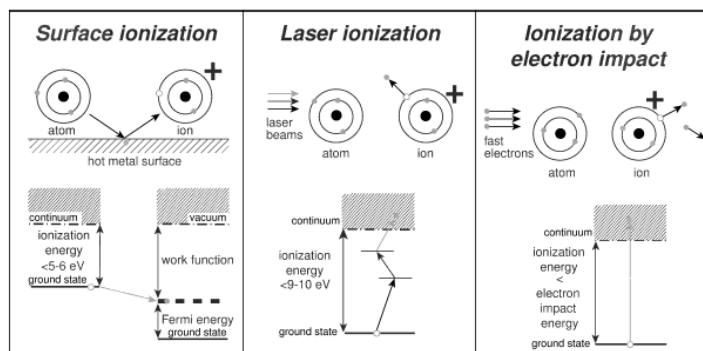


FIG. 4.2 – Vues schématiques des différentes méthodes d'ionisation mises en oeuvre à ISOLDE [29].

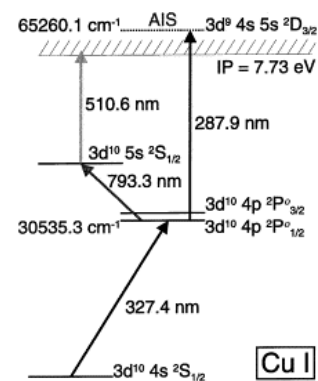


FIG. 4.3 – Schema d'excitation pour l'ionisation du cuivre. Dans cette expérience, seul le processus d'ionisation en "deux étapes" a été utilisé.

### 4.2.1 Ionisation de surface

Le type de source d'ions d'ISOLDE le plus simple est la source par ionisation de surface. Celle-ci utilise la propriété que les atomes peuvent être ionisés au contact d'une surface chaude selon la loi de Saha-Langmuir qui prédit un taux d'ionisation en  $\exp\left(-\frac{W-\phi}{kT}\right)$ , où  $W$  est le potentiel d'ionisation de l'élément et  $\phi$  est le travail de sortie de la surface,  $k$  étant la constante de Boltzmann et  $T$  la température de surface. En pratique, ce système est constitué d'un tube métallique en Niobium, chauffé à une température proche de 2000°C et possédant un grand travail d'extraction par rapport à celui de l'atome à ioniser. Ainsi, au contact du tube, les atomes provenant de la cible cèdent généralement un électron et se retrouvent dans un état de charge  $1^+$ .

L'efficacité d'un tel procédé est d'autant plus grande que l'énergie de liaison des électrons de l'élément considéré est faible. Cette source est donc bien adaptée pour sélectionner les atomes possédant un seul électron de valence peu lié.

Les ions sont ensuite accélérés par des électrodes soumises à une différence de potentiel de 60 kV.

### 4.2.2 RILIS (Resonance Ionization Laser Ion Source)

Une représentation schématique de RILIS à ISOLDE est donnée en figure 4.4.

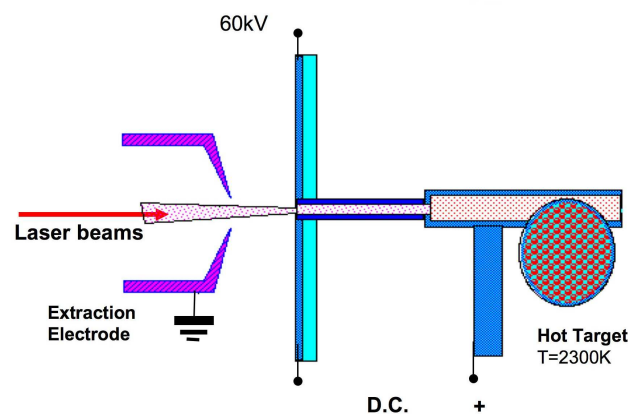


FIG. 4.4 – Vue schématique de RILIS (Resonance Laser Ion Source) à ISOLDE.

Le principal intérêt de cette méthode consiste en l'ionisation sélective des éléments chimiques, au moyen d'un ajustement de la longueur d'onde du laser. En résumé, le faisceau laser est envoyé vers la source RILIS pour interagir, dans notre cas, avec les atomes neutres de cuivre qui sont alors diffusés hors de la cible et guidés au travers de la cavité d'ionisation, comme expliqué précédemment (figure 4.2). Par cette méthode les atomes de cuivre sont préférentiellement excités par les lasers. Du fait de la grande valeur du potentiel d'ionisation, qui est pour le Cuivre de 7.73 eV, on procède à l'"arrachage" d'un électron en deux étapes, comme on peut le voir sur la figure 4.3. Un premier laser excite l'atome jusqu'à un état intermédiaire ( $\lambda_1 = 327.4$  nm), un second laser ( $\lambda_2 = 287.9$  nm) parachevant l'ionisation par un passage à un état d'autoionisation (AIS acronyme de *Auto-Ionization State*). Ces transitions dépendent bien entendu de l'élément et ceci permet de l'ioniser sélectivement. En pratique, les deux fréquences sont générées par deux lasers colorés pompés à partir de lasers à vapeur de Cuivre.

Toutefois, dues à la haute température du tube de transfert entre la cible et l'électrode d'extraction, il y a à la fois une ionisation de surface de certains éléments de faibles potentiels

d'ionisation et ionisation sélective des atomes de cuivre par laser. Des éléments tels que le Gallium et le Rubidium possèdent de faibles potentiels d'ionisation et peuvent donc être facilement ionisés, contaminant le faisceau. Pour amoindrir cet effet, on pourrait réduire la température du tube de transfert, cependant cela réduirait d'autant le nombre d'atomes de cuivre car certains resteraient collés aux parois du tube. Pour les masses  $A=70-73$ , le cuivre est la composante dominante du faisceau produit par RILIS, grâce à son importante section efficace. A partir de la masse  $A=74$ , le gallium est de plus en plus produit dans la réaction de fission, et au-dessus de  $A=77$ , il devient la part prépondérante du faisceau. Ainsi les spectres  $\gamma$  seront noyés par l'activité  $\gamma$  venant du gallium. Cette compétition entre ionisation laser et de surface est illustrée, par exemple, dans la figure 5.1 de la section 5.2.

Dans cette figure, un spectre  $\gamma$  de la masse  $A=75$  avec les lasers (on-résonance) est comparé à son homologue sans les lasers (off-résonance). Les deux spectres sont dominés par l'activité du  $^{75}\text{Ga}$  venant de l'ionisation de surface (lignes surmontées d'une étoile) mais en utilisant les lasers on observe une nette augmentation du nombre de raies, qui sont liées à l'activité du  $^{75}\text{Cu}$  (lignes surmontées de nombres à la figure 5.2).

Ainsi, comparer les spectres on et off-résonance est un moyen d'identifier les raies  $\gamma$  issues de l'espèce chimique ionisée à l'aide des lasers, ainsi que les raies  $\gamma$  issues de la décroissance de noyaux produits dans sa filiation.

## 4.3 Sélection et transport des ions radioactifs d'ISOLDE

### 4.3.1 Les séparateurs en ligne d'ISOLDE

A la sortie de l'ensemble cible-source, le faisceau contient tous les isotopes de tous les éléments ionisés soit à l'aide des lasers, soit par contact avec les parois chaudes du tube de transfert. Or nous ne sommes intéressés que par un panel assez restreint de noyaux : une sélection isobarique à la sortie de la source s'avère donc nécessaire. Celle-ci s'effectue à l'aide d'un séparateur magnétique. Il existe à ISOLDE deux séparateurs associés chacun à un ensemble cible-source. Le premier séparateur, General Purpose Separator (GPS) est constitué d'un aimant possédant un angle de déflexion de  $70^\circ$  et un rayon de courbure de 1.5 m, conduisant à un pouvoir de résolution en masse  $\frac{M}{\Delta M} = 2400$ . Le second séparateur, High Resolution Separator (HRS), n'a pas été utilisé durant cette campagne de mesure. Il offre une meilleure séparation en masse, de l'ordre de  $\frac{M}{\Delta M} = 5000$ , notamment grâce à l'utilisation conjuguée de deux aimants présentant des angles de déflexion respectifs de  $90^\circ$  et  $60^\circ$  mais ne peut délivrer qu'un faisceau à la fois, alors que le GPS est construit de manière à délivrer simultanément trois faisceaux, comme représenté figure 4.5. L'acceptance est de  $\pm 15\%$  par rapport à la masse centrale.

### 4.3.2 La ligne de transport du faisceau

Le faisceau d'ions radioactifs monochargés est ensuite acheminé vers l'aire expérimentale par des éléments électrostatiques. Ces éléments sont essentiellement des déflecteurs et des quadripôles. Les déflecteurs permettent de diriger le faisceau vers la zone d'expérience choisie quand aux quadripôles, ils permettent la convergence du faisceau aussi bien verticalement que horizontalement. Ainsi, toute la trajectoire du faisceau le long de la ligne ne dépend que de son énergie, pouvant aller de 30 à 60 keV. Généralement c'est cette dernière valeur qui est prise afin de minimiser l'émittance du faisceau et donc les pertes lors de son transport. En outre, le fait que l'on utilise une ligne électrostatique à la place d'une ligne magnétique, comme dans la plupart des accélérateurs, permet le passage de toutes les masses sans changement de réglages.

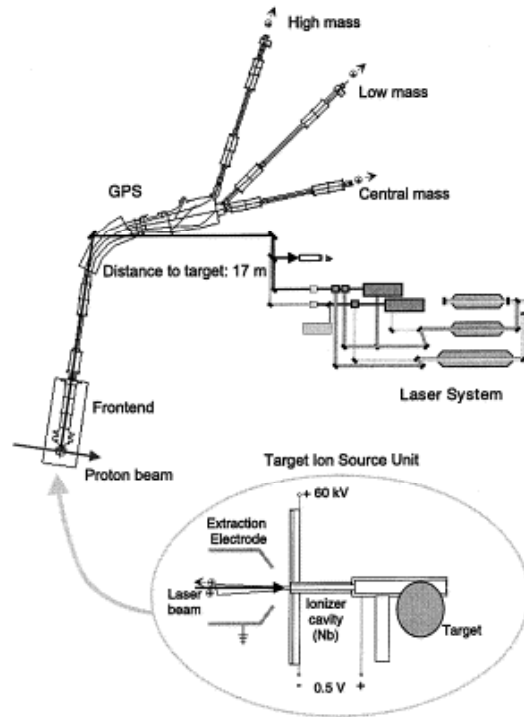


FIG. 4.5 – Vue schématique du séparateur de masses GPS en aval de l'ensemble cible-source.

## 4.4 Spectroscopie $\beta$ - $\gamma$

### 4.4.1 Généralités concernant la décroissance $\beta$ des noyaux riches en neutrons

Le processus de désintégration  $\beta$  survient au sein du noyau atomique et fait intervenir l'interaction faible. Cette radioactivité équivaut à une transformation isobarique se manifestant sous trois formes suivant la composition du noyau père par rapport aux noyaux siègeant dans la vallée de stabilité : les décroissances  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  et la capture électronique (CE).

Dans le cas où le noyau considéré de masse  $A$  et de charge  $Z$  possède un excès de neutrons par rapport au nombre de protons, la désintégration  $\beta^-$  survient. Il y a alors transformation d'un neutron en un proton suivant la réaction :



où  $X$  et  $Y$  sont les éléments avant et après la transformation,  $e^-$  et  $\bar{\nu}_e$  représentent respectivement l'électron et l'antineutrino (antiparticule associée au neutrino) émis lors de la décroissance  $\beta^-$ . Par contre, dans l'hypothèse où le noyau considéré est déficient en neutrons, on assiste à la transformation d'un proton en neutron suivant deux réactions possibles :



où  $e^+$  et  $\nu_e$  sont respectivement le positron (antiparticule associée à l'électron) et le neutrino. Le but de ce travail, qui est l'étude de la structure des noyaux les plus riches en neutrons, nous amène à nous intéresser exclusivement au processus de désintégration  $\beta^-$ . Le bilan énergétique  $Q_\beta$  d'un tel processus s'écrit :

$$Q_\beta = M({}^A_Z X) - M({}^A_{Z+1} Y) > 0 \quad (4.4)$$



où  $M({}_Z^A X)$  et  $M({}_{Z+1}^A Y)$  sont les masses atomiques respectives des éléments X et Y. Le processus  $\beta^-$  est énergétiquement permis si la quantité  $Q_\beta$  est positive. Il devient alors possible de peupler des états excités du noyau  ${}_{Z+1}^A Y$  sur toute la fenêtre en énergie  $Q_\beta$  disponible. Les énergie  $Q_\beta$  de réaction ne peuvent être déduites des données analysées par nos soins, néanmoins, nous portons notre regard sur de nombreuses autres quantités physiques telles que la durée de vie  $T_{1/2}$  du noyau père, l'énergie d'excitation ( $E_{ex}$ ) des états dans le noyau fils  ${}_{Z+1}^A Y$ , leur spin et parité ( $I^\pi$ ) ainsi que leur taux de peuplement ( $I_\beta$ ), généralement exprimés par rapport à 100 décroissances  $\beta$ .

#### 4.4.2 Transitions de Fermi et de Gamow-Teller

Lors du processus de décroissance  $\beta^-$ , il y a émission d'une paire électron-antineutrino qui emporte un moment angulaire orbital relatif  $\vec{l}$  et un moment angulaire de spin  $\vec{s}$ . La conservation du moment cinétique et de la parité impose les règles de sélections suivantes :

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{l} + \vec{s} \quad \text{et} \quad \pi_i = \pi_f \times (-1)^l \quad (4.5)$$

où  $\vec{J}_i, \vec{J}_f$  et  $\pi_i, \pi_f$  sont respectivement les moment angulaires et les parités des états initiaux et finaux. Nous devons distinguer deux cas. Lorsque le neutrino et l'électron émis ont des spins parallèles, la décroissance observée est alors de type Gamow-Teller (GT). S'il sont émis avec des spins anti-parallèles, la transition  $\beta$  correspondante est de type Fermi (F). Le premier type de transitions apporte des informations sur la structure nucléaire alors que le second nous renseigne principalement sur l'interaction faible.

Tab. 4.1 – Valeurs de  $\Delta J$  et  $\Delta\pi$  en fonction du degré d'interdiction  $l$  des transitions  $\beta$  de type Fermi ou Gamow-Teller. Les valeurs de  $\Delta J$  entre parenthèses ne sont pas autorisées si  $J_i = 0$  ou  $J_f = 0$  pour les transitions de Fermi interdites et dans le cas particulier  $0^+ \rightarrow 0^+$  pour les transitions de Gamow-Teller permises.

Type de transition	l	Fermi		Gamow-Teller	
		$\Delta J$	$\Delta\pi$	$\Delta J$	$\Delta\pi$
permise	0	0	+1	(0), 1	+1
première interdite	1	(0), 1	-1	0, 1, 2	-1
seconde interdite	2	(1), 2	+1	1, 2, 3	+1

Lors de transitions de type Fermi, la paire leptonique  $e^- - \bar{\nu}$  est émise dans un état singulet de spin ( $\vec{s}_e + \vec{s}_\nu = \vec{0}$ ) et emporte un moment angulaire relatif  $l = 0, 1, 2, \dots$  dans le cas d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite, ... respectivement. Les règles de sélection pour des transitions Fermi permises sont :  $\Delta J = 0, \Delta T = 0$  et  $\Delta\pi = \pi_i \pi_f = +1$  et pour des transitions interdites à l'ordre  $l$  :  $\Delta J = l - 1, l$  et  $\pi_i \pi_f = (-1)^l$ .

Lors de transitions de type Gamow-Teller, la paire leptonique  $e^- - \bar{\nu}$  est émise dans un état triplet de spin ( $\vec{s}_e + \vec{s}_\nu = \vec{1}$ ) et emporte un moment angulaire relatif  $l = 0, 1, 2, \dots$  dans le cas d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite, ... respectivement. Les règles de sélection pour des transitions Gamow-Teller permises sont :  $\Delta J = 0, \pm 1, \Delta T = 0, \pm 1$  et  $\Delta\pi = \pi_i \pi_f = +1$  et pour des transitions interdites à l'ordre  $l$  :  $\Delta J = l, l \pm 1$  et  $\pi_i \pi_f = (-1)^l$ .

Les valeurs de  $\Delta J, \Delta\pi$  pour des transitions  $\beta$  permises, premières et deuxièmes interdites de type Fermi et Gamow-Teller sont données dans le tableau 4.1. Les transitions interdites sont beaucoup moins probables que les transitions permises, de sorte qu'expérimentalement, en spectroscopie  $\beta$ - $\gamma$ , on ne voit généralement que la décroissance  $\gamma$  d'états du noyau fils peuplés par des transitions  $\beta$  permises.

### 4.4.3 Formalisme pour les transitions permises

Le point de départ de la formulation du processus de décroissance est la "règle d'or" de Fermi, qui nous permet de définir la probabilité de transition par unité de temps  $\lambda_{i \rightarrow f}$  entre un état initial  $|i\rangle$  et un état final  $|f\rangle$  :

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_\beta | i \rangle|^2 \rho(E) \quad (4.6)$$

où  $\rho(E)$  est la densité d'états accessibles dans le noyau fils et  $H_\beta$  l'hamiltonien de l'interaction faible. L'élément de matrice  $M_{if} = \langle f | H_\beta | i \rangle$  peut se décomposer en deux termes correspondants aux transitions de type Fermi et de type Gamow-Teller :

$$|M_{if}|^2 = g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2 \quad (4.7)$$

où  $g_A$  et  $g_V$  sont les constantes axiale et vectorielle de l'interaction faible. Elles valent respectivement  $-1.4596(9)10^{-5}(\hbar c)^3 GeV^{-2}$  et  $1.1494(23)10^{-5}(\hbar c)^3 GeV^{-2}$ . Les termes  $|M_F|^2$  et  $|M_{GT}|^2$  sont définis par :

$$|M_F|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f | \sum_n \hat{\tau}_n^\pm | i \rangle|^2 = B(F) \quad (4.8)$$

$$|M_{GT}|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f | \sum_n \hat{\sigma}_n \hat{\tau}_n^\pm | i \rangle|^2 = B(GT) \quad (4.9)$$

où  $J_i$  est le moment angulaire de l'état initial et  $B(F)$ ,  $B(GT)$  sont respectivement appelés les forces de transition de Fermi et de Gamow-Teller. Dans ces expressions,  $\hat{\tau}^+$  ( $\hat{\tau}^-$ ) transforme un proton(neutron) en un neutron(proton) et  $\hat{\sigma}$  est l'opérateur de spin défini par Pauli.

La probabilité de transition  $\lambda_{i \rightarrow f}$  entre l'état fondamental  $|i\rangle$  du noyau père et un état final  $|f\rangle$  du noyau fils, mettant en jeu une énergie  $E = Q_\beta - E_{ex}$ , peut se mettre sous la forme :

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \left( \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \right) \times |M_{if}|^2 \times \int_1^W F(Z, W_e) (W - W_e)^2 W \sqrt{W_e^2 - 1} dW_e \quad (4.10)$$

avec  $W = \frac{E}{m_e c^2}$ ,  $W_e = \frac{E_e}{m_e c^2}$  et  $F(Z, W_e)$  appelée fonction de Fermi et dépendant de la charge  $Z$  du noyau fils et de l'énergie  $E_e$  de l'électron. La borne inférieure de l'intégrale correspond à l'électron au repos ( $E_e = m_e c^2$ ) et la borne supérieure au cas où le lepton emporte la totalité de l'énergie disponible au cours de la décroissance. L'intégrale présente dans l'équation 4.10 est généralement remplacée par la variable  $f(Z, W)$  appelée aussi intégrale de Fermi et proportionnelle à la quantité  $(Q_\beta - E_{ex})^5$ .

Pour une transition  $\beta$  connectant l'état  $|i\rangle$  à l'état  $|f\rangle$ , la durée de vie partielle  $t$  est donnée par  $t = T_{1/2}/I_\beta = \ln 2/\lambda_{i \rightarrow f}$ , où  $I_\beta$  est le pourcentage d'alimentation  $\beta$ ,  $T_{1/2}$  est la période du noyau père. En utilisant cette dernière relation et la relation 4.7, il est possible de caractériser une transition en définissant le taux de transition :

$$ft = \frac{K}{g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2} \quad (4.11)$$

où  $K = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4} \ln 2$ .

Selon les noyaux considérés, la quantité  $ft$  peut connaître une large amplitude de valeurs et il s'est avéré plus pratique de considérer le logarithme de  $ft$ . Cette quantité est indépendante du domaine d'énergie considéré et du numéro atomique. Elle a comme but de classer les transitions selon leur degré d'interdiction. Une compilation de ces valeurs a été réalisée par B. Singh et al (tableau 4.2). On remarque cependant que de larges recouvrements des valeurs  $\log(ft)$  surviennent pour des transitions de natures différentes et qu'il n'est pas souvent facile de déterminer la nature d'une transition avec cette seule considération.

TAB. 4.2 – Valeurs de la quantité  $\log(ft)$  suivant le type de transition  $\beta$  considéré.

$\log(ft)$	Type de transition	$\Delta\pi$	$\Delta J$
$\approx 3.5$	superpermise ( $\Delta T = 0$ )	+1	0
$< 5.9$	permise	+1	0, 1
$> 6$	permise, $\Delta l \geq 2$	+1	0, 1
$> 6$	première interdite	-1	0, 1
$> 8$	première interdite unique	-1	2
$\approx 13$	seconde interdite	+1	2, 3
$\approx 18$	troisième interdite	-1	3, 4

Dans le cas de noyaux riches en neutrons, seules les transitions de type Gamow-Teller peuvent survenir. En effet, les transitions de Fermi permises ne peuvent connecter, du fait de la règle  $\Delta T = 0$ , que deux états nucléaires membres d'un même multiplet d'isospin, appelés états isobariques analogues (IAS). Or la transformation d'un neutron en proton lors de la décroissance  $\beta^-$  rend le noyau fils moins lié que le noyau père du fait de la répulsion coulombienne. L'état IAS se situe alors à une énergie d'excitation supérieure à celle de l'état fondamental du noyau père, en dehors de la fenêtre en énergie  $Q_\beta$ , et ne peut être peuplé par décroissance  $\beta$ . Il n'est donc pas possible d'observer des transitions de type Fermi du côté des noyaux riches en neutrons. Ainsi, en ne considérant que les transitions de type Gamow-Teller, on peut réécrire l'équation 4.13 sous la forme :

$$ft = \frac{K/g_V^2}{g_A^2/g_V^2 B(GT)} \quad (4.12)$$

La constante  $g_V^2$  est introduite de manière artificielle pour faire apparaître le rapport  $g_A/g_V$  estimé à partir de la désintégration du neutron et valant  $-1.2599 \pm 0.0025$ . La constante  $g_V$  a pu être estimée indépendamment à partir des données disponibles sur les transitions de Fermi superpermises  $0^+ \rightarrow 0^+$  avec une valeur  $g_V = (1.14959 \pm 0.00038)10^{-5}(\hbar c)^3 GeV^{-2}$ . Il est possible ainsi d'exprimer la force de transition Gamow-Teller  $B(GT)$  entre l'état fondamental du noyau père et un état du noyau fils grâce à la relation :

$$B(GT) = \frac{3871(8)I_\beta}{fT_{1/2}} \quad (4.13)$$

## 4.5 Description du dispositif expérimental de coïncidences $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$

Une vue schématique de la configuration du dispositif expérimental est montrée figure 4.6. Le faisceau d'ISOLDE est implanté sur une bande mue verticalement par un dispositif piloté par ordinateur qui l'achemine jusqu'au centre des détecteurs  $\beta$  et  $\gamma$  afin de pouvoir collecter les ions radioactifs. Ce dispositif a son importance puisque le déplacement de la bande permet l'évacuation des noyaux issus de la filiation qui possèdent généralement une longue durée de vie par rapport aux noyaux d'intérêt et dont l'activité peut gêner la prise de données.

Ainsi, les ions sont stoppés dans la bande et décroissent par émission  $\beta$  et  $\gamma$ . Afin de détecter les particules chargées  $\beta$ , des fenêtres en mylar (de l'ordre de  $100 \mu m$ ) sont ouvertes dans le tube de cuivre servant de support au dispositif. Ces fenêtres sont recouvertes avec de fins (1 mm) scintillateurs plastiques (NE102A) pour la détection de raies  $\beta$ . Chacun de ces plastiques est connecté via un guide de lumière à deux petits tubes photomultiplicateurs (PM), originellement destinés à une utilisation PET<sup>1</sup>. Le rapport signal/bruit pour chacun de ces PM est mauvais,

<sup>1</sup>Positron-Emission Tomography. C'est une technique d'imagerie médicale utilisant des isotopes émetteurs  $\beta^+$ .

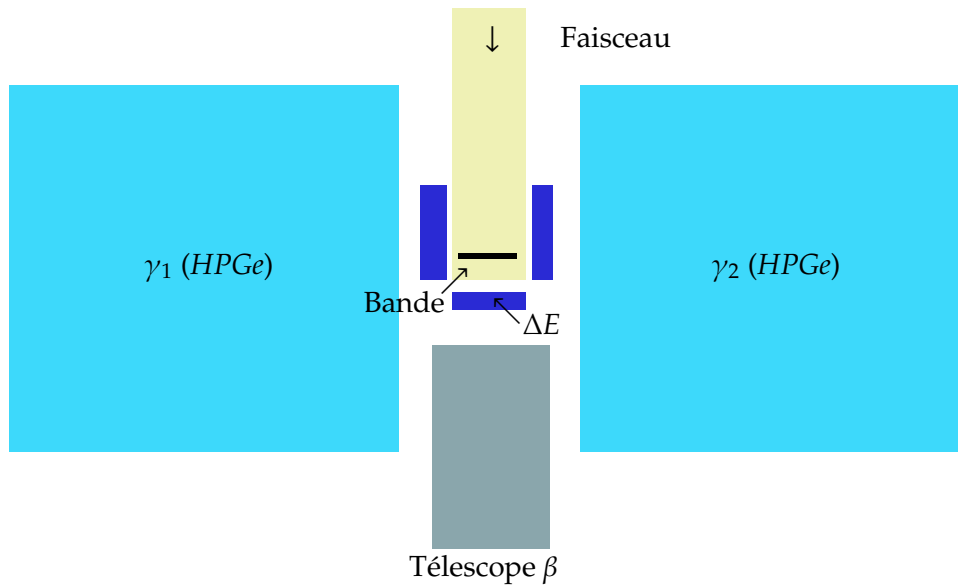


FIG. 4.6 – Vue schématique de la géométrie du dispositif de coïncidences  $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$ .

dû à la finesse des scintillateurs plastiques, la petite aire des PM et la perte de lumière dans les guides de lumière. Toutefois en requérant une condition de coïncidence entre les deux PM de chaque détecteur, il y a une forte suppression du bruit (signaux non corrélés dans les deux PM) sans affecter le taux de comptage des particules  $\beta$  (signaux corrélés dans les deux PM). En raison de la finesse des scintillateurs, seulement une faible part de l'énergie  $\beta$  ( $\Delta E$ ) est détectée, mais la probabilité d'avoir une interaction est assez importante (efficacité intrinsèque de l'ordre de 90%). La probabilité d'interaction avec des raies  $\gamma$  est nettement inférieure (typiquement moins de 1%) : cela permet de faire de ces détecteurs - que l'on nommera désormais détecteurs  $\Delta E$  - d'excellents discriminateurs. En outre, pour obtenir une valeur de la pleine énergie des particules  $\beta$ , un scintillateur ayant une épaisseur de plusieurs centimètres a été utilisé. Ce détecteur est nommé télescope  $\beta$  ou télescope  $\Delta E - E$ . Il combine un épais détecteur de pleine énergie (détecteur  $E_\beta$ ) et un détecteur  $\Delta E$  en entrée du télescope  $\beta$ . Des événements qui donnent un signal, à la fois dans le détecteur  $E_\beta$  et le détecteur  $\Delta E$ , proviennent probablement d'une particule  $\beta$ . Par contre, si seul le détecteur  $E_\beta$  perçoit un signal, on peut en conclure que ce sont des événements provenant sûrement de raies  $\gamma$ . En résumé, en vue de réduire notablement la détection de raies  $\gamma$ , amenant du fond dans le cas présent, il faut imposer une condition de coïncidence entre ces deux détecteurs.

Intéressons-nous maintenant à la détection des rayonnements  $\gamma$ . Deux détecteurs Germanium Hyper-Pur (HPGe),  $Ge_{Left}$  et  $Ge_{Right}$ , ayant une efficacité relative de respectivement 64% et 75% ont été utilisés. La distance séparant ces détecteurs du point d'implantation est de l'ordre de 1 à 2 cm, dans le but d'assurer une efficacité de détection maximale (typiquement quelques % pour une raie de 1 MeV<sup>2</sup>). Ils sont également positionnés en vis-à-vis, comme on peut le voir figure 4.6, pour permettre les mesures en coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$ .

L'aire d'implantation ainsi que l'ensemble des détecteurs étaient surmontés d'un blindage de plomb constitué de briques d'une épaisseur de 5 cm dans le but de réduire de manière significative le fond de radiation  $\gamma$  provenant de sources autres que celle nous intéressant.

<sup>2</sup>Les efficacités des détecteurs ont été déterminées par simulations GEANT.

## 4.6 Modes d'opération

L'expérience idéale aurait la possibilité d'enregistrer, pour une décroissance nucléaire donnée, l'ensemble des dépôts dans tous les détecteurs : l'énergie ( $E$ ) et le temps ( $t$ ) pour chaque détecteur. En pratique, il est impossible d'enregistrer toutes les informations pour  $E$  et  $t$  en temps réel sans s'affranchir du temps-mort, temps durant lequel le système est occupé et donc totalement aveugle aux signaux arrivant dans ce laps de temps. Le temps-mort est généralement fonction du taux de comptage, lui-même relié à l'intensité de la source et peut donc dramatiquement varier durant le cycle d'implantation et de décroissance. Pour garder ce temps-mort sous contrôle, on utilise différents modes de prises de données : mode single et listmode.

Dans le mode single, seules les énergies sont enregistrées. Les corrélations en énergie ou en temps entre les différents détecteurs sont perdues. Ainsi, le résultat est un simple spectre en énergie. L'avantage de ce mode est sa rapidité. Dans le listmode, toutes les informations concernant  $E$  et  $t$  sont mémorisées mais pas pour l'ensemble des événements de décroissance. Uniquement des événements sélectionnés sont lus et mémorisés afin de réduire le taux de comptage et ainsi le temps-mort. Dans ce cas on conserve des corrélations pour les informations en temps et en énergie des différents détecteurs. Un critère de sélection utilisable est la multiplicité d'un événement ( $M$ ), défini comme le nombre de détecteurs touchés simultanément. Dans la plupart des expériences, il est commode d'utiliser comme critère de sélection la condition  $M \leq 2$ . En effet, les événements  $M = 1$  ne contiendront pas d'information sur les corrélations entre les détecteurs. En outre, ces événements sont déjà traités en mode single. Les événements  $M = 1$  surpassent en nombre les événements  $M \leq 2$ . Le fait de poser comme condition  $M \leq 2$  est donc un bon moyen de limiter le taux de comptage. Dans un montage avec des détecteurs  $\beta$  et  $\gamma$ ,  $M = 2$  signifie avoir des coïncidences  $\beta$ - $\gamma$  ou  $\gamma$ - $\gamma$ , ce qui sera la majorité des événements des données de type listmode. Seule une faible fraction contiendra des événements de triples coïncidences  $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$  ( $M=3$ ).

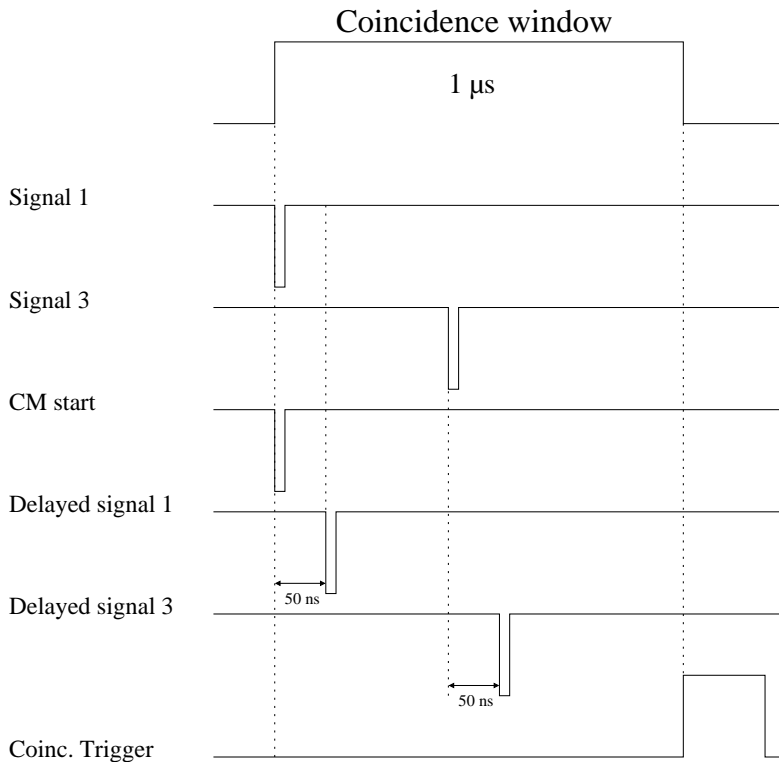


FIG. 4.7 – Signaux électroniques générés pour une coïncidence entre les signaux 1 et 3.

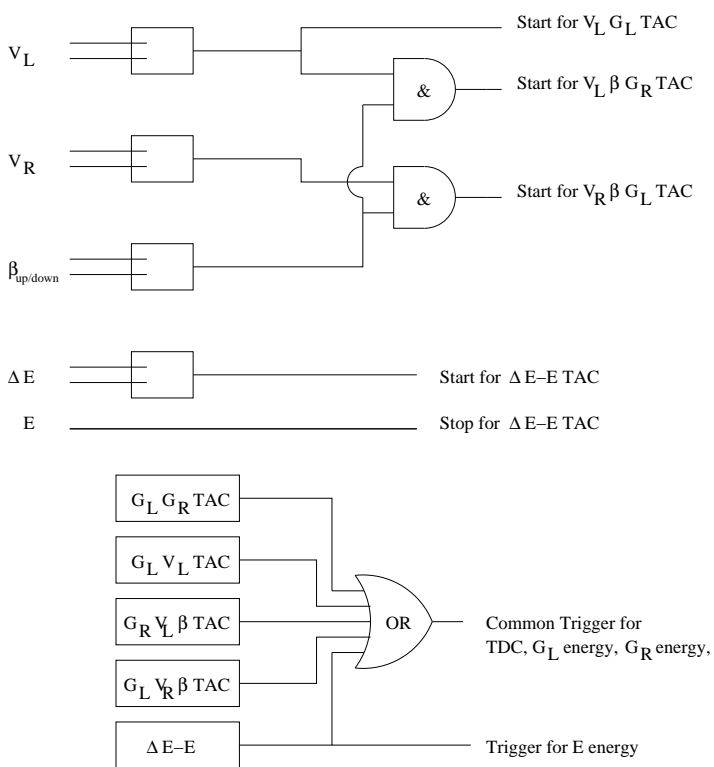


FIG. 4.8 – Principe d'acquisition des données.

## 4.7 Détermination de l'efficacité relative de détection pour l'expérience I09

La méthode habituelle de détermination de l'efficacité de détection d'un dispositif est faite par utilisation de sources connues placées au sein du dispositif.

Hélas, il n'est pas possible d'utiliser cette méthode pour cette expérience de décroissance  $\beta$ . En effet, on se trouve dans une configuration rapprochée<sup>3</sup>, comprenant deux détecteurs  $Ge_{Left}$  et  $Ge_{Right}$  d'efficacité relative 75% et 64% respectivement. Le problème viendrait tout d'abord de la nécessité à courtes distances de connaître avec exactitude la position de la source car l'efficacité est proportionnelle à  $r^{-2}$ . On pourrait s'affranchir de ce problème en utilisant une source implantée en ligne, mais dans ce cas l'intensité de cette dernière n'est pas connue et seule une efficacité relative peut être envisagée. De plus, les sources habituellement usitées telles  $^{152}Eu$  émettent de nombreuses raies  $\gamma$ , ce qui signifie une multiplicité<sup>4</sup>  $\gamma$  importante, augmentant d'autant la probabilité de sommer les raies  $\gamma$  émises en cascade dans un même détecteur. Ces effets de somme peuvent engendrer une réduction drastique de l'efficacité photopic absolue. C'est pourquoi dans le but de corriger ces aberrations, il nous faut connaître l'efficacité de détection totale.

Une solution est l'utilisation de simulations GEANT<sup>5</sup>, basées sur un code Monte-Carlo. C'est ce qu'a fait précédemment Ian Van Roosbroeck [47] lors de son travail de thèse portant sur la décroissance des isotopes pairs de Cuivre. Jean-Charles Thomas a également repris et revérifié ces différents résultats de manière à pouvoir les appliquer en toute connaissance de cause à nos résultats. Les courbes trouvées par cette méthode, sont montrées figure 4.9 Les points découlant

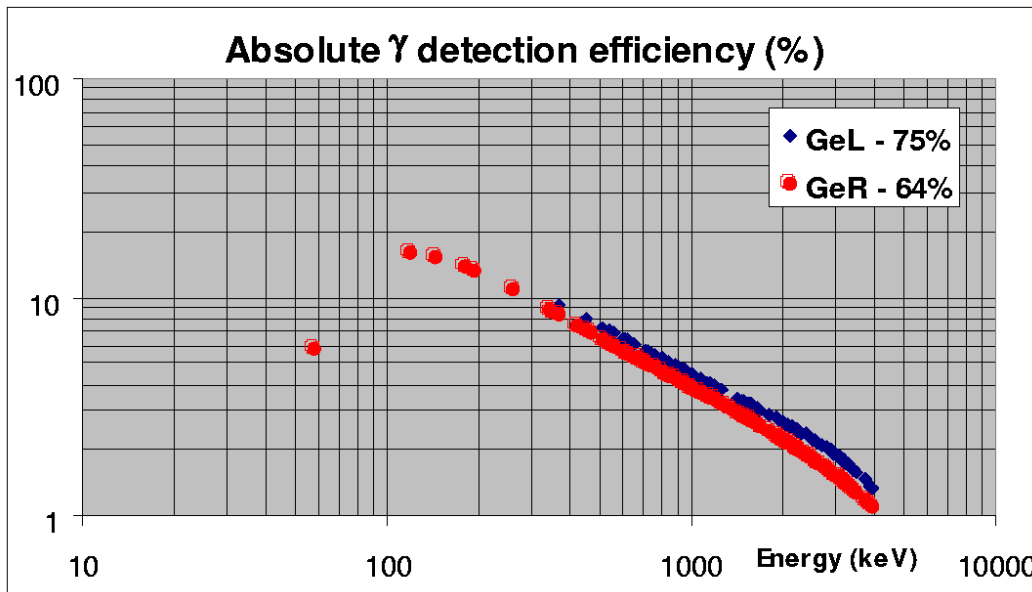


FIG. 4.9 – Efficacité absolue de détection  $\gamma$  à courte distance, 4 et 6 mm pour  $Ge_{Left}$  et  $Ge_{Right}$ , respectivement. Les points ont été déterminés par les simulations GEANT.

<sup>3</sup>Les détecteurs sont placés à 1-2 cm du point d'implantation.

<sup>4</sup>La multiplicité d'une décroissance nucléaire désigne le nombre de particules (ici des photons) émises au même instant dans une décroissance particulière.

<sup>5</sup>GEANT, acronyme de GEometry ANd Tracking. Code simulant la détection de toutes sortes de rayonnements et de particules dans un montage expérimental complexe.

des simulations ont alors été ajustés par un polynôme de degré 6 :

$$\log(\varepsilon(E)) = \sum_{i=0}^6 a_i [\log(E)]^i \quad (4.14)$$

où on trouve pour  $Ge_{Left}$  et  $Ge_{Right}$  :

TAB. 4.3 – Valeurs des coefficients  $a_i$  du polynôme d'ajustement pour l'efficacité absolue de  $Ge_{Left}$  et  $Ge_{Right}$ .

$a_i$	$Ge_{Left}$	$Ge_{Right}$
$a_0$	$-1.47943 \cdot 10^{+2}$	$-1.48327 \cdot 10^{+2}$
$a_1$	$3.02887 \cdot 10^{+2}$	$3.02962 \cdot 10^{+2}$
$a_2$	$-2.53813 \cdot 10^{+2}$	$-2.53749 \cdot 10^{+2}$
$a_3$	$1.12936 \cdot 10^{+2}$	$1.12949 \cdot 10^{+2}$
$a_4$	$-2.82610 \cdot 10^{+1}$	$-2.82703 \cdot 10^{+1}$
$a_5$	$3.77802 \cdot 10^{+0}$	$3.77564 \cdot 10^{+0}$
$a_6$	$-2.11193 \cdot 10^{-1}$	$-2.10393 \cdot 10^{-1}$

Néanmoins, malgré l'estimation faite des efficacités absolues de détection, il faut rester vigilant quant à ces résultats, car l'efficacité absolue dépend drastiquement de la distance entre la source et le détecteur, du fait de la géométrie rapprochée. Pour utiliser au mieux ces simulations, il faudrait donc connaître précisément l'ensemble des distances intervenant dans le dispositif, et surtout la position du point d'implantation sur la bande, ce qui n'est pas réalisable. Cependant, bien que ces considérations affectent plus ou moins grandement l'efficacité absolue, l'efficacité relative quant à elle restera utilisable. Sur la figure 4.10, on représente la courbe d'efficacité relative de détection déduite des fits précédents, avec normalisation par rapport à l'efficacité absolue à 500 keV. Le tableau 4.4 donne les coefficients  $a_i$  résultants. Le code GEANT a le

TAB. 4.4 – Valeurs des coefficients  $a_i$  du polynôme d'ajustement pour l'efficacité relative de  $Ge_{Left}$  et  $Ge_{Right}$ .

$a_i$	$Ge_{Left}$	$Ge_{Right}$
$a_0$	$-1.49603 \cdot 10^{+2}$	$-1.49143 \cdot 10^{+2}$
$a_1$	$3.03047 \cdot 10^{+2}$	$3.02899 \cdot 10^{+2}$
$a_2$	$-2.53684 \cdot 10^{+2}$	$-2.53730 \cdot 10^{+2}$
$a_3$	$1.12949 \cdot 10^{+2}$	$1.12952 \cdot 10^{+2}$
$a_4$	$-2.82761 \cdot 10^{+1}$	$-2.82717 \cdot 10^{+1}$
$a_5$	$3.77455 \cdot 10^{+0}$	$3.77553 \cdot 10^{+0}$
$a_6$	$-2.09980 \cdot 10^{-1}$	$-2.10341 \cdot 10^{-1}$

désavantage de ne pas estimer les incertitudes sur les valeurs qu'il simule. On appliquera donc arbitrairement une erreur systématique de  $\pm 5\%$ , s'ajoutant aux erreurs statistiques.

## 4.8 Effets de somme

Le fait d'user d'une géométrie rapprochée amène un autre point noir : l'effet de sommation des transitions  $\gamma$  émises en cascade. On pourrait donc se demander le pourquoi de cette géométrie.



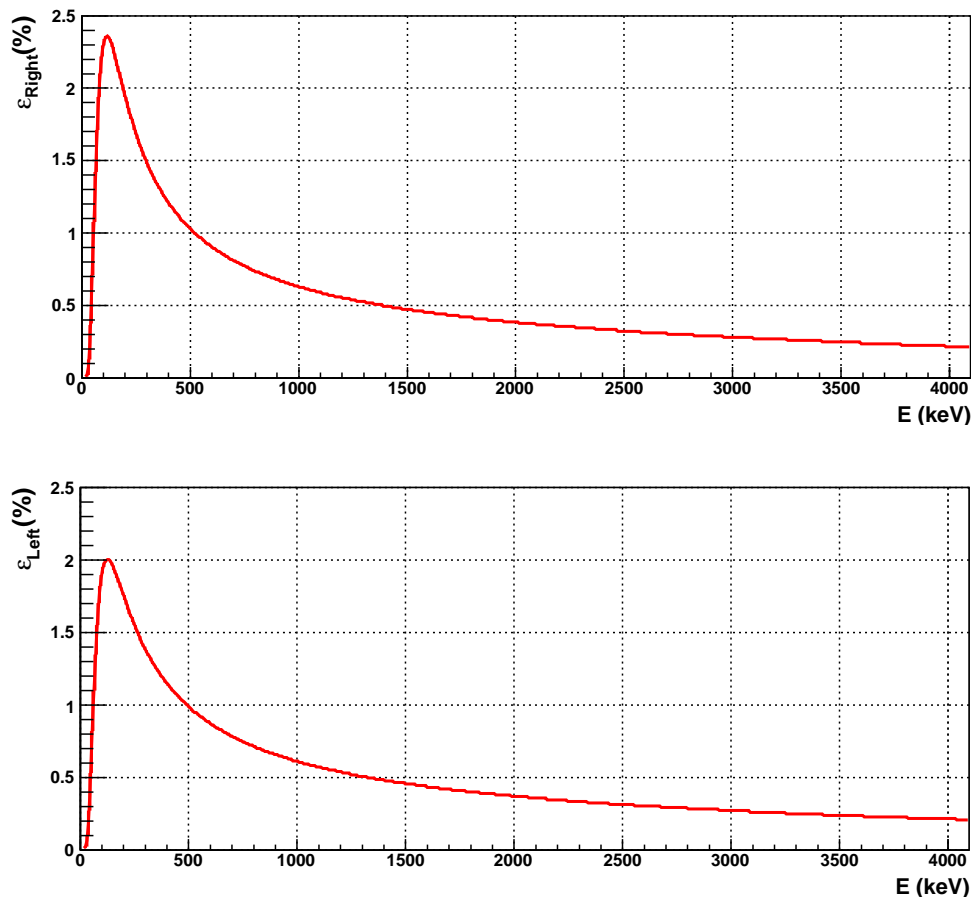


FIG. 4.10 – En haut, efficacité relative obtenue pour le détecteur Ge droit à courte distance ; en-dessous, efficacité relative obtenue pour le détecteur gauche à courte distance. Ces courbes ont été normalisées par rapport à l'efficacité à 500 keV.

Ceci vient d'un besoin crucial d'une efficacité de détection optimale. Le fait de travailler en géométrie rapprochée permet l'obtention d'efficacités photopic intéressantes (de l'ordre de 4% à 1 MeV pour un détecteur) comme on a pu le voir figure 4.9. Mais cet avantage est contrebalancé par une augmentation importante de la probabilité d'effets de somme des raies  $\gamma$ . En effet, les sources émettent généralement plus qu'un  $\gamma$  à la fois, soit une multiplicité  $M_\gamma > 1$ , entraînant logiquement la probabilité que plus qu'un  $\gamma$  soit détecté par le même détecteur. Dans ce cas, les énergies de ces  $\gamma$  peuvent s'additionner et donc créer un photopic qui n'est qu'un artefact. Cet effet devient beaucoup plus important à courte distance et haute multiplicité. Dans les faits, il s'agit donc de vérifier que l'on ne perd pas de coups dans les pics individuels du spectre  $\gamma$ . Comme on le verra plus tard, cet effet s'avère être minime dans les analyses que nous avons réalisées. Nous pratiquerons donc ces vérifications uniquement pour les raies en cascade les plus intenses

## 4.9 Conditions

Le séparateur GPS est donc réglé sur une masse donnée. La fenêtre de coïncidence pour la détection d'événements  $\beta$ - $\gamma$  était d'environ  $1 \mu s$ , afin de pouvoir observer d'éventuels isomères. Sur les spectres de la figure 4.11 sont représentés les différences de temps entre les signaux

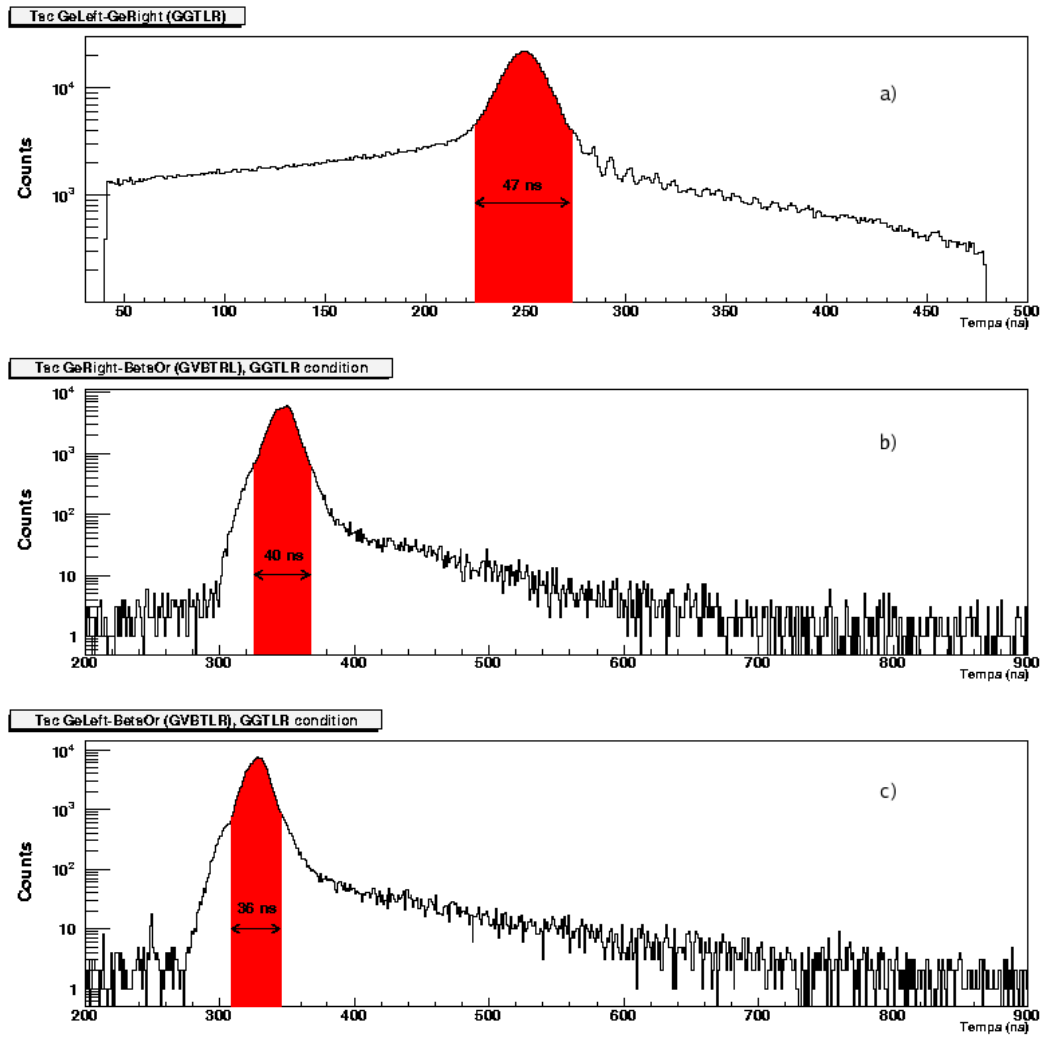


FIG. 4.11 – Spectres de la différence de temps entre les signaux enregistrés par deux détecteurs distincts a) pour une coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  et b)-c) pour une coïncidence  $\beta$ - $\gamma$  (avec les détecteur  $Ge_{Right}$  et  $Ge_{Left}$ , respectivement).

$\beta$  et  $\gamma$  enregistrés. Logiquement ces spectres devraient être centrés autour de 0, néanmoins afin d'avoir une meilleure visualisation on leur applique un retard arbitraire. La résolution en temps (largeur à mi-hauteur) pour les coïncidences TAC  $\beta$ - $\gamma$  est de 24 ns. Cette dernière est essentiellement dominée par la résolution intrinsèque des cristaux Ge. Les coïncidences TAC  $\gamma$ - $\gamma$  ont quant à elles une résolution en temps de 34 ns. Pour ne garder que les événements prompts on a donc réduit la fenêtre à une zone centrée autour du centroïde  $\pm 2\sigma$ . Ceci permet d'imposer comme condition qu'un rayonnement  $\beta$  ait été détecté en coïncidence avec un rayonnement  $\gamma$ , soit dans le scintillateur opposé soit dans le télescope  $\Delta E - E$ . Un tel conditionnement permet d'être sûr que l'on ne prend pas en compte des événements de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  sans  $\beta$  détectés. Les coïncidences entre le détecteur Ge et le scintillateur de détection  $\beta$  placé devant lui ne sont pas prises en compte dans notre analyse, de façon à rejeter des événements où l'énergie d'un rayonnement  $\beta$  énergétique, déposée dans le Ge, serait sommée à celle d'un rayonnement  $\gamma$  détecté simultanément.

## 4.10 Soustraction de fond

L'utilisation de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  suppose l'emploi d'une technique de soustraction de fond s'appliquant sur les spectres des énergies  $\gamma$ . La formule de soustraction de fond utilisée est de la forme :

$$S_{Bgr} = \frac{S_{p(fit)}S_l}{2S_{l(fit)}} + \frac{S_{p(fit)}S_r}{2S_{r(fit)}} \quad (4.15)$$

où  $S_p$  est la surface sous le pic,  $S_l$  la surface dans la zone de fond choisie à gauche et  $S_r$ , la zone de fond choisie à droite du pic considéré (voir figure 4.12).

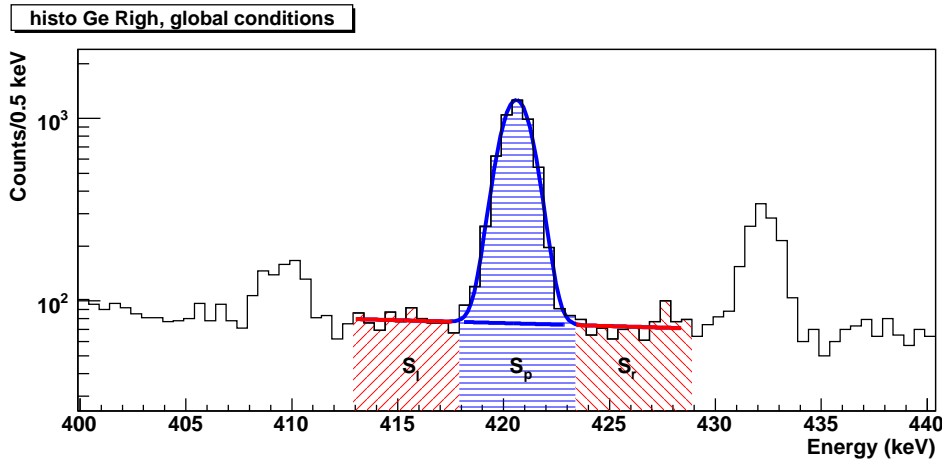


FIG. 4.12 – Spectre du  $^{75}\text{Zn}$  centré autour d'une des raies principales à 420 keV appartenant à la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ .

Il s'agit donc de trouver le fond adéquat répondant à l'exigence  $S_p = S_l = S_r$  afin de s'assurer une soustraction de fond optimale.

En outre, il est nécessaire durant la suite de l'analyse de comparer les spectres  $\gamma$ - $\gamma$  obtenus avec conditionnement Tac  $\gamma$ - $\gamma$  prompt avec les spectres  $\gamma$ - $\gamma$  obtenus avec conditionnement Tac  $\gamma$ - $\gamma$  retardés. L'idée soutenant cette méthode d'analyse est liée à l'existence de bruit de fond dans la zone Tac  $\gamma$ - $\gamma$  prompt (voir figure 4.11) qu'il faudrait logiquement soustraire. Cela entraînerait inévitablement un programme d'analyse lourd et donc très lent, car pour chaque spectre en coïncidence avec une zone de fond ou avec un pic, il faudrait réaliser trois spectres énergie conditionnés par des fenêtres sur le Tac  $\gamma$ - $\gamma$ , l'une dans la zone retardée à gauche du pic temps (zone comprise entre les canaux [40,220]), l'autre dans la zone du pic prompt [225,272] et la troisième dans la zone retardée à droite du pic temps [280,480] (figure 4.11a). L'expression 4.15 serait appliquée pour obtenir les spectres énergie du pic et des fonds où la contribution du fond du spectre temps aurait été enlevée. Ces trois spectres à fond temporel soustrait seraient ensuite utilisés suivant l'expression 4.15. On a donc préféré simplifier et ainsi alléger le programme d'analyse en réduisant cette procédure grâce à la comparaison entre les spectres de coïncidences obtenus avec la condition "prompt" et les spectres de coïncidence obtenus avec la condition "retardée" (voir figure 4.13). Si une transition est observée dans les deux spectres avec la même intensité, cela amène à penser que cette dernière provient du fond et donc ne doit pas être considérée. Prenons le spectre conditionné par la transition de 109 keV (figure 4.13 (à droite)) et la condition Tac  $\gamma$ - $\gamma$  "prompt", on observe trois raies intenses à 143, 488 et 907 keV. Après examen de ce même spectre mais dans les conditions Tac  $\gamma$ - $\gamma$  "retardées", il est clairement visible que les raies à 143 et 907 keV sont de même intensités que dans le spectre avec conditions Tac  $\gamma$ - $\gamma$  "prompt", ce qui nous conduit à les considérer comme des contributions du fond et à les exclure du schéma de niveaux du noyau considéré.

Dans le cas des spectres conditionnés par la raie à 420 keV, l'intensité de la raie à 723 keV est fortement amoindrie dans le spectre Tac  $\gamma$ - $\gamma$  "retardés" par rapport à son intensité dans le spectre conditionné par les  $\gamma$  "prompts" (figure 4.13 à gauche). La coïncidence est donc considérée comme réelle.

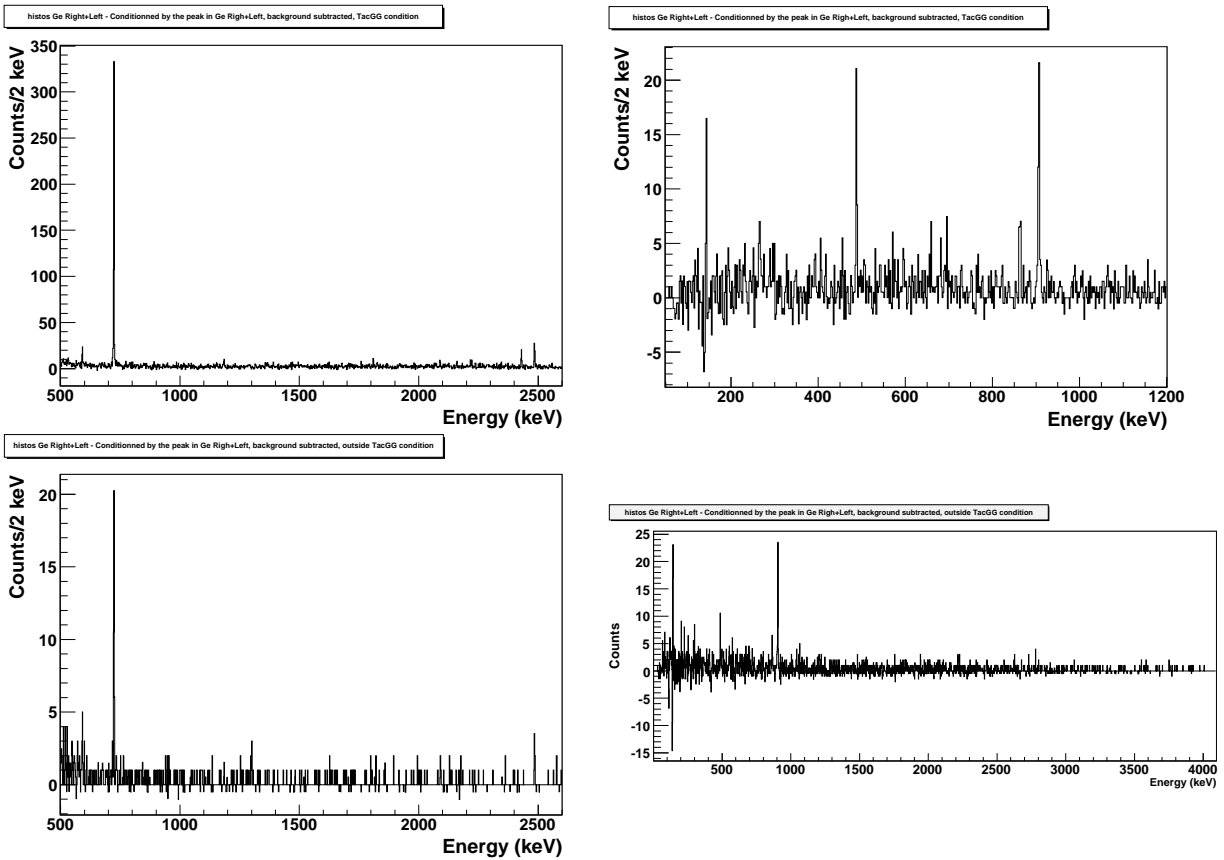


FIG. 4.13 – Spectres obtenus dans la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ . Comparaison des spectres obtenus en coïncidence avec la raie à 420 keV (à gauche) et 109 keV (à droite) : en haut, spectres conditionnés Tac  $\gamma$ - $\gamma$  prompt et en bas spectres Tac  $\gamma$ - $\gamma$  retardé.



# Chapitre 5

## Décroissance du $^{75}\text{Cu}$

### 5.1 Historique des expériences portant sur le $^{75}\text{Cu}$

L'étude de la décroissance  $\beta$  de l'isotope  $^{75}\text{Cu}$  a été limitée à une expérience faite auprès de l'installation de séparation isotopique OSIRIS se trouvant à Studsvik (Suède). Très peu d'informations en ont résulté : elles se sont cantonnées à la détermination de la demi-vie du  $^{75}\text{Cu}$  estimée à 1.38(8) s et à l'identification de trois transitions  $\gamma$  dans sa décroissance, sans toutefois établir leurs intensités relatives [34]. Ces raies  $\gamma$  découvertes avaient des énergies de 185, 421 et 724 keV. De précédentes expériences avaient néanmoins déjà tenté de déterminer la demi-vie de cet isotope : en 1985, Reeder et al. auprès du séparateur TRISTAN [46], en 1990, Bernas et al. à ILL de Grenoble [5], et enfin Kratz et al. [30] en 1991 suivi de Köster et al. [28] en 2000 auprès d'ISOLDE. Leurs mesures respectives sont tabulées dans le tableau 5.1 suivant.

TAB. 5.1 – Demi-vies du  $^{75}\text{Cu}$  (données en secondes), provenant d'expériences précédentes.

[46]	[34]	[5]	[30]	[28]
1.3(1)	1.38(8)	1.32(32)	1.224(3)	1.225(7)

Les données ISOLDE analysées dans ce travail, portant sur le  $^{75}\text{Cu}$  viennent de l'expérience I09 réalisée en 1998 avec les lasers en mode ON ainsi qu'en mode OFF.

### 5.2 Les données de rayonnement $\gamma$

L'utilisation d'une ionisation laser sélective permet une identification rapide des raies  $\gamma$  appartenant à la décroissance de l'isotope étudié et à ses fils. En effet, ces transitions ne sont observées qu'en mode "laser-on"<sup>1</sup>.

Les raies  $\gamma$  "résonnantes" sont donc définies comme des photopics présents dans les spectres avec les lasers en mode on, et absents sans l'utilisation de ces derniers<sup>2</sup>.

La figure 5.1 représente les spectres singles, mesurés pour une sélection de la masse  $A=75$  avec le détecteur Ge ( $Ge_{Right}$ ) ayant une efficacité relative de 64%. Un spectre pris avec les lasers RILIS (on-résonance) est comparé à celui pris sans les lasers (off-résonance). Le temps de mesure pour le spectre on-résonance est de 900 s et de 1740 s pour le spectre off-résonance. Les deux spectres présentent des différences notables. En effet, le spectre off-résonance est caractérisé par un fond moins important que le spectre on-résonance mais il contient plus de pics.

<sup>1</sup>Par la suite on parlera de "laser-on" et de spectres  $\gamma$  "on-résonance".

<sup>2</sup>Par la suite on parlera de mode "laser-off" et de spectres  $\gamma$  "hors résonance", ou bien "off-résonance".

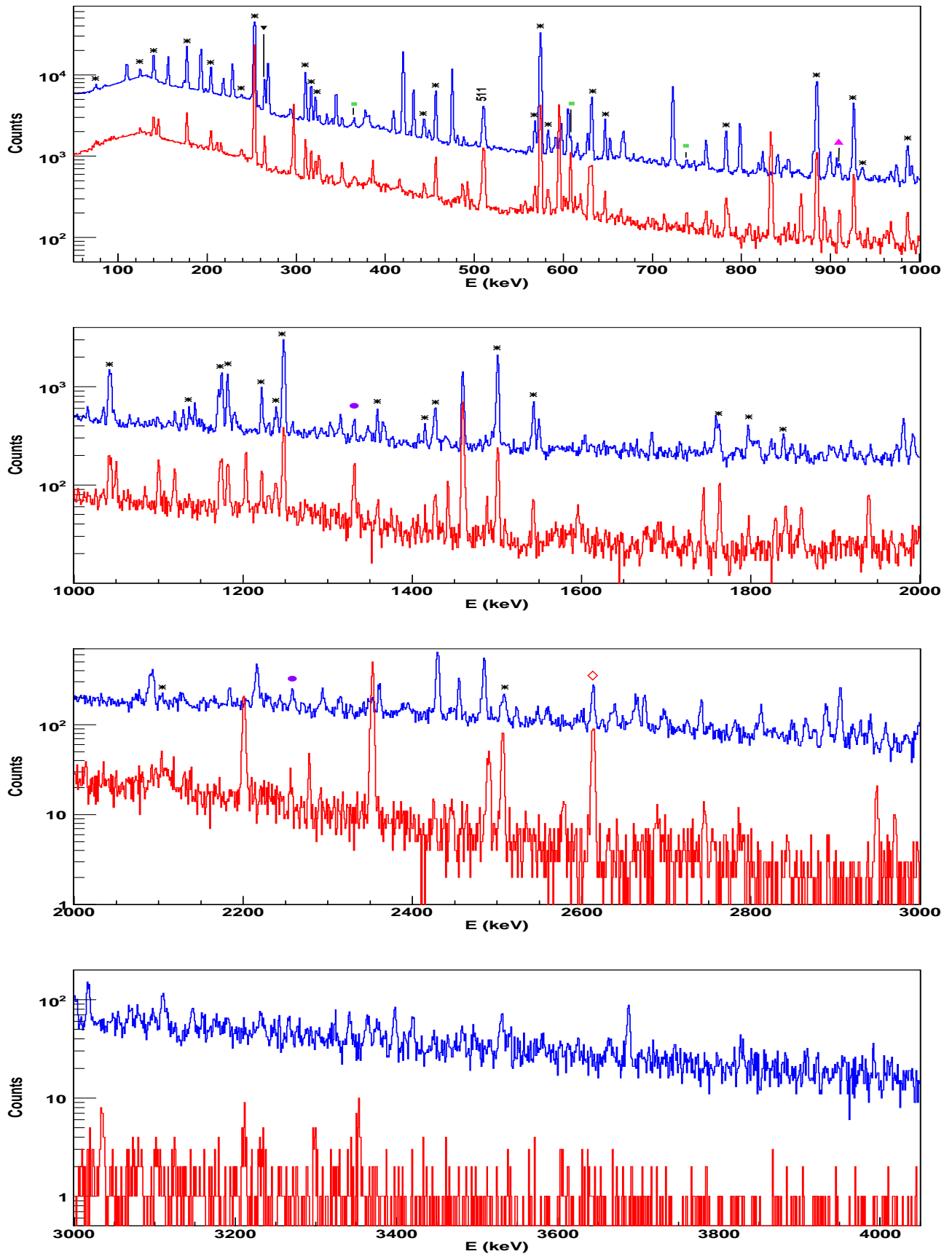


FIG. 5.1 – Spectres singes de la masse  $A=75$  avec le laser en mode on (en bleu) et off (en rouge). Le détecteur utilisé possède une efficacité relative de 64%. Toute la statistique n'est pas montrée. Les étoiles (\*) surmontant les pics désignent des raies  $\gamma$  issues de l'ionisation de surface du  $^{75}\text{Ga}$ . D'autres raies  $\gamma$  issues de la décroissance d'isotopes implantés à côté de la bande lors de runs précédents sont mises en évidence : décroissance du  $^{75}\text{Ge}$  (▼), décroissance du  $^{76}\text{Zn}$  (■), décroissance du  $^{76}\text{Ga}$  (▲), décroissance du  $^{60}\text{Co}$  (●), décroissance du  $^{208}\text{Bi}$  (◇).

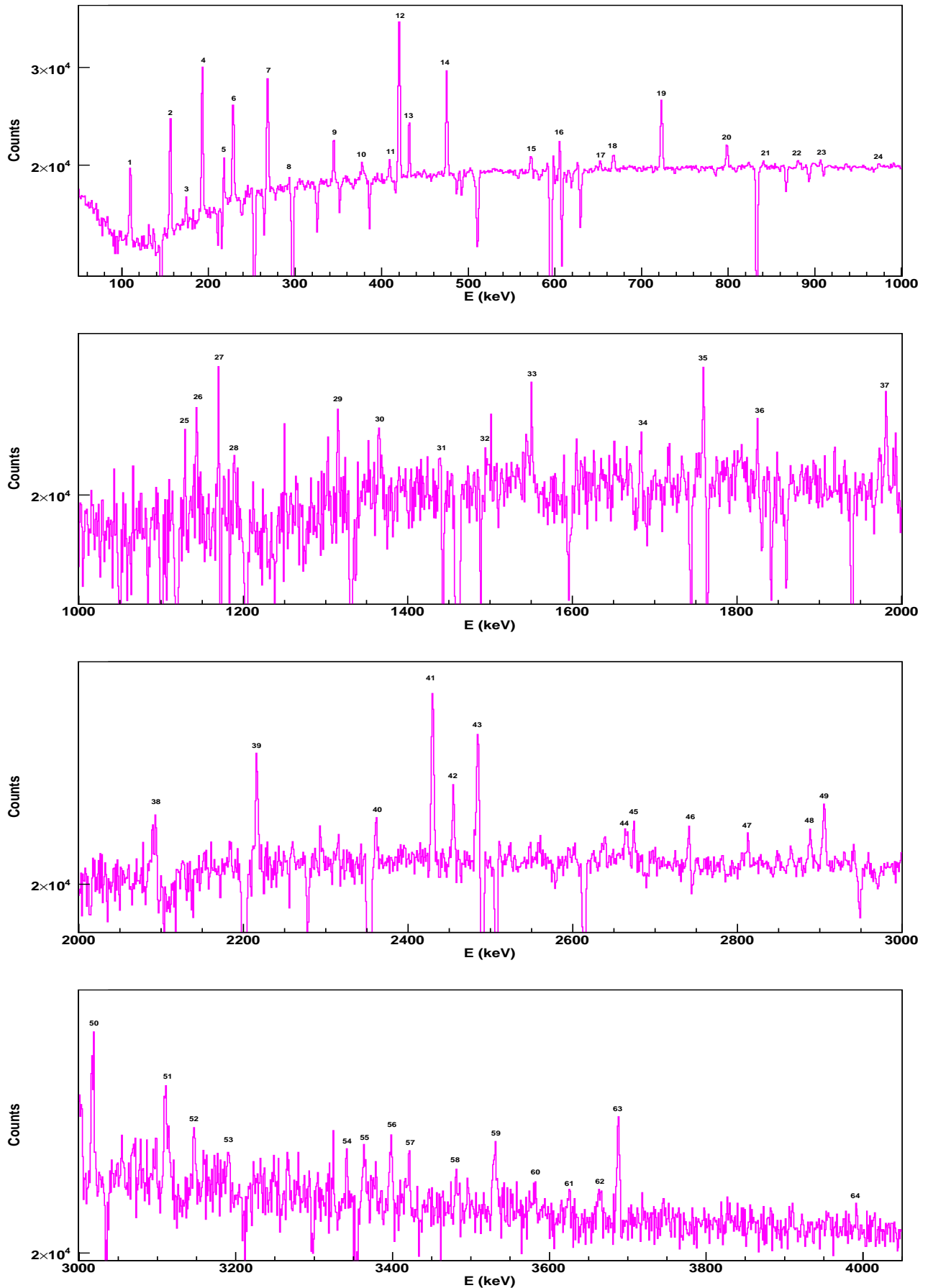


FIG. 5.2 – Spectre représentant la différence entre les spectres singles on-resonance et off-resonance.



Cet effet est dû au fait que les deux runs sont espacés d'environ 10 h et qu'entre-temps, des mesures pour d'autres masses ont été prises. De nombreux isotopes ont été implantés près de la bande et augmentent dramatiquement le nombre de raies  $\gamma$ . Le spectre on-résonance contient également des pics supplémentaires non visibles dans le spectre off-résonance, qui peuvent être assignés à l'activité supplémentaire liée au  $^{75}\text{Cu}$  ionisé par lasers. Néanmoins, il est clair que le spectre on-résonance contient également de l'activité ne venant pas de l'ionisation laser. La plus grande part de cette contamination peut être imputée au  $^{75}\text{Ga}$  ionisé en surface. Le schéma de décroissance du  $^{75}\text{Ga}$  est bien connu (voir Annexe B) donc les raies  $\gamma$  les plus intenses peuvent être facilement identifiées dans les spectres on et off-résonance. Elles sont indiquées par une étoile sur cette figure. Comme on peut le voir, il reste de très nombreuses lignes existant autant dans le spectre lasers on que lasers off, et n'étant toutefois dues à l'ionisation de surface. Ce sont des "reliquats" des runs précédents qui étaient dédiés à l'étude d'autres isotopes ( $^{70-76}\text{Cu}$ ). En outre, les runs que nous avons choisi de comparer ont eu lieu après plusieurs autres runs dédiés également à la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ . On retrouve donc beaucoup de lignes appartenant aux produits de décroissance du  $^{75}\text{Zn}$ . De manière à trouver les raies favorisées par le laser, la différence entre les deux spectres est montrée à la figure 5.2. Le spectre off-résonance a été multiplié de telle manière à mettre l'activité du  $^{75}\text{Ga}$  à zéro dans le spectre résultant de cette différence. Le facteur multiplicatif, de l'ordre de 7.81(9), a été déduit du rapport de la transition intense à 574 keV du  $^{75}\text{Ga}$ . Cette valeur supérieure à 1 du facteur multiplicatif indique qu'il y a production du  $^{75}\text{Ga}$  à la fois dans les spectres on et off-résonance : dans le cas laser-off, c'est logiquement l'ionisation de surface qui privilégie la création du  $^{75}\text{Ga}$ , alors que dans le cas laser-on, le  $^{75}\text{Ga}$  découle de la chaîne de décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ .

La soustraction amène à un spectre négatif dans certaines régions. Afin de tracer ce spectre soustrait dans une échelle logarithmique, une constante égale à 20000 a été ajoutée, permettant l'obtention d'un fond continu positif. Ce spectre issu de la différence entre spectres on-résonance et off-résonance est donc affranchi de l'activité du  $^{75}\text{Ga}$ . Toutefois dans quelques cas le spectre montre un résidu près des énergies des pics de gallium, mais cela est dû à un petit défaut de recouvrement de l'échantillonnage des spectres. Les transitions d'intensités positives sont liées à l'ionisation lasers et donc à la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$  et à l'activité du noyau-fils  $^{75}\text{Zn}$ . Ces transitions sont étiquetées avec un numéro sur la figure et sont listées dans le tableau 5.2. Seules ces raies résonnantes seront considérées à présent.

Dans la figure 5.3, le spectre single, déjà visible figure 5.1, est comparé au spectre  $\beta$ -gated<sup>3</sup> ayant le même temps de mesure. Les spectres sont assez similaires. Les seules raies qui sont réduites dans le spectre conditionné par la détection simultanée d'un  $\beta$  sont celles à 139, 350, 1120, 1332, 1461 keV et à 2615 keV. La raie à 139 keV est une transition connue d'un état isomérique de 47.7(5) s de la décroissance du  $^{75}\text{Ga}$  alors que la raie à 1332 keV appartient à la décroissance du  $^{60}\text{Co}$ , tandis que celle à 1461 keV provient du  $^{40}\text{K}$ , radioactivité naturelle contenue dans les murs du bâtiment entourant l'aire expérimentale. La raie à 2615 keV, quant à elle, est issue de la décroissance du  $^{208}\text{Tl}$ . Les deux dernières raies à 350 et 1120 keV n'ont pu être identifiées. L'ensemble des ces raies sont entourées d'un liseré noir à la figure 5.3.

Les aires des pics du spectre  $\beta$ -gated en mode laser-on (figure 5.3) sont reportées dans le tableau 5.2 et sont comparées aux aires des pics visibles dans le spectre  $\beta$ -gated en mode laser-off. Sont répertoriées également les valeurs de demi-vie déduites pour chaque raie  $\gamma$ , ainsi que les raies en coïncidence avec ces dernières. Les valeurs des demi-vies sont obtenues en ajustant le spectre TDC conditionné par la raie  $\gamma$  désirée à l'aide à une fonction exponentielle ajoutée à un fond constant.

Les lignes grisées dans le tableau 5.2 indiquent des raies  $\gamma$  issues de la décroissance du  $^{75}\text{Zn}$ . Ces raies proviennent de runs précédents dédiés à la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ . Les lignes jaunes indiquent quant à elles, des raies  $\gamma$  venant de la décroissance du  $^{74}\text{Ga}$ .

<sup>3</sup>On désigne par spectre " $\beta$ -gated" un spectre  $\gamma$  conditionné par la détection simultanée d'un rayonnement  $\beta$ .

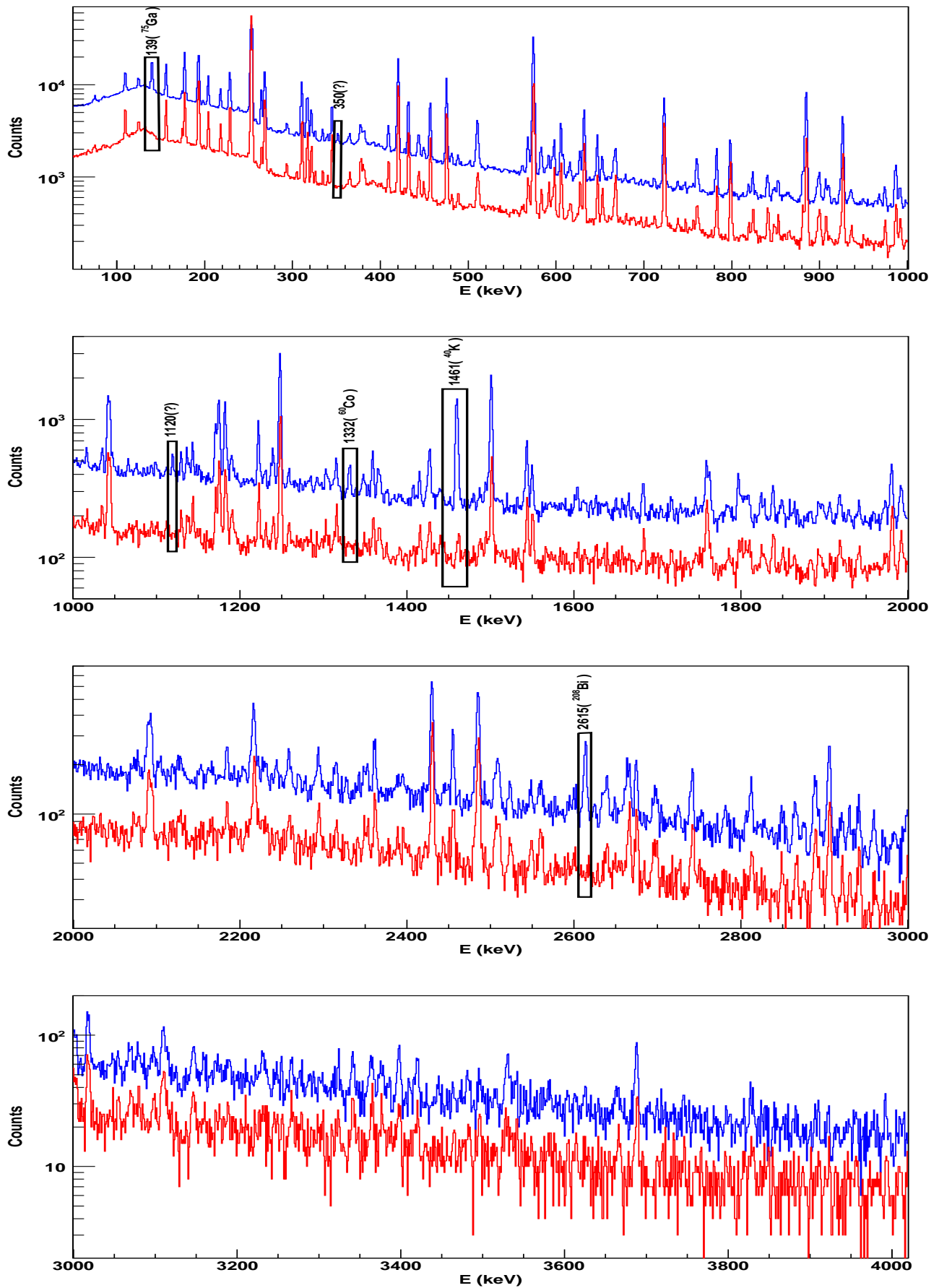


FIG. 5.3 – Le spectre single on-résonance (en bleu) de la figure 5.1 est comparé au spectre  $\beta$ -gated on-résonance (en rouge). Les pics ayant disparus quand il y a détection simultanée d'un  $\beta$  sont mis en évidence par un liseré noir.

Tab. 5.2: Centroïdes et aires des raies  $\gamma$  pour les spectres  $\beta$ -gated en modes on et off résonance (respectivement  $Aires_{on}$  et  $Aires_{off}$ ) pour la masse  $A=75$ . On donne également la détermination de la demi-vie pour chaque raie ainsi que les raies  $\gamma$  en coïncidence avec ces dernières. Dans la dernière colonne les parenthèses donnent l'aire du pic. Les lignes grisées correspondent aux transitions issues de la décroissance du  $^{75}\text{Zn}$ , alors que les lignes jaunes identifient des raies issues de la décroissance du  $^{74}\text{Ga}$ .

N°	Centroïdes (keV)	$Aires_{on}$	$Aires_{off}$	$T_{1/2}$ (s)*	$\gamma$ en coïncidence
1	109.5(1)	9517(245)	-	1.39(22)	143(18),265(12),488(29), 864(16),907(36)
2	155.8(1)	12711(178)	-	1.82(40)	265(25),627(?),702(?), 723(?),1366(11),2094(37)
3	192.9(1)	28242(247)	-	1.22(8)	381(100),530(31),667(32), 692(23),756(23),798(252), 1761(20),1894(14),1995(21), 2676(24),2742(14),2891(13), 3018(23)
4	218.0(1)	5906(135)	211(16)	0.79(8)	380(15),667(12),798(54), 1030(13)
5	228.5(1)	14745(177)	-	10(7)	377(134),627(50),653(68), 900(58),1315(41),2186(27), 2932(?)
6	268.3(1)	19013(170)	328(28)	0.94(7)	591(45),723(395),1494(12), 1760(16),1919(11),2430(28), 2486(47),2666(18)
7	293.4(1)	1429(86)	-	0.73(11)	182(?),723(38)
8	344.8(1)	6548(115)	-	0.78(10)	798(52),2676(?),3018(?)
9	377.6(1)	2707(92)	-	2.4(8)	196(60),228(159),595(?), 1166(?)
10	409.4(1)	2771(99)	-	1.30(41)	165(31),174(11),186(46), 449(12),841(12)
11	420.3(1)	31777(262)	-	1.21(7)	175(16),305(?),591(59), 723(813),1016(15),1185(19), 1496(16),1827(11),1760(16), 1811(17),1919(9),1982(15), 2090(19),2218(22),2432(59), 2486(88),2549(18),2668(16), 3114(15),3399(9)
12	432.0(1)	7359(118)	-	?	174(72),449(25),841(40), 937(15),1190(15),1804(30), 1982(20)
13	475.4(1)	16322(161)	-	1.17(9)	668(166),1129(14),1412(12), 1439(21),1757(13),1840(12), 1925(10),2431(76),2866(14), 2932(17),3100(18),3366(10), 3539(12)
14	489.4(1) 591.8(1)	591(63) 1764(68)	167(24) -	0.74(30) 1.25(28)	109(43) 131(?),268(54),420(65), 2353(20)
15	598.1(1)	2853(93)	-	13(9)	603(75),608(192),867(93),

Continu sur la page suivante

TAB. 5.2 – Suite

No	Centroides (keV)	$Aires_{on}$	$Aires_{off}$	$T_{1/2}$ (s)*	$\gamma$ en coïncidence
					1100(73),1331(31),1442(35), 1745(24),1842(30),1940(22), 2279(25),2354(464),2971(11)
16	605.8(1)	3812(93)	-	5(4)	420(17),492(26),595(119)
17	616.4(1)	690(57)	-	0.4(1)	312(?),574(?),633(?), 885(25)
18	652.7(1)	1408(63)	-	?	229(59),628(19)
19	667.9(2)	2993(76)	-	0.86(15)	193(26),218(18),344(13), 475(100),574(23),1760(?), 2090(?)
20	723.4(1)	14688(176)	-	1.10(8)	268(387),294(42),420(808), 1761(20),1943(13),1983(17), 2090(29),2218(26)
21	798.9(1)	4823(90)	-	1.24(23)	193(254),218(58),345(100), 1761(24),1983(10),2091(?)
22	819.84(17)	429(49)	33(11)	?	178(?),365(?)
23	824.37(7)	996(66)	-	1(1)	-
24	841.3(1)	938(59)	-	6.9(2)	409(?),432(35)
25	898.3(2)	654(62)	-	1.3(4)	228(144),378(?),607(?)
26	907.54(9)	771(52)	-	0.5(1)	109(46)
27	974.8(1)	642(50)	-	0.8(3)	595(?)
28	992.1(1)	793(54)	-	2(1)	177(23),371(?),609(?)
29	1015(2)	203(42)	-	?	193(?),420(11),723(?)
30	1129.4(3)	464(53)	-	0.63(16)	475(?)
31	1143.6(1)	527(57)	-	0.45(11)	303(?),1762(?),2091(?)
31	1185.4(2)	501(75)	-	-	252(?),269(13),420(15)
32	1190.5(2)	419(46)	-	6(2)	431(12)
33	1258.7(3)	271(39)	-	?	230(?),420(?),723(?)
34	1315.8(1)	530(49)	-	-0.5(2)	228(38)
35	1367.03(19)	337(42)	-	0.7(3)	156(13)
	1441.9(5)	225(51)	-	-	474(14)
	1496.1(2)	252(38)	-	-	267(9),419(10)
36	1550.9(1)	640(44)	-	0.9(2)	419(?),725(?)
37	1684.3(2)	348(42)	-	1.1(6)	-
38	1760.0(1)	948(57)	-	0.9(2)	193(23),269(21),419(12), 475(17),723(25),798(16), 1105(?)
39	1919.3(3)	425(46)	-	0.8(3)	267(17),421(?)
40	1942.3(4)	1074(61)	79(15)	1.0(2)	193(19),268(14),380(?), 595(24),603(17),639(?), 420(19),432(15),724(10), 798(?)
41	1981.8(1)	819(52)	-	1.7(7)	798(?)
42	1993.0(2)	390(41)	-	0.7(2)	193(14)
43	2090.5(2)	689(54)	-	0.7(2)	192(15),267(?),345(?), 420(24),723(23)
44	2184.2(4)	248(36)	-	?	229(24),421(?)
45	2217.3(1)	918(60)	-	0.81(27)	268(?),420(18),723(24)

Continu sur la page suivante

TAB. 5.2 – Suite

Nº	Centroides (keV)	$A_{res_{on}}$	$A_{res_{off}}$	$T_{1/2}$ (s)*	$\gamma$ en coïncidence
46	2294.7(3)	285(35)	-	?	597(16)
47	2315.4(5)	163(31)	-	?	421(?)
48	2354.8(1)	5762(123)	-	?	595(413)
49	2361.8(2)	433(34)	-	4(795)	379(10),573(12),597(19)
50	2430.7(1)	1611(52)	-	0.7(1)	268(20),420(64),475(75), 668(?)
51	2485.7(1)	1444(63)	-	1.1(3)	268(41),420(94)
52	2524.1(4)	172(28)	-	?	271(?)
53	2560.5(3)	214(29)	-	0.7(4)	192(15),268(?),345(?)
54	2666.5(2)	449(38)	-	0.7(4)	228(?),269(?),420(?)
55	2675.6(2)	369(35)	-	2(2)	193(19),217(?),344(?)
56	2742.6(3)	301(33)	-	?	193(14),345(?)
57	2890.2(2)	382(30)	-	0.8(4)	193(17)
58	2906.7(2)	557(36)	-	0.6(2)	421(9)
59	3018.2(3)	372(29)	-	1(2)	193(17),345(9)
60	3110.7(3)	290(42)	-	?	268(?),420(?)
61	3233.8(3)	111(20)	-	?	596(?)
62	3342.2(3)	102(18)	-	?	673(?)
63	3365.7(3)	102(18)	-	0.6(3)	476(?)
64	3398.5(4)	103(19)	-	?	268(?),420(?)
65	3689.6(3)	181(24)	-	?	423(?)

TAB. 5.3 – Transitions de cross-over.

$E_{\gamma_1}$	$E_{\gamma_2} + E_{\gamma_3}$	$A_{\gamma_1}$	$A_{\gamma_2}$	$A_{\gamma_3}$	$B_{\gamma_3}$	$\epsilon_{\gamma_3}$	$A_{summing}$
1144	668+475	527(57)	2993(76)	16322(161)	1	1.06	31.7
	723+420	527(57)	14688(176)	31777(262)	0.68	1.16	115.6
	799+345	527(57)	4823(90)	6548(115)	0.22	1.34	14.2
2559	1760+799	214(29)	948(57)	4823(90)	0.21	0.73	1.4
2666	1943+723	449(38)	1074(61)	14688(176)	0.61	0.79	5.2
2742	1943+799	301(33)	1074(61)	4823(90)	0.21	0.73	1.6
2890	2091+799	382(30)	689(54)	4823(90)	0.21	0.73	1.1
2906	2431+475	557(36)	1611(52)	16322(161)	1	1.06	17.1
	2486+420	557(36)	1444(63)	31777(262)	0.68	1.16	11.39
3017	2218+799	372(29)	918(60)	4823(90)	0.21	0.73	1.4

\*Les demi-vies de ce tableau ont été calculées avec l'ensemble des runs pour des questions évidentes de statistique.

### 5.3 Schéma de décroissance

Grâce aux raies  $\gamma$  en coïncidence tabulées précédemment, il nous est possible de construire un schéma partiel de décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ . Chacune de ces relations a été obtenue à l'aide des spectres  $\gamma$  conditionnés par les raies de la première colonne du tableau 5.2, fond soustrait. Deux exemples représentatifs sont illustrés aux figures 5.4 et 5.5, montrant respectivement les spectres  $\gamma$  obtenus en coïncidence avec les raies de 723 et 420 keV, corrigées du fond. Le résultat de notre travail est montré en figure 5.6. La plupart des transitions ont pu être placées sans ambiguïté. Il reste néanmoins un certain nombre de transition que nous n'avons pu identifier clairement. L'intensité totale de ces raies étant très faible (inférieure à 1%), indiquant la qualité de la technique de spectroscopie  $\gamma$  avec ionisation sélective par laser. Une analyse croisée avec les données issues de spectroscopie  $\gamma$ , portant sur le  $^{75}\text{Zn}$ , dont on a parlé à la section 3.5, confirme l'appartenance des raies  $\gamma$  les plus intenses à la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ , nous confortant dans notre analyse. La raie à 907 keV, **surlignée en bleu**, dans le tableau, indique une probable pollution, qui n'a pas été identifiée, suivant ce que l'on avait explicité à la section 4.10.

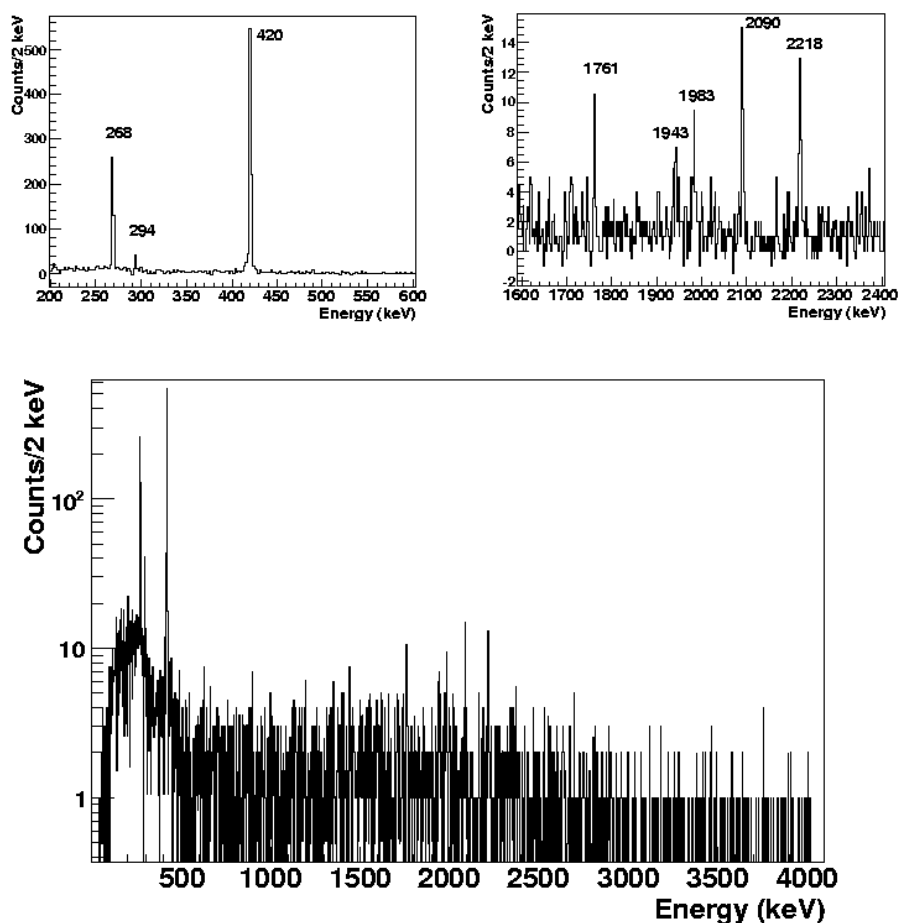


FIG. 5.4 – Spectre  $\gamma$  obtenu en coïncidence avec la raie à 723 keV corrigée du fond et la détection simultanée d'un  $\beta$ . Les figures du haut sont des zooms.

En vue de se débarrasser de tout doute concernant la véracité des transitions et donc d'écarter toute raie issue de l'effet de somme, on va procéder pour l'ensemble des transitions de cross-

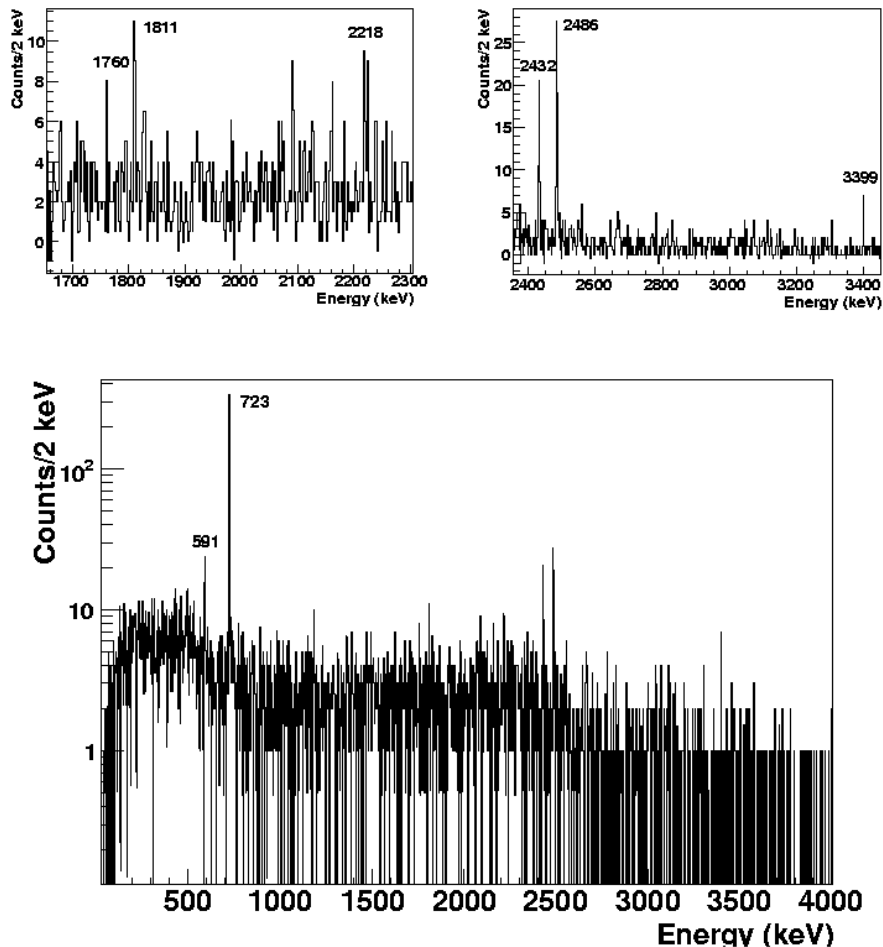


FIG. 5.5 – Projection de la raie à 420 keV corrigée du fond.

over<sup>4</sup> à des calculs. En effet, dans le cas où l'on a  $E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} + E_{\gamma_3}$  avec  $\gamma_2$  qui cascade sur  $\gamma_3$  avec une probabilité liée au rapport d'embranchement  $B_{\gamma_3}$ , alors l'aire du pic attendu  $A_{\gamma_1}$  pour un pur effet de somme est donnée par  $A_{\gamma_2} \times B_{\gamma_3} \times \varepsilon_{\gamma_3}$ . Cette dernière valeur a trait à l'efficacité photonic de  $\gamma_3$  issue des calculs GEANT, dont on a parlé dans la section 4.7.

La liste des transitions de cross-over ainsi que les aires attendues s'il y a uniquement du summing<sup>5</sup> sont données au tableau 5.3. Les transitions qui sont purement du summing doivent avoir des aires calculées ( $A_{summing}$ ) très proches de celles observées expérimentalement. Ce n'est pas le cas pour aucune des transitions de cross-over listées. On peut en déduire que toutes ces raies sont réelles et ont donc été placées dans le schéma de décroissance.

Les intensités des raies  $\gamma$  sont déduites grâce aux aires (voir tableau 5.2) corrigées de l'efficacité. Les spectres singles ne sont pas utilisés car ils peuvent souffrir d'un comptage trop important. Les aires des pics off-resonance sont soustraites et les transitions de cross-over ont été corrigées de l'effet de somme. Les intensités, normalisées par rapport à la raie la plus intense, sont alors listées au tableau 5.4.

<sup>4</sup>une transition de "cross-over" est une transition gamma entre deux états excités dont l'énergie est égale à la somme des transitions en cascade reliant également ces deux états. En géométrie rapprochée, les transitions en cascade peuvent être détectées simultanément dans le même détecteur, ce qui a pour effet de réduire l'intensité apparente des transitions gamma individuelles et d'augmenter artificiellement l'intensité de la transition de cross-over : effet de somme.

<sup>5</sup>voir Section 4.8

Ces valeurs sont utilisées pour trouver l'ensemble des rapports d'embranchement  $\beta$  des états excités du  $^{75}\text{Zn}$ . L'alimentation  $\beta$  de l'état fondamental de  $^{75}\text{Zn}$  ne peut être déduite expérimentalement, néanmoins les rapports d'embranchement  $\beta$  et  $\gamma$  sont placés sur le schéma de niveaux concluant notre analyse. Ces rapports sont normalisés par rapport à la somme des intensités des transitions  $\gamma$  arrivant au fondamental. En outre, on prendra le postulat que l'alimentation  $\beta$  vers l'état fondamental est nulle pour les calculs de  $I_\beta$  et des valeurs de  $\log ft$ . Ce postulat n'est pas anodin et tient compte des spins de l'état fondamental  $5/2^-$  du  $^{75}\text{Cu}$  ainsi que de l'état fondamental  $9/2^+$  du  $^{75}\text{Zn}$  (voir section 5.4) calculés à l'aide du code ANTOINE [7]. Compte tenu de ces assignations, la transition entre les deux états fondamentaux est première interdite unique ( $\Delta J = 2$  et  $\Delta\pi = 2$ , avec  $\log ft > 8$ ), conduisant à une alimentation  $\beta$  vers l'état fondamental inférieure à 0.12%. L'alimentation  $\beta$  ( $I_\beta$ ) de l'ensemble des niveaux observés dans ce travail a été déterminée grâce à la différence entre la somme des intensités des transitions arrivant sur l'état en question et la somme des intensités des transitions en partant. Les  $\log f$  associés ont été calculés avec le programme LOGFT [21], écrit par N.B. Gove and M.J. Martin. Les décroissances  $\gamma$  des états de 127 et 152 keV n'ont pas été observées dans le spectre single, ne permettant donc pas de déterminer les alimentations  $\beta$  de ces niveaux. Ainsi, les valeurs  $I_\beta$  déduites pour l'ensemble du schéma de décroissance, sont des valeurs supérieures.

Tab. 5.4 – Intensités relatives et absolues des raies  $\gamma$  ( $I_{rel}$ ,  $I_{abs}$ , respectivement) provenant de la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ . Pour les intensités relatives, les valeurs sont normalisées par rapport à la raie la plus intense, qui se trouve être la raie à 420 keV.

$E_\gamma$ (keV)	$I_{rel}$ (%)	$I_{abs}$ (%)	$E_\gamma$ (keV)	$I_{rel}$ (%)	$I_{abs}$ (%)
109.5(1)	15(1)	8.2(7)	1760.0(1)	8.3(8)	4.5(5)
192.9(1)	52(3)	29(2)	1919.3(3)	4.0(5)	2.2(3)
218.0(1)	11.7(9)	6(1)	1942.3(4)	9.4(9)	5.2(5)
268.3(1)	43(3)	24(2)	1981.8(1)	7.8(7)	4.3(4)
293.4(1)	3.5(3)	1.9(2)	1993.0(2)	3.7(5)	2.0(3)
344.9(1)	18(1)	9.9(7)	2090.5(2)	6.9(7)	3.8(4)
420.3(1)	100(7)	55(4)	2217.3(1)	9.6(9)	5.3(5)
475.4(1)	56(4)	31(2)	2430.7(1)	10.8(2)	5.9(3)
489.4(1)	2.1(3)	1.2(2)	2430.7(1)	8.8(2)	4.8(2)
591.8(1)	7.1(6)	3.9(4)	2485.7(1)	16(1)	8.8(4)
667.9(2)	13.1(9)	7.2(6)	2560.5(3)	2.5(4)	1.3(5)
723.4(1)	68.4(5)	38(2)	2666.5(2)	5.4(6)	3.0(4)
798.9(1)	24(2)	13(1)	2675.6(2)	4.4(5)	2.4(8)
1015(2)	1.2(3)	0.7(2)	2742.6(3)	3.7(5)	2.0(3)
1129.4(3)	3.0(4)	1.6(2)	2890.2(2)	4.9(5)	2.7(3)
1143.6(1)	3.4(4)	1.9(2)	2906.7(2)	7.2(7)	3.9(4)
1185.4(2)	3.3(5)	1.8(3)	3018.2(3)	4.9(5)	2.7(3)
1441.9(5)	1.7(4)	0.9(2)	3110.7(3)	4.0(6)	2.2(3)
1496.1(2)	2.0(3)	1.1(3)	3365.7(3)	1.5(1)	0.8(1)
1550.9(1)	5.1(5)	2.8(3)	3398.5(4)	1.5(3)	0.8(2)
3689.6(3)	2.8(4)	1.5(2)			



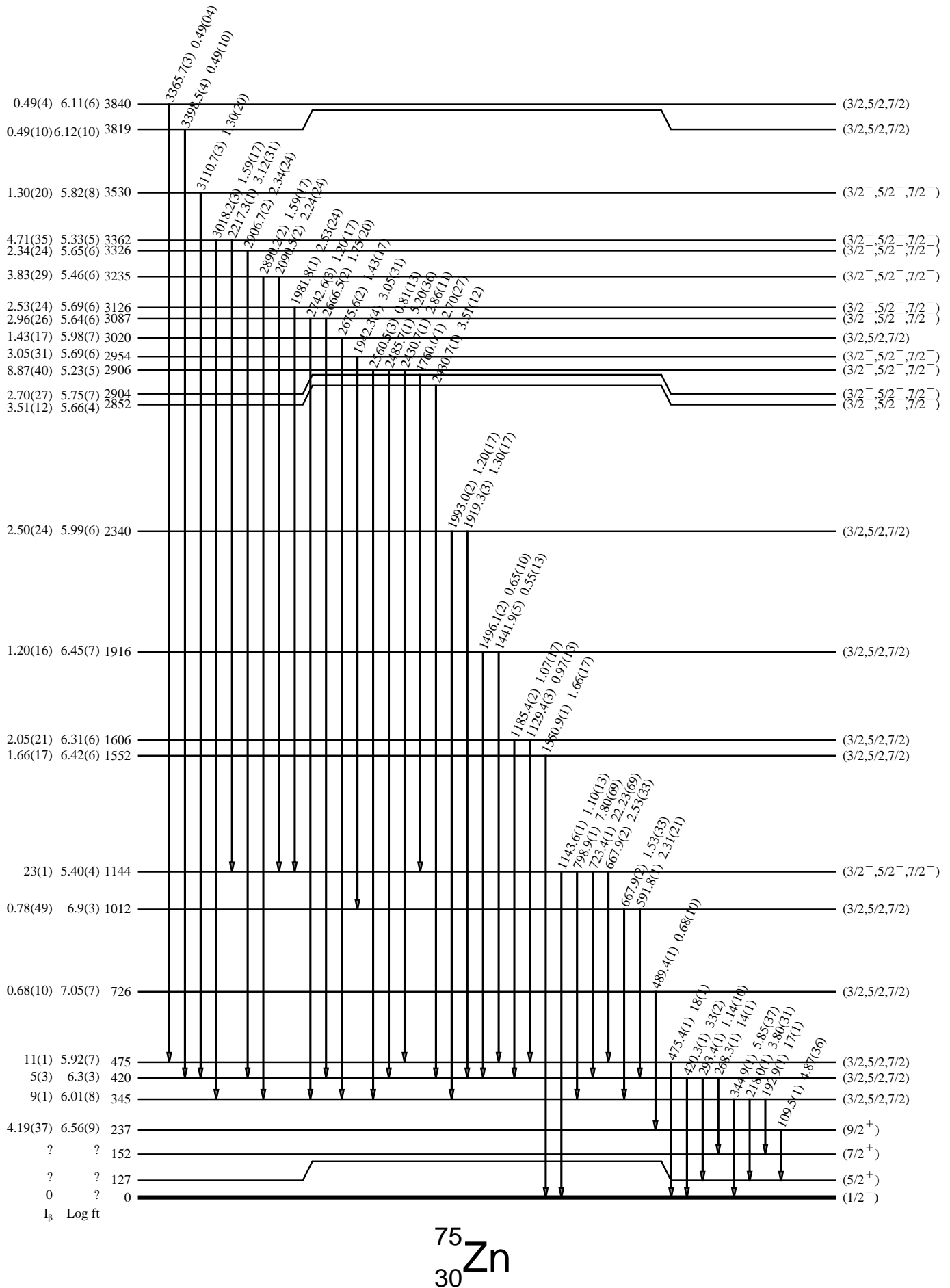


FIG. 5.6 – Schéma de décroissance du <sup>75</sup>Cu.

## 5.4 Assignment des spins

La littérature ne donne aucune indication concernant les spins des états excités de  $^{75}\text{Zn}$ . La seule indication quant au spin de l'état fondamental se trouve dans un article de Ameenah [14]. Il semblerait que celui-ci ait un spin-parité  $J^\pi$  de  $7/2^+$ . Des calculs théoriques menés avec le code ANTOINE, infirme ceci, en attribuant à l'état fondamental du  $^{75}\text{Zn}$  un spin-parité  $J^\pi = 9/2^+$ . On reviendra sur ces résultats dans la partie interprétation à la fin de cette thèse. Les spins assignés sur le schéma de décroissance tiennent compte des valeurs de  $\log ft$ , régissant suivant les règles de sélection les assignations.

## 5.5 Demi-vie

La détermination de la demi-vie a un triple intérêt :

- si possible affiner la mesure de la demi-vie du  $^{75}\text{Cu}$  déjà répertoriée,
- s'assurer de l'appartenance à la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ , permettant donc l'élimination de transitions venant de la filiation radioactive, ce que nous avons fait précédemment,
- identifier des états isomériques du  $^{75}\text{Zn}$ .

Il est essentiel d'être très rigoureux pour la détermination de la demi-vie, c'est pourquoi contrairement à la détermination des  $T_{1/2}$  visibles dans le tableau 5.2, on ne prendra ici qu'un unique run. En effet, chaque run a un temps d'implantation, et de décroissance différent, donc malgré un gain important de statistique, la somme des runs amènerait inévitablement des erreurs sur l'estimation de la demi-vie. Pour obtenir une évaluation de cette dernière, nous avons testé deux méthodes. La première étant la production de spectres  $\gamma$  avec des fenêtres différentes sur les 1.38 s de décroissance du spectre-temps. Les aires des pics des raies  $\gamma$  du  $^{75}\text{Cu}$  peuvent alors être déterminées en fonction du temps. Les raies les plus intenses à 420 keV ainsi qu'à 723 et 193 keV ont donc été utilisées. Leurs aires de pics en fonction du temps sont visibles figure 5.7.

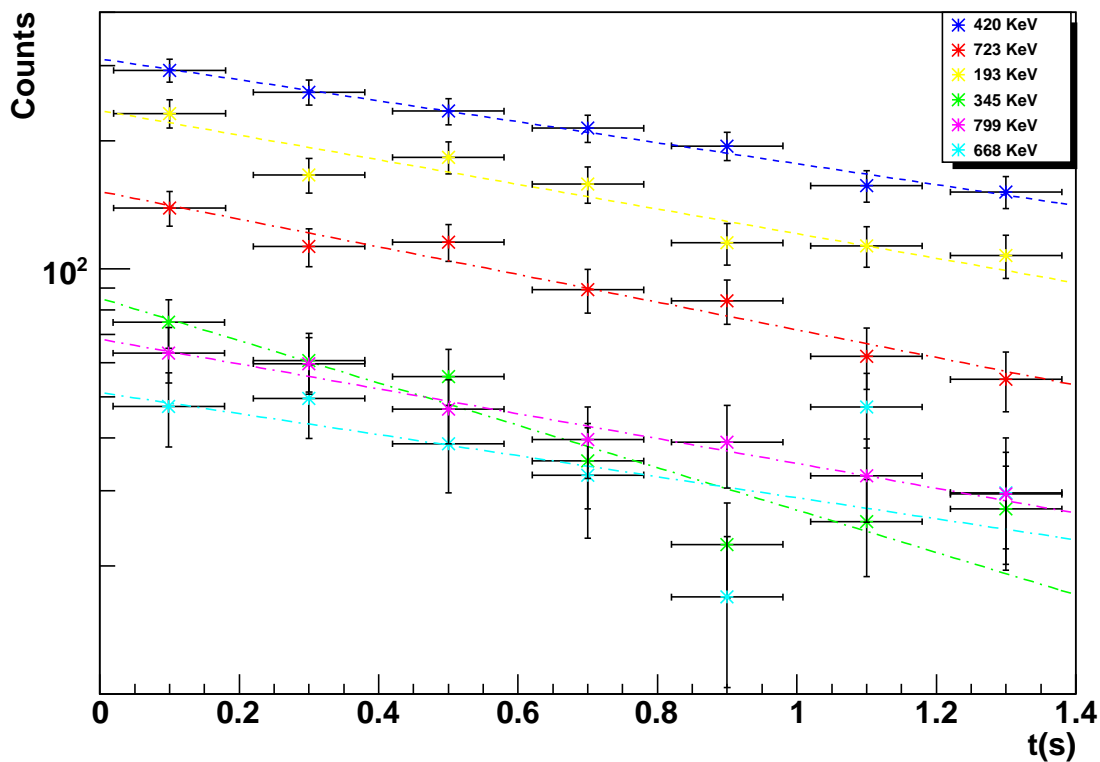


FIG. 5.7 – Aires des pics des transitions 193, 420, 723, 345, 799 et 668 keV pour différentes coupures en temps. Les lignes pointillées représentent les fits exponentiels de nos données.

Les aires des pics 420, 668, 723, 799 et 193 keV du  $^{75}\text{Cu}$  ont été ajustées avec une simple fonction de décroissance exponentielle :  $y = A_1 \cdot \exp(-t/t_1)$  et donnent des valeurs de demi-vie de 1.22(16), 1.25(61), 0.94(1), 1.03(29), 1.07(6) s respectivement. La valeur moyenne des demi-vies obtenues, nous donne un  $T_{1/2} = 1.10(14)$  s.

La seconde méthode est en quelque sorte le "négatif" de la première et consiste à projeter les fenêtres en énergie désirées sur le spectre-temps. Par exemple, sur la figure 5.8 le TDC a été conditionné par la sélection des transitions à 193, 268, 420, 666, 723 et 799 keV. Les projections

sont corrigées du fond et sommées. En raison de la faible statistique entraînant des fluctuations statistiques importantes, ce spectre-temps nécessite un rééchantillonnage afin de réduire les erreurs sur l'ajustement. C'est ce que l'on peut voir sur l'histogramme de droite de la figure 5.8.

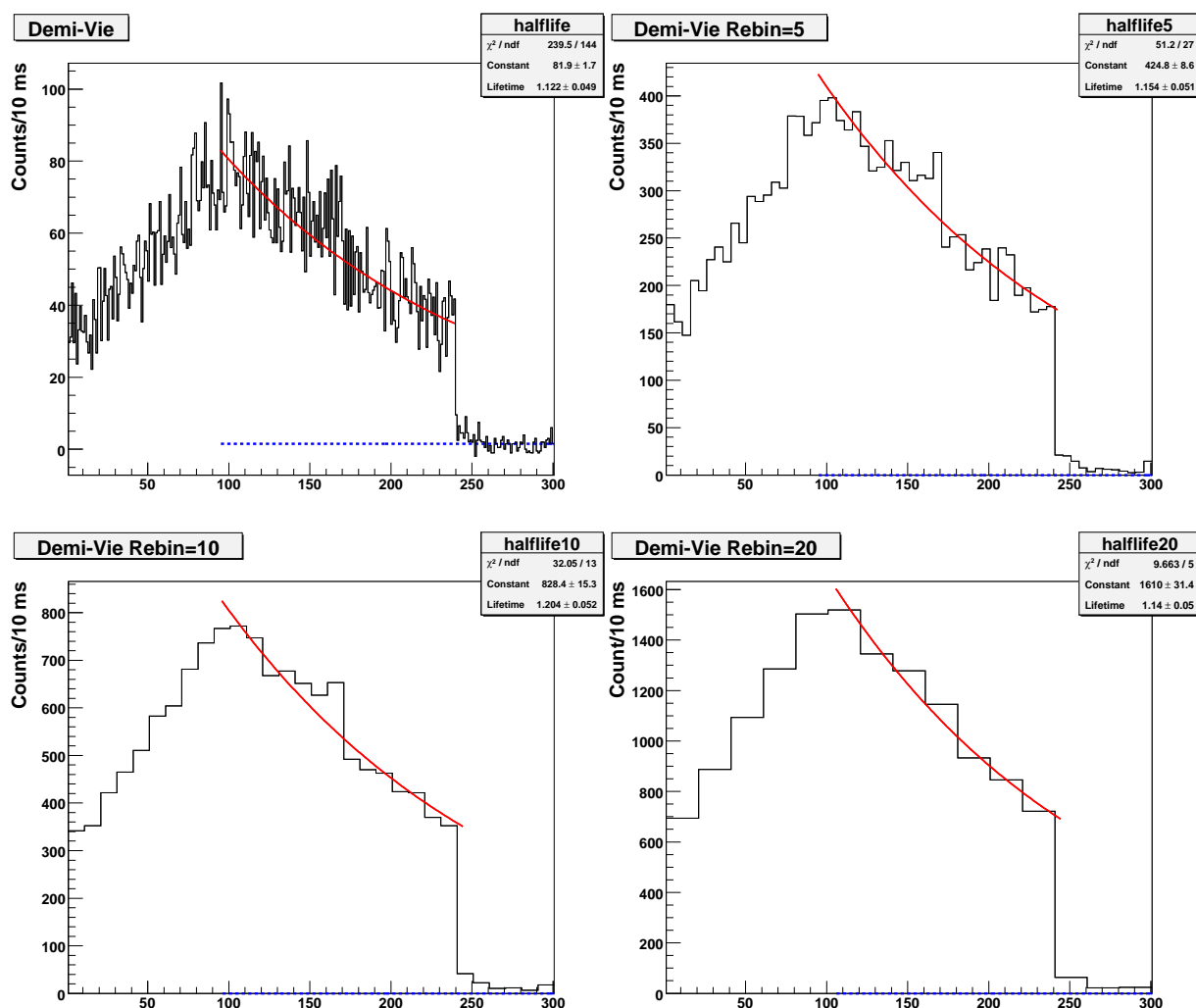


FIG. 5.8 – En haut à gauche, TDC conditionné par la sélection des transitions à 193 keV, 268 keV, 420 keV, 666 keV, 723 keV et 799 keV. La ligne rouge représente le fit exponentiel de nos données. La ligne bleue correspond à l'estimation du fond. La figure en haut à droite montre le même TDC mais rééchantillonné d'un facteur 5. Les deux figures du bas montrent des rééchantillonnages différents : à gauche d'un facteur 10 et à droite d'un facteur 20.

Les ajustement pour ces transitions "pures", donnent pour cette méthode des demi-vies égales à 1.12(5), 1.15(5), 1.20(5) et 1.14(5) s selon l'échantillonnage.

La valeur moyenne des demi-vies par cette méthode, nous donne  $T_{1/2} = 1.15(10)$  s.

Au erreurs près, on retrouve donc par les deux méthodes des valeurs quasiment similaires, légèrement inférieures à celle trouvées lors d'expériences antérieures. Il s'agit toutefois de rester prudent avec les résultats de durée de vie du  $^{75}\text{Cu}$  trouvés. En effet, l'expérience ici analysée n'était pas destinée à mesurer précisément la durée de vie du noyau implanté. Dans notre optique, il s'agit principalement de confirmer l'identification des raies de décroissance.

La raie à 345 keV paraît avoir une demi-vie différente de celle attribuée plus haut au  $^{75}\text{Cu}$ . En effet les deux méthodes, illustrées aux figures 5.7 et 5.9, convergent pour indiquer une demi-vie de 0.76(10) s pour l'une et 0.60(11) s pour l'autre. La moyenne de ces deux valeurs amène à  $T_{1/2}(345\text{keV}) = 0.68(7)$  s.

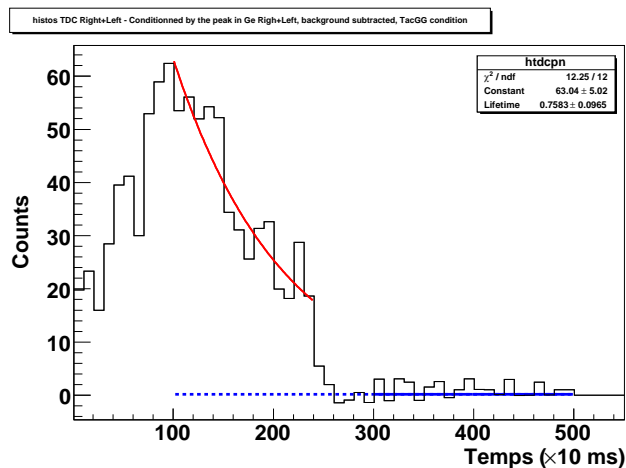


FIG. 5.9 – TDC conditionné par la sélection de la transition à 345 keV. En raison de la faible statistique, l'histogramme a été rebinné d'un facteur 10. La ligne rouge représente le fit exponentiel de nos données. La ligne bleue correspond à l'estimation du fond.

Enfin, dans la figure 5.10, les aires des pics à 254 et à 228 keV appartenant au  $^{75}\text{Ga}$  ont également été représentées. En effet, cet isotope ayant une demi-vie très longue ( $T_{1/2} = 126$  s) comparée au temps d'observation de la décroissance de l'activité déposée (1.38 s), son activité devrait être pratiquement constante. On peut donc dire que de monitorer les aires des pics 254 et 228 keV est une manière de donner le temps mort du système d'acquisition. Ici, les aires des pics restent quasiment constantes, avec moins 1% d'erreur, on peut donc négliger les effets du temps mort.

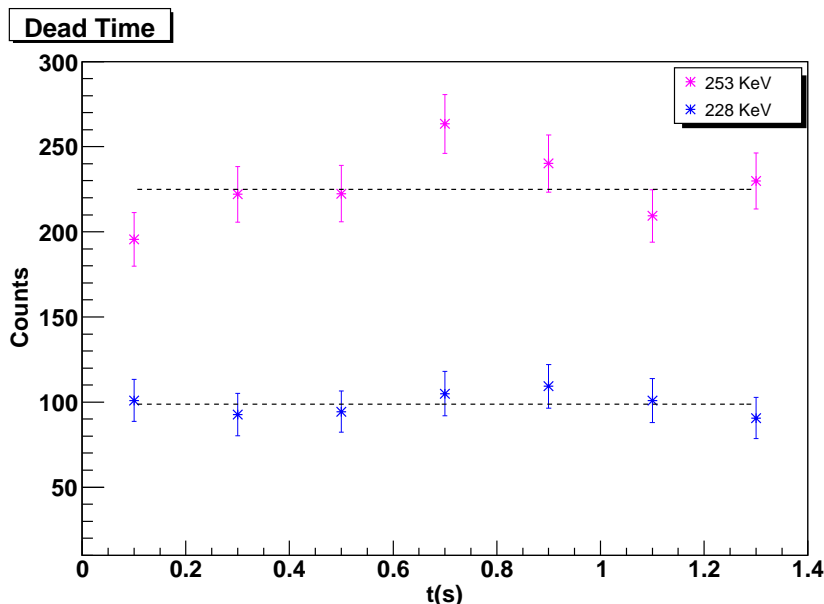


FIG. 5.10 – Aires des pics des transitions 228 et 253 keV pour différentes coupures en temps. Ces deux transitions appartiennent à la décroissance du  $^{75}\text{Ga}$ . Elles servent à monitorer le temps-mort du système.

# Chapitre 6

## Analyse du $^{73}\text{Cu}$

### 6.1 Historique des expériences portant sur le $^{73}\text{Cu}$

La décroissance  $\beta$  de l'isotope  $^{73}\text{Cu}$  a été étudiée pour la première fois au GSI (Darmstadt, Allemagne) entre une cible de  $W$  et un faisceau de  $^{76}\text{Ge}$  ayant une énergie de 9 MeV/u. [50]. Durant cette expérience, cinq raies  $\gamma$  ont été observées et attribuées à la décroissance du  $^{73}\text{Cu}$ , sur la base de la rapide décroissance de leur intensité comme l'illustre le tableau 6.1. La demi-vie du  $^{73}\text{Cu}$  fut également déterminée grâce à la projection de la transition à 450 keV, donnant une valeur de 3.9(3) s.

Tab. 6.1 – Energies et intensités relatives ( $I_{rel}$ ) des raies  $\gamma$  provenant de la décroissance du  $^{73}\text{Cu}$ , publiées dans [50]. Les valeurs sont normalisées par rapport à la raie la plus intense

$E_\gamma$ (keV)	$I_{rel}$ (%)
199.2(3)	17(2)
306.8(3)	10(2)
449.7(3)	100(5)
502.0(3)	12(2)
674.4(3)	9(3)

Une expérience suivante [51], réalisée par le même groupe permis la mise en évidence d'un isomère à 195 keV dans la chaîne isobarique  $A=73$ . En effet, une raie  $\gamma$  de 195 keV est présente dans les données singles alors qu'elle est inexistante dans les spectres en coïncidence  $\beta$ . La demi-vie résultante de cette raie donne une valeur de  $T_{1/2} = 5.8(8)$  s. En outre, une nouvelle transition à 42 keV fut découverte dans les spectres en coïncidence  $\beta$ . Elle est caractérisée par une demi-vie comparable à celle de la raie à 195 keV. Les auteurs arrivèrent à la conclusion que la raie à 195 keV provient d'un état isomérique du  $^{73m}\text{Zn}$  ayant une durée de vie de 5.8 s, tandis que la transition à 42 keV suit, quant à elle, la décroissance  $\beta$  de l'état isomérique et appartient donc au  $^{73}\text{Ga}$ .

Par la suite, une amorce de schéma des premiers niveaux du  $^{73}\text{Zn}$  fut construite par Bernas et al. [4] grâce à une réaction  $^{76}\text{Ge}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{O})^{73}\text{Zn}$ , où trois niveaux à 280(40), 500(40) et 1140(40) keV furent identifiés.

Enfin, une expérience de décroissance du  $^{73}\text{Cu}$  fut réalisée à MSU [25]. Les isotopes ont été produits par fragmentation d'un faisceau de  $^{76}\text{Ge}$ , ayant une énergie de 70 MeV/u dans une cible de  $^9\text{Be}$ . Les données de décroissance permirent de trouver une demi-vie de 4.4(3) s. Quasiment toutes les transitions observées dans ce dernier travail avaient déjà été vues dans l'expérience

de Runte et al. de 1983, exceptée une raie à 195 keV et une autre à 1560 keV. Néanmoins, les raies à 674 et 1560 keV montraient des coïncidences avec la raie à 450 keV. Le schéma de décroissance partiel issu de cette analyse est représenté à la figure 6.1

Le tableau suivant donne les résultats décrits dans l'article de Huhta et al..

Tab. 6.2 – Energies, intensités relatives ( $I_{rel}$ ) et raies en coïncidence des raies  $\gamma$  provenant de la décroissance du  $^{73}\text{Cu}$ , publiées dans [25]. Les valeurs des intensités sont normalisées par rapport à la raie la plus intense.

$E_\gamma$ (keV)	$E_{level}$ (keV)	$I_{rel}$ (%)	Raies en coïncidence
195.5(2)	195.5(2)		
307.2(2)	307.2(2)	12(1)	
449.6(2)	449.6(2)	100(4)	674,1559
502.2(2)	502.2(2)	17(2)	
674.4(2)	1124.0(4)	7(1)	450
1559.3(2)	2008.9(4)	2(1)	450

L'assignation des  $J^\pi$  s'est basée sur l'étude systématique des noyaux de Zn ainsi que sur des calculs théoriques. L'étude de la raie à 195 keV montra un comportement isomérique avec une durée de vie de 13.0(2) ms, en contradiction avec les résultats de Runte et al. de 1985. Cette étude montra également une alimentation  $\beta$  vers l'état fondamental de 42(12)%. Étrangement, la transition à 199 keV, trouvée précédemment par Runte et al. en 1983, ne fut pas observée dans les données de coïncidences  $\beta$ - $\gamma$ . De même, la raie à 42 keV, n'a pu ni être confirmée, ni infirmée. En effet, l'appareillage utilisé lors de cette expérience ne pouvait permettre la visualisation de raies ayant des énergies inférieures à 100 KeV.

Pour terminer, une mesure de la demi-vie du  $^{73}\text{Cu}$  fut réalisée auprès d'ISOLDE. Il s'agit d'une réaction similaire à celle utilisée par l'expérience ici étudiée : des protons de 1 GeV induisent la fission d'une cible de  $^{238}\text{U}$ . La demi-vie ainsi trouvée par Köster et al. est de 4.22(15) s [28].

## 6.2 Analyse des données ISOLDE

Lors de l'expérience I09, le  $^{73}\text{Cu}$  a été produit uniquement avec les lasers "on" pendant une période d'environ 32 minutes. Pour étudier les produits de décroissance du  $^{73}\text{Cu}$  et tout particulièrement le  $^{73}\text{Zn}$ , le faisceau radioactif est implanté sur la bande se trouvant au sein du dispositif expérimental. Après une période d'implantation, le faisceau est stoppé pour permettre la décroissance des produits de réaction. Afin de s'affranchir le plus possible des activités de longue durée de vie, la bande est déplacée, puis après un temps d'attente, il y a à nouveau implantation et ainsi de suite (voir figure 6.2).

Dans le but de placer de possibles transitions  $\gamma$  partant d'états isomériques, les spectres single ont été comparés dans les figures 6.4 et 6.5 pour un même détecteur à des données de coïncidence. Afin d'avoir une meilleure perception visuelle, le spectre  $\gamma$  conditionné par la détection simultanée d'un  $\beta$  a été normalisé par un facteur 0.18(3) dans le but de superposer sa ligne de fond à celle du spectre single. On peut observer sur les figures 6.4, 6.5 quatre pics présents dans le spectre single mais inexistant dans le spectre conditionné : 315, 610, 1460 et 2614 keV. Les deux dernières raies  $\gamma$  sont associées respectivement à la décroissance de  $^{40}\text{K}$ ,  $^{208}\text{Tl}$  venant du fond naturel. Pour les deux premières raies  $\gamma$ , le fait qu'elles n'apparaissent pas dans le spectre avec validation  $\beta$  semble indiquer que ces deux raies  $\gamma$  sont des transitions retardées isomériques soit dans le  $^{73}\text{Cu}$ , soit dans le  $^{73}\text{Zn}$ . Dans le schéma de niveaux du  $^{73}\text{Cu}$ , on trouve un niveau à 961 keV qui est la raie somme des raies 351 et 610 keV. On peut donc supposer que ces raies appartiennent bien au  $^{73}\text{Cu}$ .

En outre, toujours sur les mêmes figures, on peut voir la présence de la transition à 195 keV

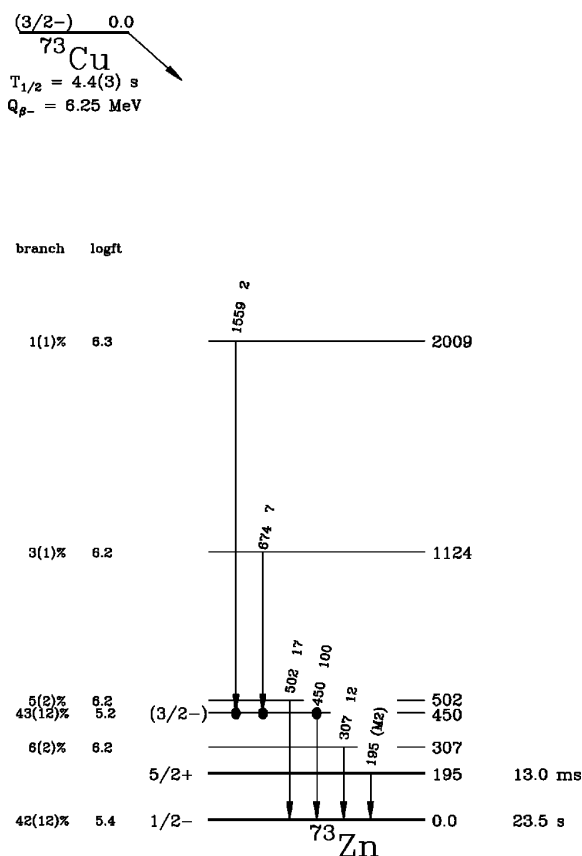


FIG. 6.1 – Schéma de décroissance du  $^{73}\text{Cu}$  proposé par [25]. Les valeurs de  $\log ft$  sont calculées en considérant une valeur de  $Q_{\beta} = 6.25 \text{ MeV}$ .

dans les deux jeux de données. Cependant, relativement aux autres raies, cette transition est clairement plus forte dans les données singles que dans les données de coïncidence  $\beta$ - $\gamma$ . Comme les données n'ont été prises qu'avec les lasers en mode on, il nous faut analyser les résultats différemment que pour la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ . Les raies, visibles dans le spectre conditionné par la détection simultanée d'un  $\beta$  sont reportées dans le tableau 6.3. On en a déduit les aires des pics avec fond soustrait. Ce sont ces valeurs qui serviront pour le calcul d'intensité des raies  $\gamma$ . Le fait de ne pas avoir de données sans identification laser nous handicape dans le processus de discrimination entre raies venant de contaminations et raies issues de la décroissance du  $^{73}\text{Cu}$ .

On va tenter de s'affranchir au maximum de cet obstacle en comparant les spectres  $\gamma$  conditionnés par différentes parties du spectre TDC. Dans les faits, il s'agit de mettre en parallèle le spectre  $\gamma$  résultant d'un conditionnement sur les zones de fond du TDC (zones "Bgr" de la figure 6.2) avec le spectre  $\gamma$  provenant de la projection de la zone de décroissance ("Decay"). Les deux spectres sont alors normalisés l'un par rapport à l'autre en appliquant un facteur multiplicatif, de l'ordre de 0.18(3), appliqué au spectre issu de la projection de la zone de décroissance (figure 6.6). La comparaison de ces deux spectres permet l'identification de raies ayant des durées de vie longues, que l'on supposera être issues de la décroissance  $\beta$ - $\gamma$  de noyaux produits lors de réglages antérieurs sur des masses différentes. En effet, les raies visibles dans le spectre  $\gamma$  conditionné par "Bgr" sont nécessairement liées à l'implantation d'une activité en dehors de la bande. Il peut s'agir :

- soit de raies  $\gamma$  associées à la décroissance de l'isotope de durée de vie courte que l'on est



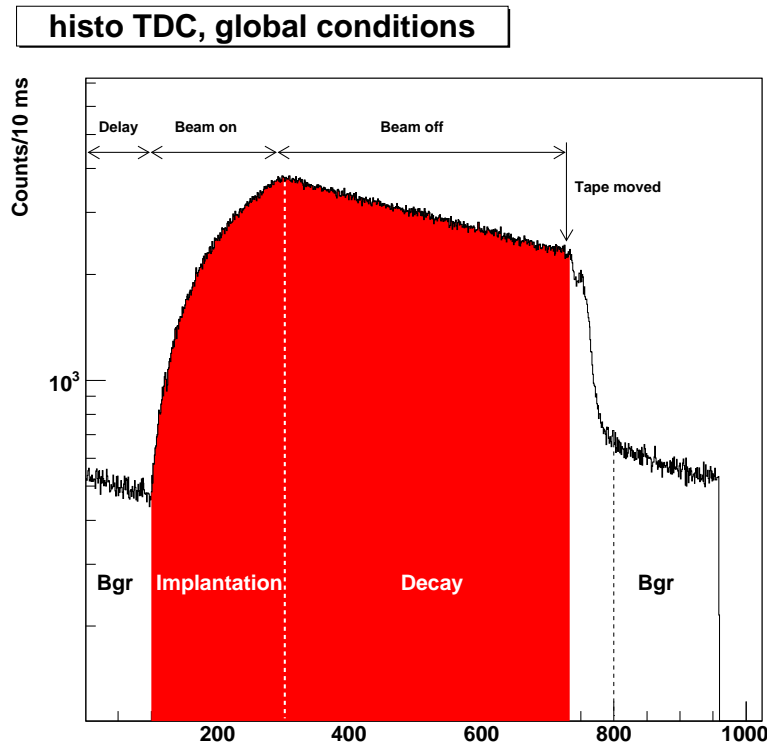


FIG. 6.2 – Spectre TDC du  $^{73}\text{Cu}$ . Sur l'axe des abscisses, un canal correspond à 10 ms. On peut donc mesurer une durée d'implantation d'environ 2 s et une durée de décroissance avoisinant les 4.3 s. Les moments avant l'implantation et après le déplacement de la bande, correspondant à du fond, sont également mis en évidence sur le spectre.

en train de produire, et dans ce cas, on s'attend à ce que les intensités des raies soit plus grandes dans le conditionnement "Decay" que dans le conditionnement "Bgr". En effet, la partie "Decay" comprend deux contributions : l'activité de ce que l'on implante sur la bande ainsi que l'activité implanté à côté, la première étant bien supérieure à la seconde,

- soit de raies gamma venant de filiations d'activités de longues durées de vie implantées lors de runs précédents. Dans ce cas les intensités des raies devraient être les mêmes que soit la coupure en TDC.

Ainsi, les pics surmontés du symbole ▼ sont associés à la décroissance d'isotopes de longues durées de vie. Dans le tableau 6.3, les lignes correspondant à ces raies polluantes sont surlignées de couleurs. On peut également vérifier le caractère polluant de ces raies par la détermination de leur demi-vie, en projetant les fenêtres en énergie désirées sur le spectre-temps. De tels exemples sont donnés en figure 6.3. L'ensemble de cette procédure nous donne l'occasion de déterminer les diverses pollutions rencontrées. Elles sont précisées dans le tableau 6.3 par un code de couleurs :

- La décroissance du  $^{73}\text{Zn}$  est montrée par un surlignage jaune,
- La décroissance du  $^{71m}\text{Zn}$  est montrée par un surlignage magenta,
- La décroissance du  $^{72}\text{Ga}$  est montrée par un surlignage cyan,
- La décroissance du  $^{73}\text{Ga}$  est montrée par un surlignage vert.

Ces identifications fondées sur les durées de vie associées aux transitions  $\gamma$ , ainsi qu'aux données disponibles dans la littérature sont confirmées par les relations de coïncidences  $\gamma$  entre les raies appartenant à ces différents contaminants, répertoriées dans la dernière colonne du tableau.

La raie à 265 keV est surmontée d'un ▼ dans le spectre 6.6, toutefois cette raie semble être en

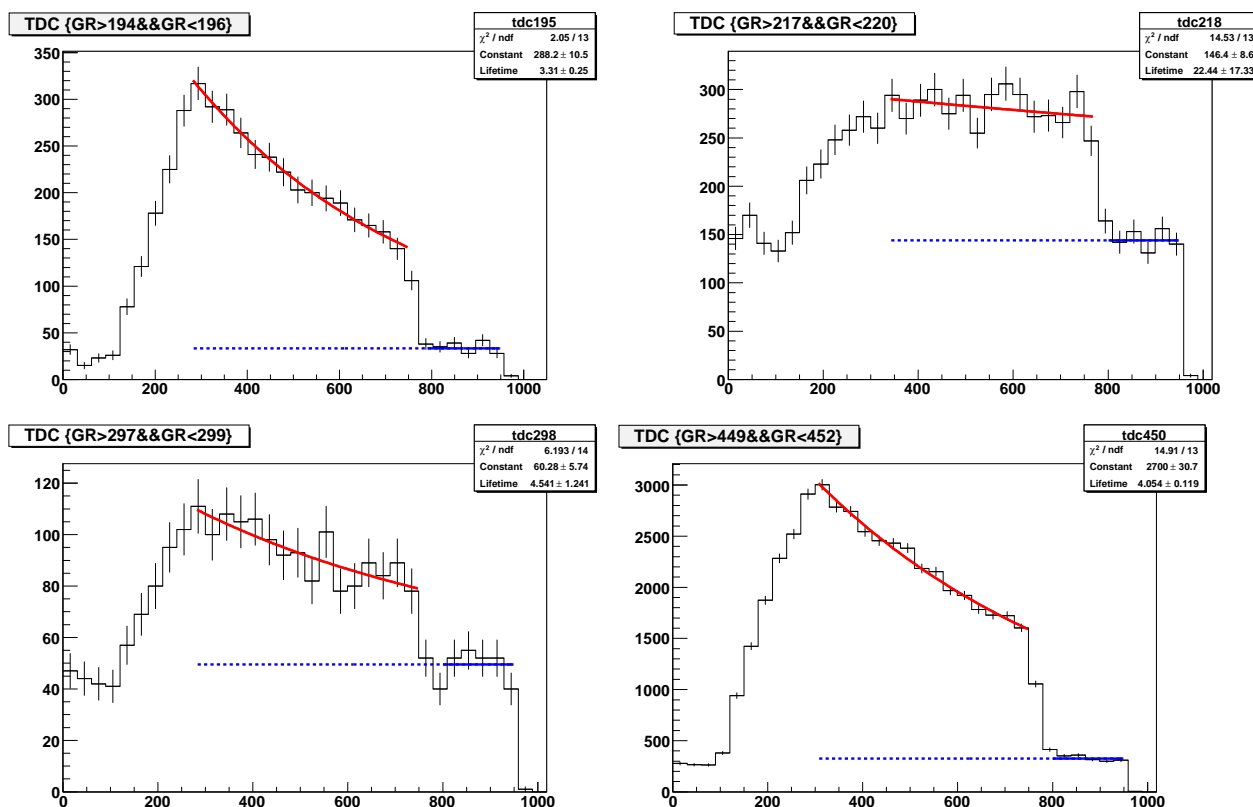


FIG. 6.3 – Spectres TDC conditionnés par les raies  $\gamma$  à 195, 218, 298 et 450 keV.

coïncidence avec des raies provenant sans ambiguïtés de la décroissance du  $^{73}\text{Cu}$ , comme on peut le voir au tableau 6.3. L'interprétation faite de cette particularité semble indiquer à la fois une appartenance à la décroissance du  $^{73}\text{Cu}$  et à la décroissance d'un isotope de longue durée de vie. Dans ce cas précis, le polluant incriminé doit provenir de la décroissance du  $^{75}\text{Ge}$ , issu de la filiation du  $^{75}\text{Cu}$  produit lors d'un run précédent. N'ayant pas de certitudes quant à la véracité de son appartenance à la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$  et donc ne connaissant pas la part venant de la contamination dans l'intensité de cette raie, celle-ci sera exclue du schéma de décroissance clôturant cette analyse expérimentale.

A l'instar de la raie à 265 keV, la transition à 622 keV pose problème. Cette dernière a une relation de coïncidence certaine avec les raies à 307 et 502 keV appartenant à la décroissance du  $^{73}\text{Cu}$ , comme l'illustre le tableau 6.3. Cependant cette raie est fortement polluée par la raie à 620 keV appartenant à la décroissance du  $^{71m}\text{Zn}$ . Cet état de fait est accrédité par la figure 6.6 où l'on voit dans le spectre  $\gamma$  projeté selon les zones "Bgr", un pic intense à 620 keV et dans le spectre  $\gamma$  projeté selon la zone "Decay" un pic à 622 keV avec une traîne sur sa gauche. En outre, la projection "622 keV- $\gamma$ " tabulée au tableau 6.3 montre également des coïncidences avec les lignes à 386 et 489 keV connues pour appartenir à la décroissance du  $^{71m}\text{Zn}$ . Comme son existence dans le processus de décroissance du  $^{73}\text{Cu}$  a pu être prouvée, cette transition sera placée sans doutes dans le schéma de décroissance. Les seules réserves que l'on peut avoir sont liées à son intensité relative, qui peut être surévaluée en raison d'une discrimination imparfaite des aires des deux composantes.

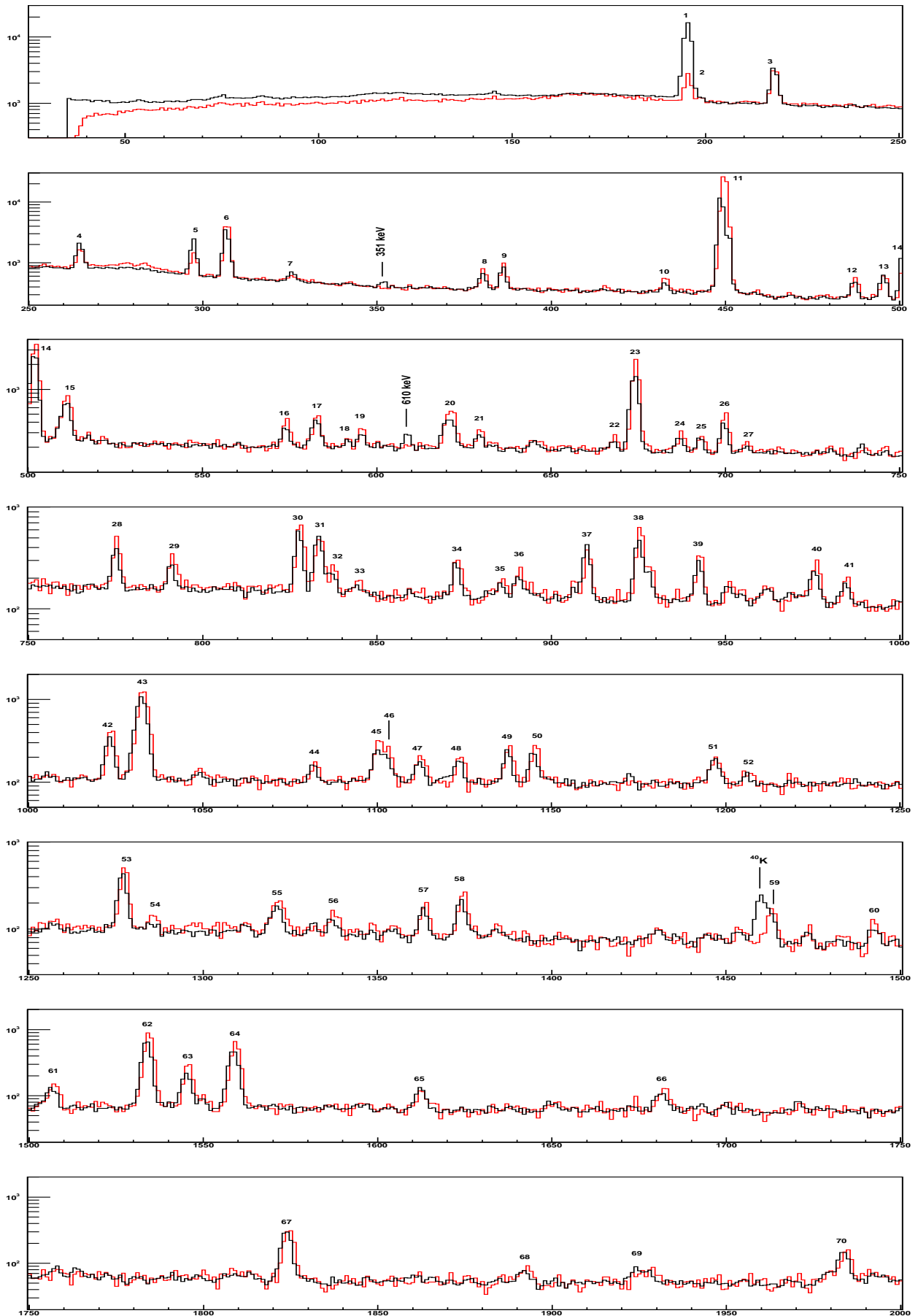


FIG. 6.4 – Comparaison des données singles (en noir) et des données en coïncidence (en rouge) pour la masse  $A=73$ . Pour l'ensemble des données, il y a ionisation par lasers.

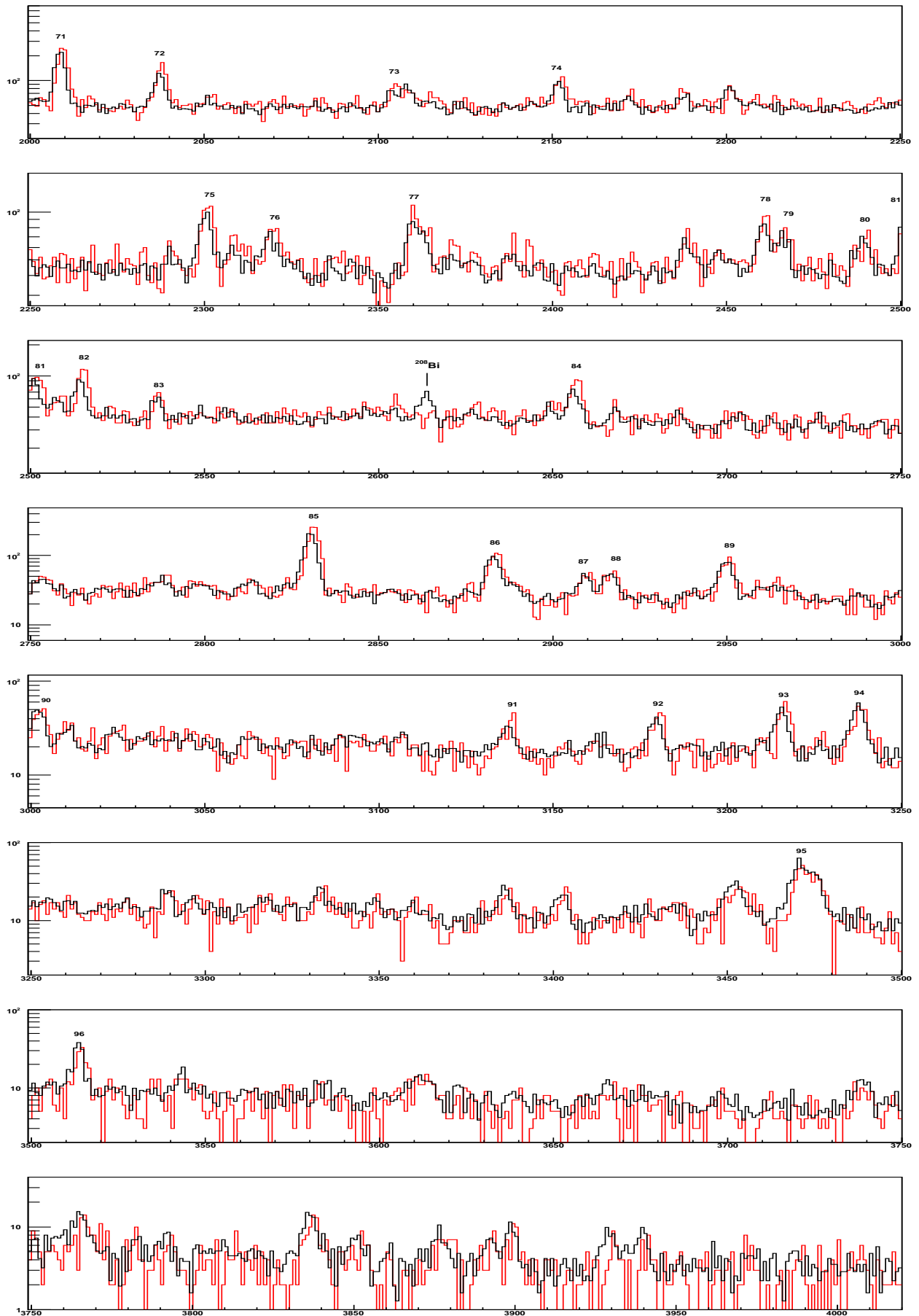


FIG. 6.5 – Suite.

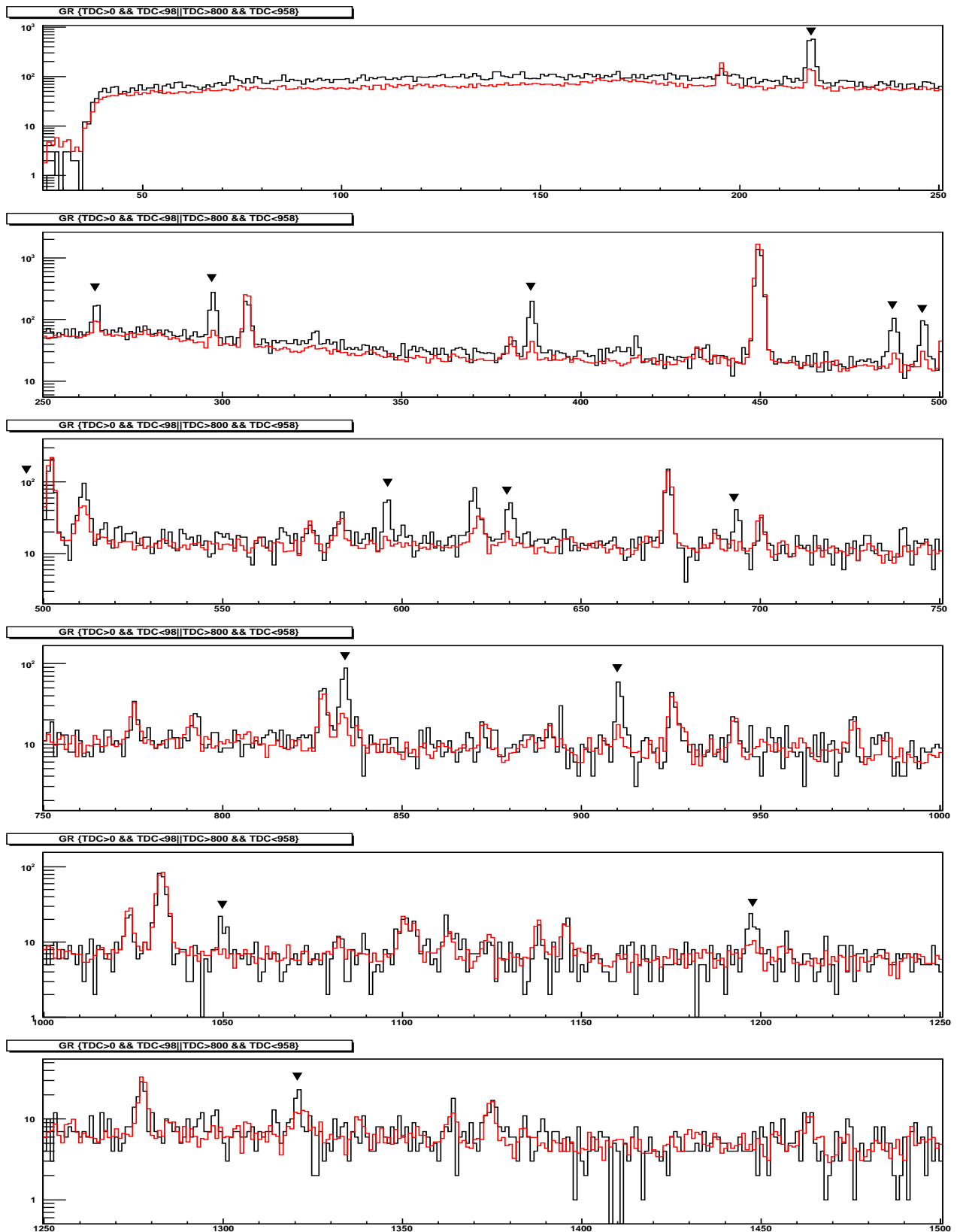


FIG. 6.6 – Comparaison des spectres  $\gamma$  provenant de la projection des zones "Bgr" (fond : spectre noir) et "Decay" (Décroissance : spectre rouge) du spectre TDC (Fig. 6.2), afin de séparer les activités de longue et courte durée de vie. De manière à avoir une meilleure perception visuelle, le spectre "Decay" a été ramené à une échelle commune par un facteur 0.18(3). Sur l'axe des abscisses est représenté la valeur des énergies en keV. Les pics surmontés du symbole ▼ sont des pics uniquement issus du fond.

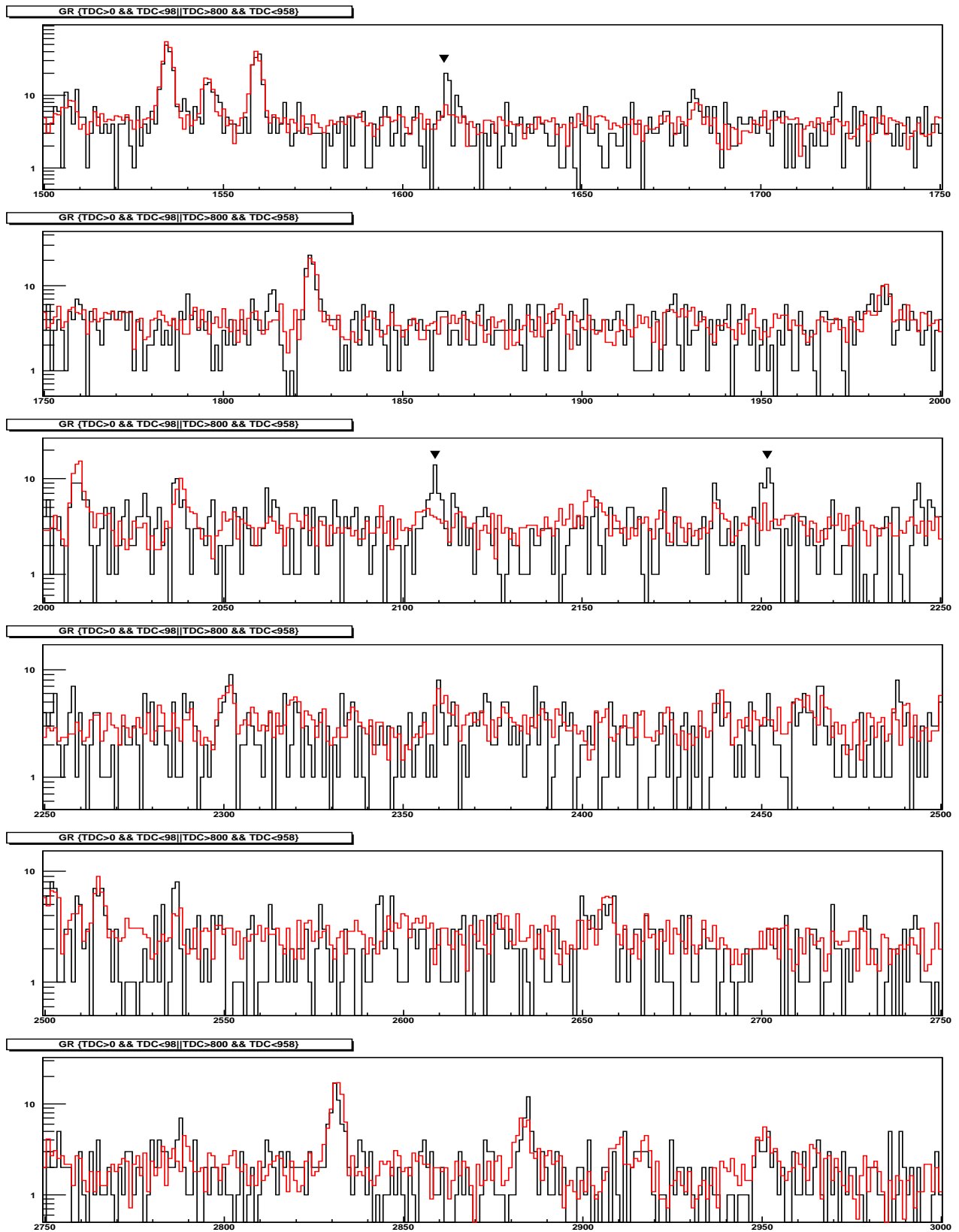


FIG. 6.7 – Suite.

Tab. 6.3: Centroïdes, aires des raies  $\gamma$  avec leurs intensités relatives pour le  $^{73}\text{Zn}$ . Les intensités sont normalisées par rapport à la raie la plus intense, soit la raie à 450 keV. Toutes les données sont extraites des mesures laser-on conditionnées par la détection d'un  $\beta$ . Les raies  $\gamma$  observées en coïncidence sont listées dans la dernière colonne. Les lignes colorées correspondent à des raies provenant de l'implantation d'isotopes à côté de la bande lors de mesures antérieures (voir le corps du texte).

N <sup>o</sup>	Centroïdes (keV)	Aires	$T_{1/2}$ (s)	$I_{rel}$ (%)	$\gamma$ en coïncidence
1	196.058(23)	3194(97)		46(4)	451(18)
2	199.32(20)	290(59)		0.3(1)	252(?),891(?)
3	218.468(17)	4828(120)	13(6)		182(?),449(10),692(16), 816(?),1198(10)
4	265.45(4)	1715(106)	3(2)	2.0(2)	185(24),2831(8)
5	298.03(4)	1487(63)			-
6	307.499(11)	7661(140)	4.1(9)	10.0(1)	379(23),620(24),774(22), 873(14),1507(19),2832(23), 2951(12)
7	381.27(5)	864(46)		1.3(1)	306(18),502(20)
8	386.96(4)	1167(49)			487(31),511(14),595(10), 619(25)
9	416.3(3)	128(35)		0.2(1)	300(?),469(?),495(?)
10	433.46(8)	506(40)		0.9(1)	449(23)
11	450.367(4)	57855(332)	3.9(2)	100(7)	583(42),674(323),700(25), 828(62),925(123),1100(41), 1375(43),1534(194),1546(65), 1559(137),2038(39),2360(12), 2364(18),2467(),2502(18), 2515(22),2657(22),2884(41), 2911(13),3003(13),3218(14)
12	488.08(7)	619(41)			386(80),620(16)
14	496.32(6)	753(43)			1196(17),1613(17)
15	502.701(11)	7126(127)	5.1(9)	13(1)	380(19),621(32),775(28), 873(19),1323(15),1506(10), 2832(32),3183(?)
16	510.56(13)	566(74)			386(12),450(18),510(137), 595(14)
17	512.20(7)	1162(78)			
18	574.83(7)	510(36)	-	1.1(1)	450(14)
19	583.53(6)	652(38)	0.7(3)	1.4(1)	450(44)
20	596.46(12)	294(32)			387(11),511(10)
21	621.97(4)	1019(44)	2(1)	2.2(2)	307(29),386(24),487(17), 502(30)
22	630.37(13)	278(31)			198(13),834(14),1050(6)
23	646.1(3)	107(28)		0.2(1)	450(??)
24	668.99(20)	174(29)		0.4(1)	450(25)
25	675.010(16)	4595(99)	4.3(9)	10.6(8)	449(338)
26	688.19(14)	253(30)		0.6(1)	-
27	693.92(18)	193(29)			218(18)
28	700.75(6)	761(40)	4(2)	1.8(2)	449(37),846(?)
29	776.08(6)	770(42)	2(1)	2.0(2)	307(28),502(21),2461(?)

Continu sur la page suivante

TAB. 6.3 – Suite

N <sup>o</sup>	Centroïdes (keV)	Aires	$T_{1/2}$ (s)	$I_{rel}$ (%)	$\gamma$ en coïncidence
30	792.16(9)	432(34)		1.1(1)	1033(18)
31	828.74(4)	1353(55)	2.6(5)	3.6(3)	206(?),449(70)
32	834.32(5)	926(45)			630(14),1364(6)
33	838.28(15)	261(30)		0.7(1)	-
34	873.94(9)	500(51)		1.4(2)	306(10),450(?),501(16)
35	891.84(13)	289(30)		0.8(1)	449(25)
36	907.4(3)	127(26)		0.4(2)	239(?)
37	911.32(7)	563(37)			-
38	926.29(4)	1192(55)	4(1)	3.5(3)	449(109)
39	929.28(12)	305(32)		0.9(1)	-
40	943.43(7)	493(34)		1.5(1)	2152(9)
41	962.8(3)	99(24)		0.3(1)	
42	976.90(8)	434(32)		1.3(1)	1031(16)
43	985.67(14)	217(27)		0.7(1)	-
44	1024.50(7)	870(40)	4(1)	2.7(2)	1207(10),1463(11),2402(?)
45	1033.659(24)	3921(91)	5(2)	12.3(9)	792(12),975(20)
46	1050.1(3)	125(26)			?
47	1083.05(23)	194(27)		0.6(1)	-
48	1101.21(13)	633(51)		2.1(2)	450(36)
49	1104.01(20)	410(48)		1.3(2)	-
50	1113.45(13)	358(30)		1.2(1)	449(9)
51	1124.70(15)	322(29)		1.1(1)	?? ?928 ???
52	1138.73(10)	515(33)		1.7(2)	-
53	1146.35(10)	536(34)	-	1.8(2)	449(?)
54	1198.03(12)	294(28)			217(17),497(?),910(?)
55	1207.2(3)	102(22)		0.4(1)	451(19),1025(?)
56	1278.27(5)	1083(55)		3.9(3)	2461(?)
57	1286.5(3)	111(24)		0.4(1)	449(14)
58	1322.45(11)	391(35)		1.5(2)	307(18),449(11),503(11)
59	1338.46(21)	183(27)		0.7(1)	450(9)
60	1364.61(14)	299(30)		1.1(1)	832(10)
61	1375.54(9)	512(39)		2.0(2)	449(41)
62	1464.08(13)	279(26)		1.1(1)	264(?),828(5),1023(9)
63	1493.68(22)	142(22)		0.6(1)	-
64	1508.16(14)	253(25)		1.0(1)	307(38),503(9)
65	1535.31(3)	2372(65)	2.6(5)	9.9(7)	263(?),449(193)
66	1546.65(6)	685(34)	4(2)	2.9(2)	450(58)
67	1560.20(4)	1701(53)	2(3)	7.1(9)	449(136)
68	1613.68(23)	176(28)			495(25)
69	1683.25(18)	245(33)		1.1(2)	-
70	1825.50(6)	900(51)		4.2(4)	-
71	1893.7(3)	118(20)		0.6(1)	1023(?)
72	1985.53(14)	274(29)		1.4(2)	-
73	2010.43(7)	647(40)		3.3(3)	-
74	2038.85(11)	352(29)		1.8(2)	449(33)
75	2106.09(23)	129(22)		0.7(1)	449(10)
76	2110.2(4)	81(19)			

Continu sur la page suivante



TAB. 6.3 – Suite

N <sup>o</sup>	Centroïdes (keV)	Aires	$T_{1/2}$ (s)	$I_{rel}$ (%)	$\gamma$ en coïncidence
77	2153.60(17)	189(26)		1.0(2)	195(??),450(??),943(?)
78	2173.6(4)	62(18)		0.3(1)	
79	2188.9(3)	83(19)		0.4(1)	
80	2202.6(3)	91(19)		-	-
81	2302.06(17)	232(32)		1.3(3)	-
82	2321.0(3)	125(23)		0.7(1)	307(?),447(?),509(7)
83	2362.5(3)	259(39)		1.5(2)	449(24)
84	2462.30(19)	177(23)		1.0(1)	1277(?)
85	2468.0(3)	118(20)		0.7(1)	449(25)
86	2488.6(10)	38(20)		0.2(1)	
87	2491.9(5)	82(21)		0.5(1)	
88	2503.01(16)	221(24)		1.3(2)	449(13)
89	2509.8(4)	76(18)		0.5(1)	
90	2516.33(14)	266(27)		1.6(2)	449(22)
91	2537.9(4)	84(18)		0.5(1)	
92	2657.98(19)	206(32)		1.3(2)	451(19)
93	2832.44(7)	864(45)	2(1)	5.7(5)	307(19),502(27)
94	2884.98(12)	357(26)		2.4(2)	450(26)
95	2890.7(6)	74(17)		0.5(1)	
96	2911.1(3)	137(19)		0.9(1)	450(12)
97	2918.2(3)	150(20)		1.0(2)	?????-???
98	2951.54(17)	270(25)		1.8(2)	307(?),502(?)
99	3003.9(3)	104(24)		0.7(2)	449(10)
100	3139.0(3)	92(16)		0.7(1)	
101	3181.6(3)	104(16)		0.8(1)	306(?),501(?)
102	3217.97(21)	148(19)		1.1(2)	-
103	3239.75(20)	158(20)		1.2(2)	-
104	3455.1(5)	107(16)		0.8(1)	-
105	3474.37(22)	273(27)		2.1(3)	-
106	3515.77(23)	89(17)		0.7(1)	

Les demi-vies pour chaque raie  $\gamma$ , ainsi que leurs relations de coïncidences sont également données dans le tableau 6.3. Ces résultats sont dérivés de la méthode de soustraction explicitée précédemment. De même, les résultats sont conditionnés sur un TAC prompt. Les spectres de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  présentent parfois une statistique faible du fait des multiples conditionnements des données. C'est pourquoi pour certaines raies  $\gamma$ , l'évidence de coïncidence est peu marquée. Ceci est indiqué par un point d'interrogation entre parenthèses dans la dernière colonne du tableau.

Du fait de son caractère isomérique, la raie à 195 keV nécessite un traitement particulier : en effet, l'intensité relative déduite (3.1(2)%) grâce aux données avec validation  $\beta$  est tronquée. Ainsi, l'intensité a été obtenue en considérant le nombre coups observés en singles et en comparant le nombre de coups observés en singles et en coïncidence pour les raies non isomériques à 307, 502, 621 et 675 keV. Cette procédure nous donne au final une intensité relative de 46(4)% pour la raie à 195 keV.

TAB. 6.4 – Transitions de cross-over.

$E_{\gamma_1}$	$E_{\gamma_2} + E_{\gamma_3}$	$A_{\gamma_1}$	$A_{\gamma_2}$	$A_{\gamma_3}$	$B_{\gamma_3}$	$\varepsilon_{\gamma_3}$	$A_{\text{summing}}$
502	307+195	7126(127)	7661(140)	3194(97)	1	1.98	152(3)
688	381+307	253(30)	864(46)	7661(140)	0.4	1.46	5.0(3)
1024	574+450	870(40)	510(36)	57855(332)	1	1.11	5.7(4)
1033	583+450	3921(91)	652(38)	57855(332)	1	1.11	7.2(4)
	838+195	3921(91)	261(30)	3194(97)	1	1.98	5.2(6)
1139	943+195	183(27)	493(34)	3194(97)	1	1.98	9.8(7)
1279	828+450	1083(55)	1353(55)	57855(332)	1	1.11	15.01(6)
1375	792+583	512(39)	432(34)	652(38)	0.11	0.92	0.5(1)
1560	977+583	1701(53)	434(32)	652(38)	0.11	0.92	0.5(1)
1826	792+1033	900(51)	432(34)	3 921(91)	0.89	0.92	3.5(3)
	1376+450	900(51)	512(39)	57855(332)	1	1.11	5.7(4)
	1323+502	900(51)	391(35)	7126(127)	0.56	1.02	2.2(2)
1986	1535+450	274(29)	2372(65)	57855(332)	1	1.11	26.3(7)
2010	1508+502	647(40)	253(25)	7126(127)	0.56	1.02	1.4(1)
	1560+450	647(40)	1701(53)	57855(332)	1	1.11	18.9(6)
	977+1033	647(40)	434(32)	3921(91)	0.89	0.61	2.4(2)
2038	1464+574	352(29)	279(26)	510(36)	0.29	0.93	0.8(1)
2467	1892+574	118(20)	118(20)	510(36)	0.29	0.93	0.3(1)
2489	1464+1024	38(20)	279(26)	870(40)	0.71	0.61	1.2(1)
	2038+450	38(20)	352(29)	57855(332)	1	1.11	3.9(3)
2918	2467+450	150(20)	118(20)	57855(332)	1	1.11	1.3(2)
	1892+1024	150(20)	118(20)	870(40)	0.71	0.61	0.5(1)
3454	2952+502	107(16)	270(25)	7126(127)	0.56	1.02	1.5(1)
	3004+450	107(16)	104(24)	57855(332)	1	1.11	1.1(3)
3473	3182+307	273(27)	104(16)	7661(140)	0.44	1.46	0.7(1)

### 6.3 Schéma de décroissance

Les relations de coïncidence données dans la dernière colonne du tableau 6.3, ainsi que des arguments énergétiques nous permettent dès lors de construire le schéma de décroissance du  $^{73}\text{Cu}$  pour la majorité des raies listées dans ce tableau. Ce dernier est illustré figure 6.8, où sont également données les valeurs de  $I_{\beta}$  pour chaque état ainsi que les  $\log ft$  associés. Toutefois, il nous a fallu avant la construction finale du schéma de décroissance, s'assurer de la réalité des raies trouvées, en vérifiant qu'elles ne sont pas issues d'un simple effet de somme en raison de la position très rapprochée des détecteurs Ge lors de l'expérience<sup>1</sup>. On a donc listé l'ensemble des raies de cross-over<sup>2</sup> dans le tableau 6.4. Aucune raie ne paraît résulter d'un tel effet de somme, assurant la réelle existence de l'ensemble des transitions vues. Les valeurs de  $\log ft$  calculées prennent en compte une alimentation vers de fondamental de 42%, valeur trouvée par Huhta et al.. Néanmoins, le schéma de décroissance mis au jour par ce groupe est assez incomplet, surestimant, par exemple, l'alimentation de l'état à 450 keV.

<sup>1</sup>Voir Section 4.8.

<sup>2</sup>Voir Section 5.3.

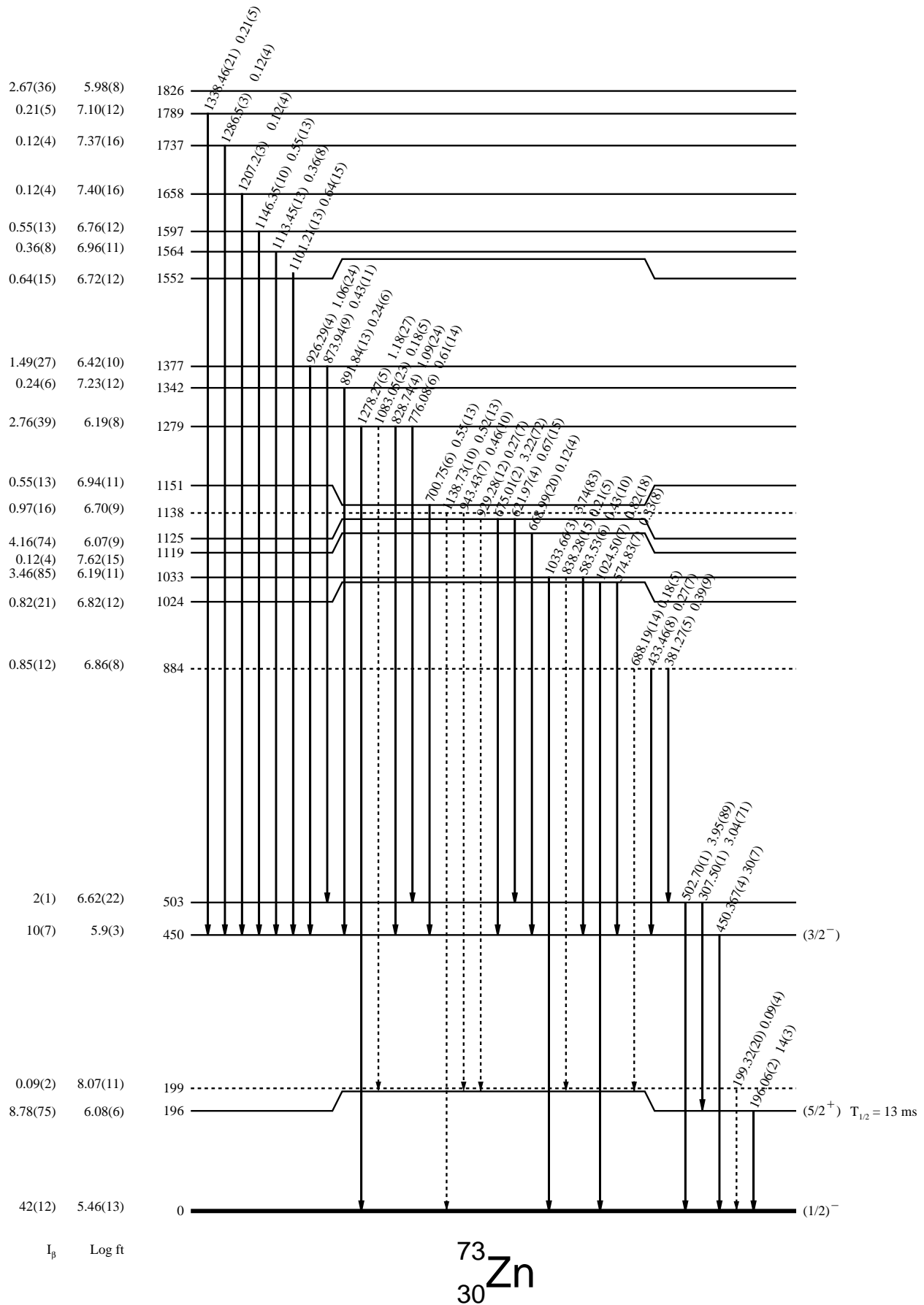
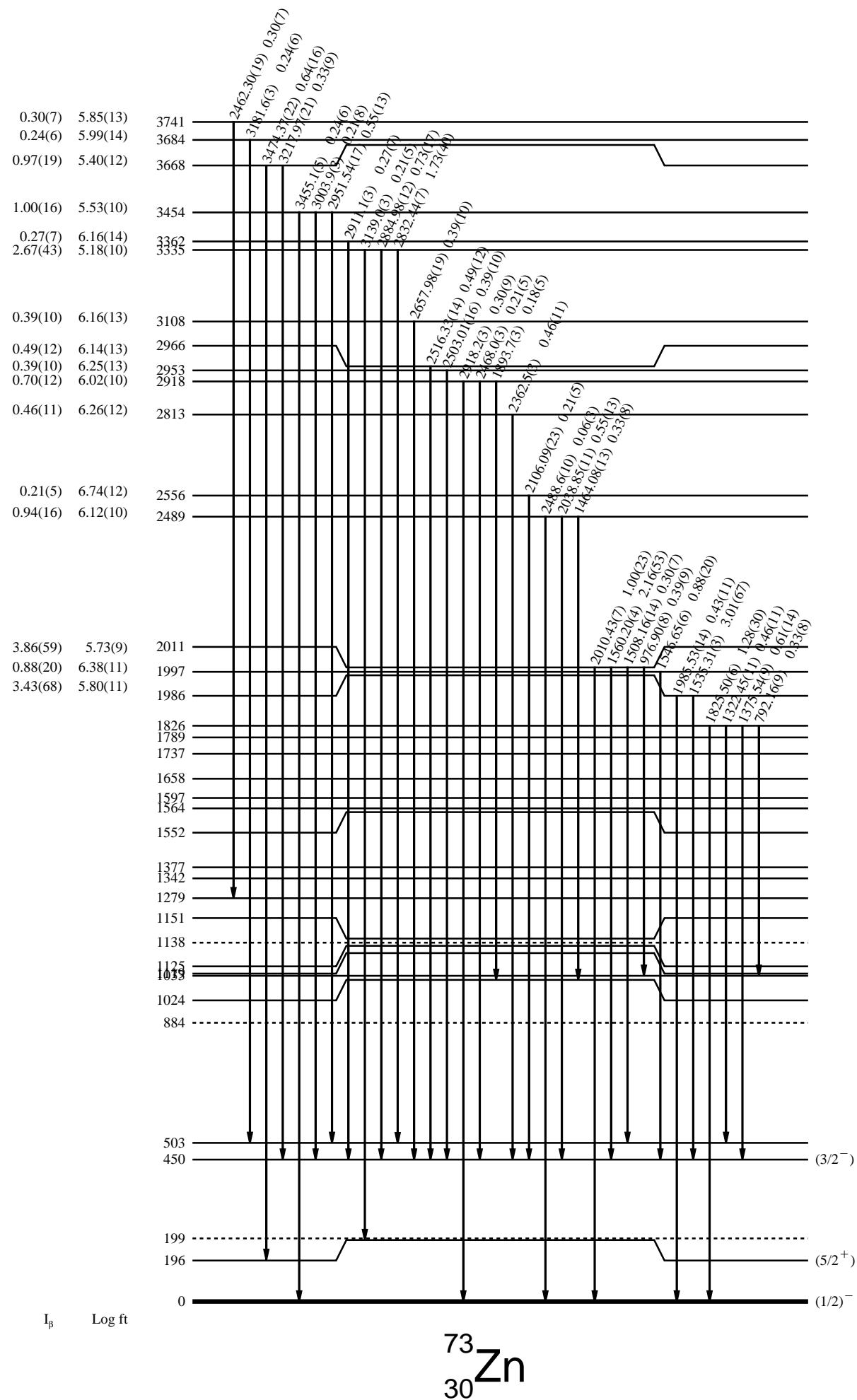


FIG. 6.8 – Schéma de décroissance du  $^{73}\text{Cu}$  issu de cette analyse. Les valeurs de  $\log ft$  tiennent compte de la valeur  $Q_\beta = 6.25$  MeV. Sur cette figure est représenté le schéma de décroissance pour des énergies d'excitation inférieures à 2 MeV. Sur la figure ci-contre, le schéma de décroissance est montré jusqu'à une énergie d'excitation de 3.7 MeV.



## 6.4 Détermination de la durée de vie

La durée de vie du fondamental du  $^{73}\text{Cu}$  a été déterminée en sommant dans le spectre TDC des raies  $\gamma$  (307, 450, 503, 675 keV) appartenant à la décroissance du  $^{73}\text{Cu}$ , suivant la procédure décrite précédemment et illustrée par les spectres de la figure 6.9. En raison de la faible statistique entraînant des fluctuations statistiques importantes, ce spectre-temps nécessite un rééchantillonnage afin de réduire les erreurs sur les paramètres de l'ajustement. C'est ce que l'on peut voir sur les histogrammes de droite et du bas de la figure 6.9. Les différentes valeurs de durée de vie déduites des ajustements, sont visibles dans les inserts. La valeur moyenne donne pour la durée de vie de  $^{73}\text{Cu}$ ,  $T_{1/2} = 4.33(12)$  s. Aux erreurs près, on retrouve une valeur assez proche de celles trouvées lors des expériences précédentes.

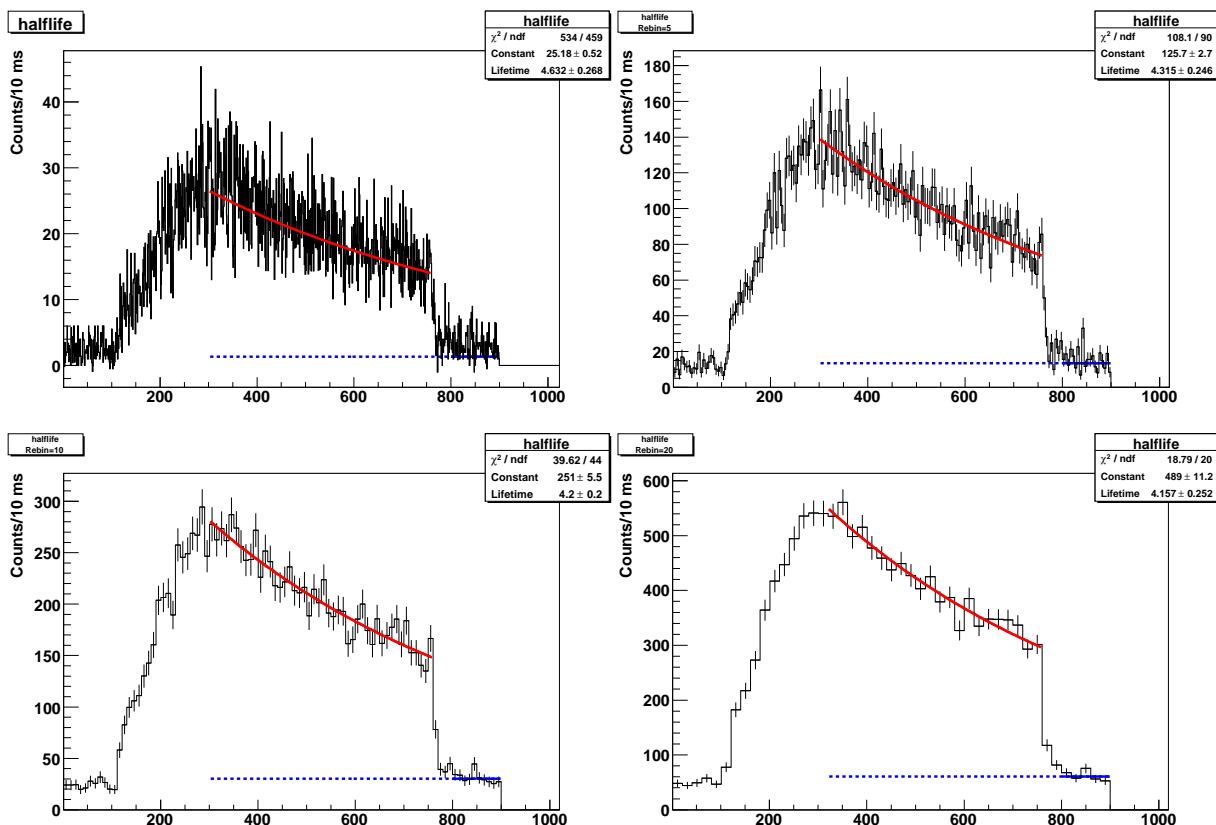


FIG. 6.9 – En haut à gauche, TDC conditionné par la sélection des transitions à 307, 450, 503, 675 keV. La ligne rouge représente le fit exponentiel de nos données. La ligne bleue correspond à l'estimation du fond. La figure à sa droite montre le même TDC mais rééchantillonné d'un facteur 5. Les deux figures du bas montre des échantillonnages différents : à gauche d'un facteur 10 et à droite d'un facteur 20.

Les demi-vies déduites des travaux de Runte et al. et Huhta et al. sont en désaccord concernant la durée de vie de la transition à 195 keV. Le premier groupe trouva  $T_{1/2}(195\text{keV}) = 5.8(8)$  s alors que le second groupe obtint  $T_{1/2}(195\text{keV}) = 13.0(2)$  ms. Dans le but d'évaluer la durée de vie de l'état à 195 keV, on a considéré le spectre Tac  $\beta$ - $\gamma$  conditionné par la raie à 195 keV, fond soustrait. Celui-ci ne présente pas de pic "prompt", comme on peut en observer un dans la figure 4.11, ce qui confirme le caractère isomérique de la transition.

En outre, nous n'avons pas observé de coïncidences  $\gamma$  franches avec cette raie. La fenêtre totale du Tac  $\gamma$ - $\gamma$  est d'environ 0.5 ms (voir figure 4.11), et celle du Tac  $\beta$ - $\gamma$  d'environ 1 ms. Il semblerait donc que la durée de vie du niveau à 196 keV soit grande par rapport celles-ci. Mais d'un autre côté, le fait de voir cette raie dans les données singles suggère que la durée de vie de cet état n'est pas assez longue pour que la décroissance  $\beta$  soit compétitive. En effet, la projection de

la raie à 196 keV sur le TDC (figure 6.3), nous amène à une valeur  $T_{1/2}(196\text{keV}) = 3.31(25)$  s. Cette valeur est relativement proche de la demi-vie de l'état fondamental du  $^{73}\text{Cu}$ , allant dans le sens d'un état isomérique de durée de vie très courte en regard de la durée de vie du  $^{73}\text{Cu}$ . L'ensemble de ces assertions nous laisse à penser que l'état isomérique de 196 keV a une durée de vie de l'ordre de 10 ms, ce qui est corroboré par la demi-vie mesurée et estimée à 10 ms par G.Georgiev [19], lors de son travail de thèse.

## 6.5 Discussion

Grâce à une statistique totale bien supérieure à celles obtenues lors d'expériences précédentes, il nous a été possible d'élaborer un schéma de décroissance assez complet pour  $^{73}\text{Cu}$ . Ce dernier est globalement en accord avec l'amorce de schéma de décroissance initiée par Runte et al., à part le placement de la transition à 307 keV qui invalide l'existence d'un état excité à cette énergie dans  $^{73}\text{Zn}$ . Cette raie est clairement en coïncidence avec l'ensemble des raies également en coïncidence avec la raie à 503 keV, tendant à prouver que cette transition part d'un même état que la raie à 503 keV. Autre divergence avec les données antérieures, l'existence de la raie à 42 keV, répertoriée dans l'article de Runte et al.. Cette dernière ne peut être vue dans nos données en raison d'une efficacité de détection très faible dans cette région de basses énergies. Par raisonnement intuitif, on peut subodorer que cette raie s'insère entre les niveaux à 237 keV et 195 keV, toutefois sans certitudes.

En raison d'une statistique trop faible, il n'a pas été possible de déduire la demi-vie de la raie à 198 keV, alors que l'analyse de la raie à 195 keV nous a permis d'estimer celle-ci à 10 ms.



## Chapitre 7

# Analyse du $^{71}\text{Cu}$

### 7.1 Historique

A l'inverse des noyaux présentés jusqu'à maintenant, la connaissance de la décroissance du  $^{71}\text{Cu}$  était déjà assez étoffée. En effet, deux campagnes de mesures ont donné de nombreux résultats, principalement publiés dans les articles [13] et [50]. Ils sont résumés dans le tableau 7.1.

TAB. 7.1 – Energies et assignations des états, ainsi que transitions  $\gamma$  provenant de la décroissance  $\beta$  du  $^{71}\text{Cu}$ , publiées dans [50]

$E_{level}$ (keV)	$J^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$E_{level}$ (keV)	$J^\pi$	$E_\gamma$ (keV)
0.0	$1/2^-$		2417(10)	$3/2^+, 5/2^+$	
157.7(13)	$9/2^+$	158	2523(10)	$3/2^+, 5/2^+$	
286.3(14)	$(5/2)^+$	128.6(2)	2538(10)	$(3/2^+, 5/2^+)$	
465(5)	$5/2^-, 7/2^-$		2612(10)	$3/2^+, 5/2^+$	
489.8(3)	$1/2^-, 3/2^-$	489.7(4)	2713(10)	$3/2^+, 5/2^+$	
674.7(3)	$(3/2)^-$	184.8(3)	2752(10)	$3/2^+, 5/2^+$	
		674.8(3)	3039(10)	$3/2^+, 5/2^+$	
853(5)	$(5/2)^+$		3098(10)	$3/2^+, 5/2^+$	
1052(10)			3178(10)	$3/2^+, 5/2^+$	
1078(10)			3350(10)	$(1/2^+)$	
1261.3(5)	$(5/2)^+$	586.5(4)	3412(10)	$(3/2^+, 5/2^+)$	
1421(10)	$(3/2)^-$		3498(10)	$(1/2^+)$	
1629(10)	$1/2^+$		3626(10)	$(3/2^+, 5/2^+)$	
1661(10)	$(5/2)^+$		3654(10)		
1742(10)			3746(10)		
1791.3(8)	$(1/2, 3/2, 5/2^-)$	1791.3(8)	3765(10)		
1856.5(6)	$(3/2^+, 5/2^+)$	595.2(5)	3779(10)		
2179.5(5)	$(5/2)^+$	1504.8(5)	3842(10)		
		2021.7(12)	3860(10)		
2377.0(5)	$1/2^+$	197.5(2)	3890(10)		
		520.4(3)	3926(10)		

Dès 1967, D. Von Ehrenstein et al. [13] ont pu construire un schéma de niveaux partiel jusqu'à une énergie d'excitation de 3926 keV pour  $^{71}\text{Zn}$  grâce à la réaction  $^{70}\text{Zn}(d,p)^{71}\text{Zn}$  lors d'une expérience réalisée à Argonne.



En 1983, en fragmentant un faisceau de  $^{76}\text{Ge}$  à 9 MeV/u dans une cible de W, Runte et al. [50] ont identifié et mesuré la demi-vie ( $T_{1/2} = 19.5(16)$  s) du  $^{71}\text{Cu}$  auprès du séparateur de masse du GSI. De plus, des mesures d'intensités relatives ainsi que de  $\log ft$  ont été obtenues. Un état isomérique de 3.96(5) h a également été observé dans  $^{71}\text{Zn}$ . Le spin et la parité de l'état fondamental du  $^{71}\text{Cu}$  n'ont pas été assignés clairement jusqu'à présent. Cependant S.Franchoo et al. [15] suggèrent par des études systématiques que celui-ci serait  $J^\pi = 3/2^-$ . En effet, on observe une migration des états  $3/2^-$  et  $5/2^-$  dans le  $^{69}\text{Cu}$  et  $^{71}\text{Cu}$ , associés à l'occupation des orbitales  $p_{3/2}$  et  $f_{5/2}$  par le proton célibataire du Cuivre. En suivant l'évolution de ces deux orbitales, on s'attend à ce que l'état  $3/2^-$  soit au-dessous de l'état  $5/2^-$  jusqu'au  $^{73}\text{Cu}$  au moins.

## 7.2 Décroissance du $^{71}\text{Cu}$

Les données pour les runs de  $^{71}\text{Cu}$  ont été prises en mode laser-on et laser-off, permettant une identification des raies gamma résonnantes issues de la décroissance de  $^{71}\text{Cu}$  et  $^{71}\text{Zn}$ . Le temps total de mesure pour les données laser-on est de 1500 s et de 3540 s pour les données laser-off. La figure 7.1, montre le spectre singles avec les lasers réglés pour l'ionisation des Cu, et le spectre singles obtenu sans lasers. Tous deux sont pris avec le détecteur Ge ayant une efficacité relative de 64%. Les deux spectres sont très notablement différents. Le spectre laser-on contient de très nombreuses raies non visibles dans le spectre laser-off, qui peuvent être assignées à l'activité supplémentaire du  $^{71}\text{Cu}$  ionisé par laser. Néanmoins, il est clair que le spectre laser-on contient également de l'activité ne venant pas de l'ionisation laser. Contrairement aux isotopes vus plus haut, la majorité de cette contamination ne provient pas de l'ionisation de surface. En effet, pour des masses A comprises entre 70 et 73, le faisceau est majoritairement dominé par le Cuivre. Les lignes apparaissant autant dans les données singles que listmode sont dues aux quelques contaminants récurrents. Pour les identifier et ainsi s'en affranchir, on compare le spectre  $\gamma$  laser-on obtenu en coïncidence avec la détection d'une particule  $\beta$  au spectre singles laser-on précédemment vu à la figure 7.1. Le temps de prise de données est le même. Les spectres (voir figure 7.3) sont assez similaires. Seules quelques transitions sont fortement amoindries, telles les raies à 264, 1460 et 2615 keV. La raie à 264 keV provient certainement de la décroissance du  $^{75}\text{Ge}$ , implanté à côté de la bande lors d'un réglage antérieur sur la masse A=75 (ligne surlignée en jaune dans le tableau 7.2). Les deux autres raies sont issues respectivement de  $^{40}\text{K}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ . En outre, les aires des raies résonnantes ont été comparées dans les deux spectres. Aucune différence notable n'a été vue : cela tend à démontrer l'inexistence de candidats à des transitions  $\gamma$  isomériques dans le  $^{71}\text{Zn}$ .

Les raies identifiées, ainsi que les raies en coïncidence avec celles-ci sont listées dans la dernière colonne du tableau 7.2. Dans cette dernière colonne, on observe des raies  $\gamma$  écrites en rouge. Ce traitement indique que ces raies possèdent la même intensité suivant un conditionnement TAC  $\gamma$ - $\gamma$  prompt ou retardé. Les aires des pics sont issues des spectres on et off-résonance avec conditionnement  $\beta$  et les relations de coïncidence ont été déduites par projection  $\gamma$ - $\gamma$  avec soustraction du fond et condition TAC  $\gamma$ - $\gamma$  prompt. Les demi-vies, également listées, ont été extraites du spectre-temps TDC conditionné par les différentes raies, fond soustrait. La mesure de la demi-vie est alors obtenue par un simple ajustement exponentiel. Pour pallier à la faible statistique, un rééchantillonnage d'un facteur 10 a été appliqué. Les lignes du tableau surlignées en cyan indiquent des raies provenant de la décroissance du  $^{71}\text{As}$ , issu de la filiation de runs précédents également dédiés à l'étude de la décroissance du  $^{71}\text{Cu}$ , mais ne possédant pas les caractéristiques nécessaires à leur utilisation dans cette analyse.

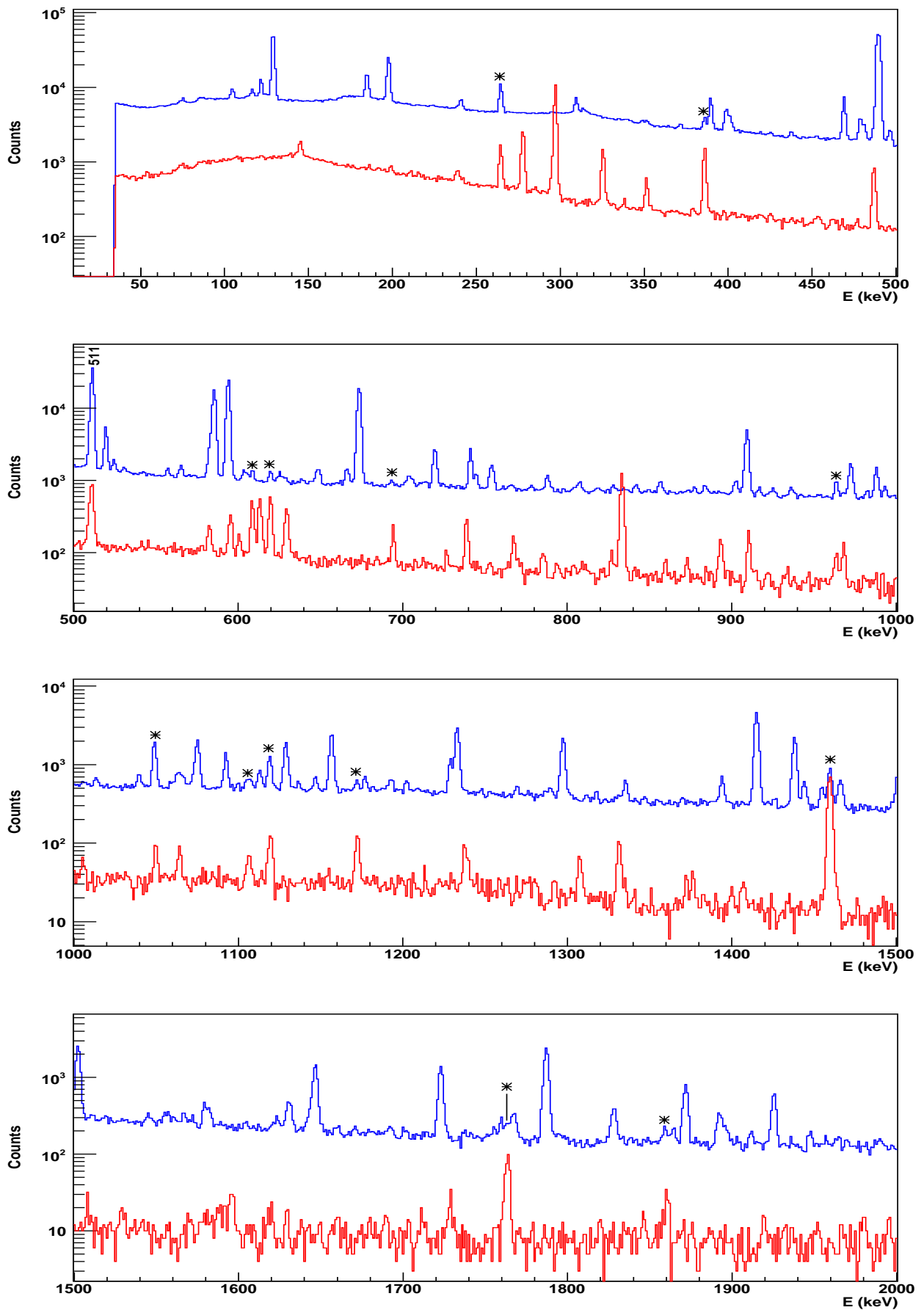


FIG. 7.1 – Le spectre single on-résonance (en bleu) est comparé au spectre singles off-résonance (en rouge). Les raies surmontées d'une étoile représentent des raies contaminantes.

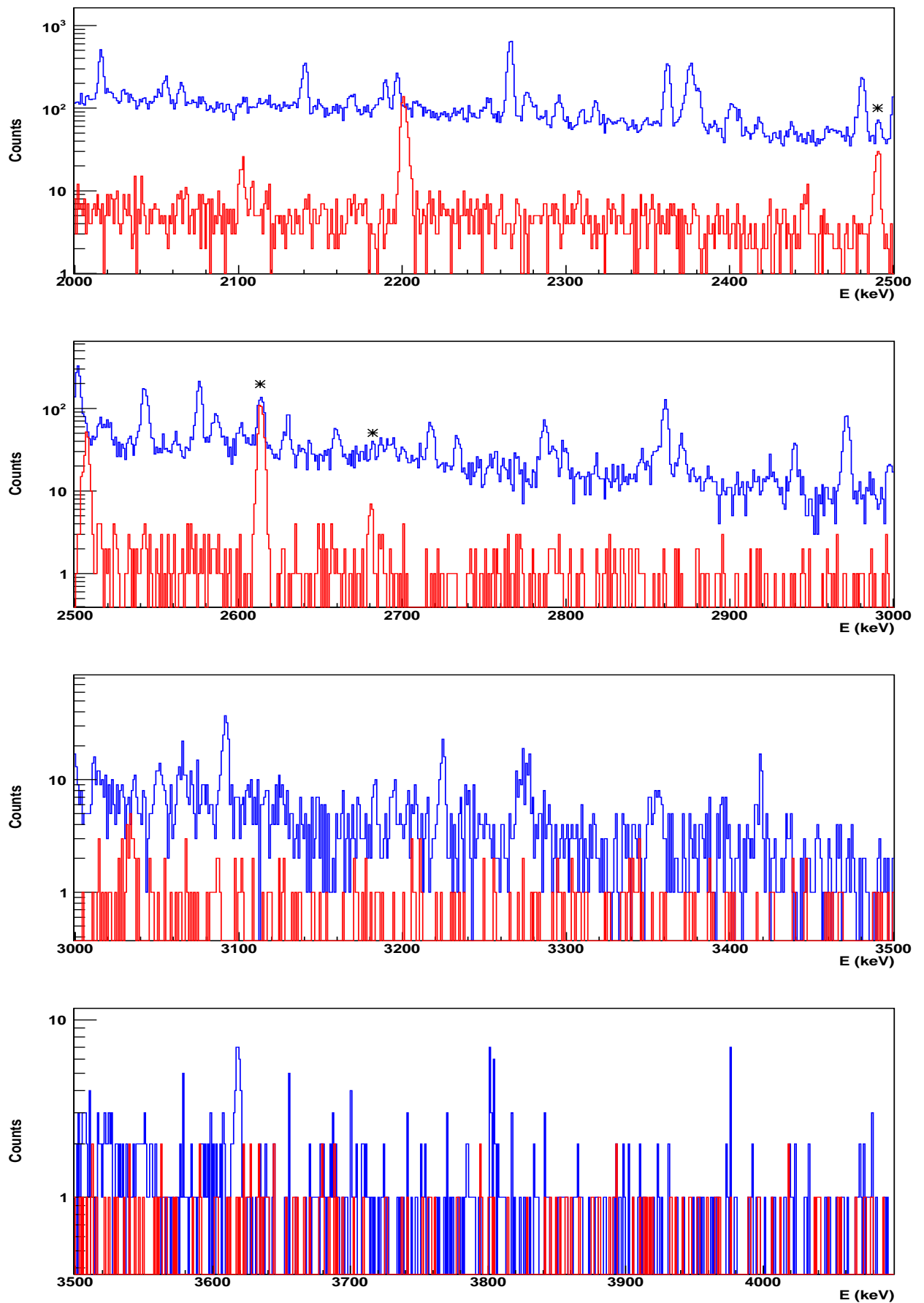


FIG. 7.2 – Suite.

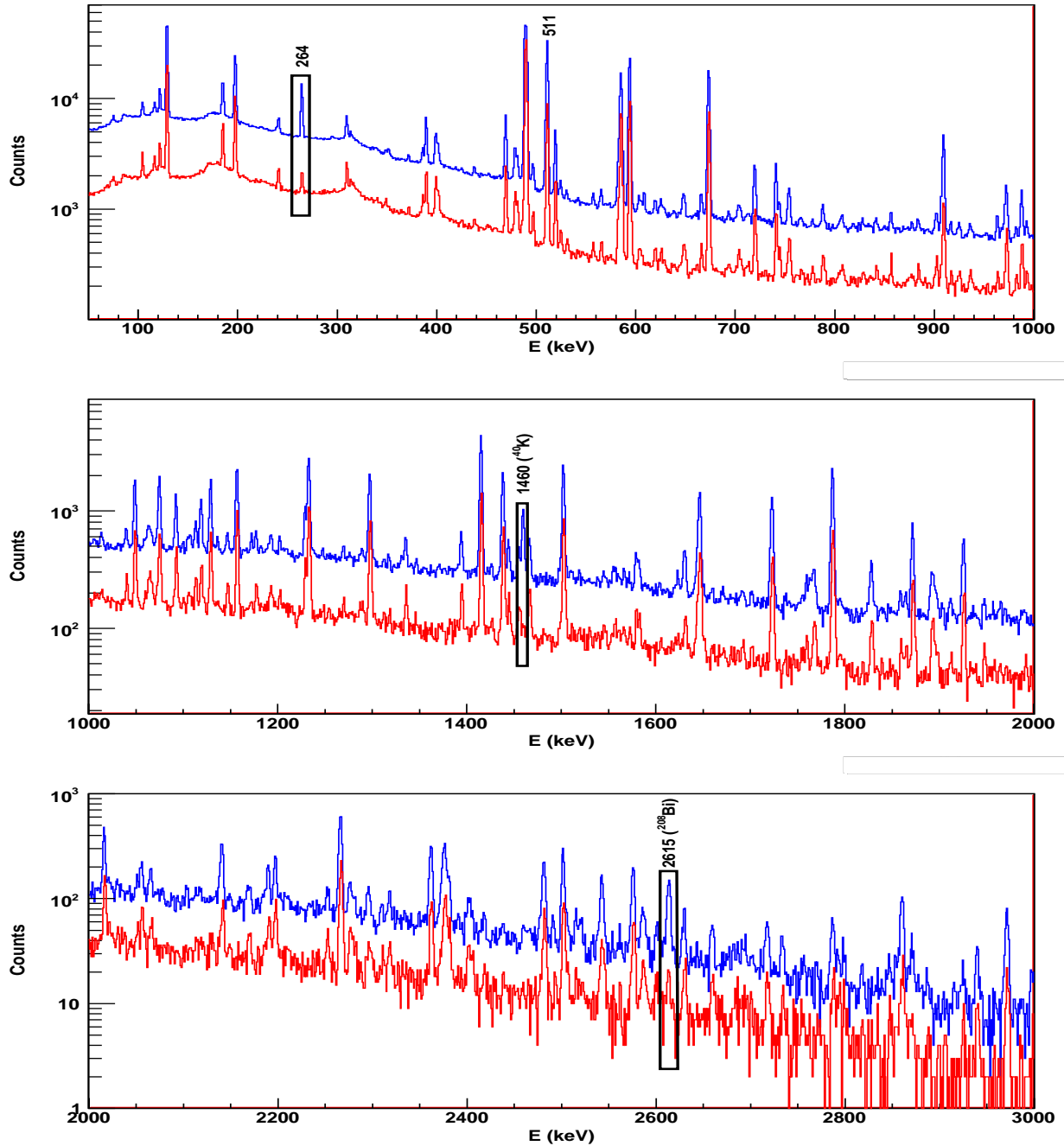


FIG. 7.3 – Le spectre single on-resonance (en bleu) de la figure 7.1 est comparé au spectre  $\beta$ -gated on-resonance (en rouge). Les pics ayant disparus quand il y a détection simultanée d'un  $\beta$  sont mis en évidence par un liseré noir.

Tab. 7.2: Centroïdes, aires des raies  $\gamma$  avec leurs intensités relatives pour le  $^{71}\text{Zn}$ . Les raies  $\gamma$  en coïncidences sont listées dans la dernière colonne. Les lignes colorées correspondent à des raies provenant de décroissance  $\beta$ - $\gamma$  d'isotopes implantés à côté de la bande (voir corps du texte). Les énergies reportées en rouge correspondent à des raies  $\gamma$  dont l'intensité observée avec conditions TAC  $\gamma$ - $\gamma$  non prompt est égale ou supérieure à celle observée avec condition TAC  $\gamma$ - $\gamma$  prompt.

N°	Centroïdes (keV)	Aires <sub>ON</sub>	Aires <sub>OFF</sub>	$T_{1/2}$ (s)	$I_{rel}$ (%)	$\gamma$ en coïncidence
1	75.8(1)	309(50)			0.23(4)	
2	105.1(1)	1984(89)			1.19(10)	490(70)
3	116.9(1)	1483(90)			0.88(8)	197(21)
4	122.4(1)	3566(103)			2.11(16)	390(96)
5	129.6(1)	36810(300)			22(2)	184(35), 309(16), 464(4), 489(12), 519(29), 1298(7), 1439(25), 1503(32), 1831(7)
6	185.6(1)	7246(138)			4.95(36)	129(89), 305(91), 327(33), 401(25), 409(52), 488(49), 1395(12), 1893(7), 2503(9)
7	198.3(1)	16358(215)			11.62(83)	116(26), 241(72), 292(26), 397(25), 475(29), 490(24), 496(72), 557(18), 719(160), 902(26), 993(21), 1229(87), 1761(23),
8	241.6(1)	1719(108)			1.38(13)	198(66), 490(15)
9	265.5(1)	1763(106)	163(16)		1.51(14)	129(11), 196(15)
10	310.4(2)	2040(138)			1.96(19)	129(21), 180(110), 1130(?)
11	372.5(2)	263(57)			0.29(7)	1415(14)
12	387.1(1)	900(65)	623(37)			
13	390.5(1)	2976(98)			3.37(26)	122(91)
14	399.9(1)	2358(90)			2.72(22)	196(28), 511(19), 673(142)
15	402.4(1)	1326(75)			1.54(14)	674(80)
16	426.3(5)	126(51)				
17	470.2(1)	3875(80)			5.03(37)	204(20), 605(24), 1113(10), 1177(12), 1395(16), 1545(7), 1644(8), 1893(9), 2192(7), 2503(9)
18	479.7(1)	1766(66)			2.33(19)	194(29), 594(125)
19	482.2(1)	1210(61)			1.60(13)	594(87)
20	487.8(1)	863(65)	375(27)			
21	490.6(1)	74751(373)		18(1)	100(7)	75(11), 104(67), 184(40), 394(30), 585(100), 585(1407), 1092(69), 1157(192), 1233(264), 1297(124), 1872(64), 2017(43), 2383(10), 2484(14)
22	497.6(1)	913(53)			1.24(11)	197(96)
23	512.1(1)	17860(152)	218(19)			
24	520.5(2)	3240(72)			4.53(34)	129(43), 1336(22), 1557(7)
25	525.4(1)	470(45)			0.66(8)	594(17), 745(15)
26	532.1(1)	258(41)			0.37(6)	198(?), 593(?)
27	558.0(2)	249(38)			0.37(6)	197(19)

Continu sur la page suivante

TAB. 7.2 – Suite

N <sup>o</sup>	Centroïdes (keV)	Aires <sub>ON</sub>	Aires <sub>OFF</sub>	T <sub>1/2</sub> (s)	I <sub>rel</sub> (%)	$\gamma$ en coïncidence
28	566.4(1)	348(39)			0.52(6)	129(?),593(?)
29	583.8(1)	1714(68)			2.60(21)	490(51)
30	586.4(1)	16386(163)		18(2)	25(2)	490(1206),788(11),1066(9)
31	594.9(1)	18741(177)	144(14)	26(3)	29(2)	479(164),525(21),704(20), 988(68),1129(78),1192(16) 1768(17),1926(41),2267(41), 2379(8)
32	605.0(1)	292(38)			0.45(7)	186(?),469(22)
33	620.6(1)	317(39)	270(20)			199(15),387(12),487(19), 673(10)
34	626.6(1)	296(37)			0.47(7)	
35	649.7(1)	510(40)			0.84(8)	582(?)
36	667.1(1)	412(38)	7(5)			965(10)
37	674.7(1)	16552(186)		16(2)	28(2)	400(188),673(32),741(114), 756(20),909(32),973(91), 1049(97),1439(23),1466(33), 2198(12)
38	704.96(13)	357(38)			0.62(8)	238(10),425(?),488(13), 594(14)
39	720.8(3)	1823(66)			3.21(25)	198(131)
40	742.5(4)	1690(63)			3.05(24)	673(104)
41	746.03(12)	413(39)			0.75(8)	523(13),595(?)
42	755.3(1)	840(46)			1.53(14)	490(10),672(14),1203(10)
43	779.0(3)	144(32)			0.27(6)	594(?)
44	789.4(1)	416(38)			0.78(9)	129(?),489(11),584(14)
45	806.0(4)	111(33)	7(5)		0.21(6)	
46	809.1(2)	210(36)	8(5)		0.40(7)	
47	829.9(3)	119(33)	32(7)		0.23(6)	
48	843.3(2)	196(35)			0.39(7)	
49	857.9(1)	327(41)			0.65(9)	
50	885.4(2)	220(34)			0.45(8)	191(12),583(?)
51	903.8(1)	405(38)			0.84(9)	198(24),489(?)
52	910.4(1)	2613(86)			5.44(42)	673(40)
53	918.4(3)	174(33)			0.36(7)	
54	926.4(2)	225(34)			0.47(7)	
55	937.9(2)	246(34)			0.52(8)	
56	965.2(2)	246(34)			0.53(8)	666(12)
57	973.9(4)	1212(59)			2.65(23)	674(93)
58	983.9(2)	210(34)			0.46(8)	
59	989.5(1)	893(49)			1.97(17)	593(59)
60	994.5(2)	268(34)			0.59(8)	
61	1041.2(1)	300(32)			0.69(9)	-
62	1050.2(1)	1387(59)	28(7)		3.19(26)	673(98)
63	1065.0(2)	338(37)			0.79(10)	489(17)
64	1067.5(2)	232(36)			0.54(9)	
65	1073.4(3)	183(32)			0.43(8)	
66	1076.3(1)	1273(50)			2.99(24)	222(13)

Continu sur la page suivante

TAB. 7.2 – Suite

N <sup>o</sup>	Centroïdes (keV)	Aires <sub>ON</sub>	Aires <sub>OFF</sub>	T <sub>1/2</sub> (s)	I <sub>rel</sub> (%)	γ en coïncidence
67	1093.8(1)	818(41)			1.94(17)	486(11),490(65)
68	1101.2(7)	50(26)			0.12(6)	
69	1107.3(3)	136(28)	21(6)		0.33(7)	
70	1114.2(1)	328(31)			0.79(9)	185(?),469(?),674(?)
71	1120.4(2)	520(35)				511(50)
72	1130.2(1)	1410(50)			3.42(27)	594(96)
73	1148.2(1)	267(30)			0.66(9)	488(?),1233(?)
74	1158.1(1)	2118(63)			5.23(40)	489(190)
75	1178.6(2)	244(30)	8(4)		0.61(9)	468(12)
76	1193.9(2)	230(29)			0.58(8)	222(10),593(13)
77	1203.5(2)	160(28)				
78	1224.5(10)	32(24)				
79	1230.3(1)	741(41)			1.91(17)	
80	1234.3(1)	2693(80)			6.96(53)	
81	1270.8(3)	118(27)				595(10)
82	1298.8(1)	1879(70)			5.04(40)	490(105)
83	1337.0(1)	308(28)			0.84(9)	
84	1395.8(1)	383(29)			1.08(11)	185(24),469(17)
85	1416.7(1)	3657(84)			10.43(77)	371(12),1445(10),1455(?)
86	1439.8(1)	1705(52)			4.92(37)	129(24),674(21)
87	1445.9(1)	271(27)			0.78(9)	
88	1456.7(2)	201(25)				
89	1467.7(1)	377(29)			1.10(11)	673(33)
90	1504.0(1)	2188(76)			6.51(51)	129(52)
91	1558.4(5)	137(31)			0.42(10)	
92	1580.7(1)	169(26)				
93	1583.8(2)	142(24)				
94	1632.7(2)	184(24)				
95	1645.4(2)	279(44)				
96	1648.4(1)	1143(63)			3.64(33)	466(?)
97	1724.6(1)	1089(53)			3.58(31)	-
98	1761.2(3)	101(20)				
99	1769.1(2)	231(23)				
100	1788.9(1)	1995(68)			6.73(52)	-
101	1829.9(1)	268(25)			0.92(11)	
102	1861.4(3)	106(19)				
103	1866.3(3)	97(19)				
104	1873.7(1)	732(43)			2.56(23)	489(57)
105	1894.4(1)	285(26)			1.00(11)	
106	1898.7(3)	93(18)				
107	1927.3(1)	526(36)			1.88(18)	
108	1949.2(2)	70(16)				
109	2018.0(1)	398(34)			1.47(16)	490(40)
110	2057.5(2)	139(20)				
111	2142.4(2)	232(31)			0.90(13)	
112	2170.8(4)	67(15)				
113	2192.1(2)	139(19)				

TAB. 7.2 – Suite

N°	Centroïdes (keV)	$Aires_{ON}$	$Aires_{OFF}$	$T_{1/2}$ (s)	$I_{rel}$ (%)	$\gamma$ en coïncidence
114	2198.6(1)	222(23)				
115	2253.8(3)	88(15)				
116	2268.0(1)	682(40)			2.75(25)	593(34)
117	2278.3(3)	124(17)				
118	2319.7(3)	69(14)				
119	2363.7(1)	285(24)			1.19(13)	?
120	2378.2(1)	347(28)			1.45(16)	595(?)
121	2402.8(3)	86(15)				?
122	2407.1(5)	56(13)				
123	2483.2(1)	217(19)				
124	2503.8(1)	303(23)			1.32(14)	185(7),469(7)
125	2544.5(2)	129(15)				
126	2577.9(2)	199(18)			0.89(10)	-
127	2588.0(3)	69(12)				
128	2602.3(5)	37(10)				
129	2614.5(4)	49(10)				
130	2631.9(3)	64(11)				
131	2661.5(4)	36(11)				
132	2719.5(3)	43(11)				
133	2862.4(2)	81(12)			0.39(6)	-
134	2941.5(4)	32(7)				
135	2973.4(2)	69(11)			0.34(6)	-
136	3000.7(6)	15(5)				
137	3067.0(5)	14(5)				
138	3094.2(4)	18(6)				
139	3186.6(3)	9(4)				
140	3227.1(2)	13(5)				

### 7.3 Schéma de décroissance

Grâce aux données recueillies durant l'expérience, un schéma de décroissance du  $^{71}\text{Cu}$  se dessine. Notre analyse encore un peu brute nécessitera un travail ultérieur plus en profondeur. Néanmoins, nous pouvons tout de même construire sans ambiguïtés le schéma de décroissance impliquant les états de basses énergies d'excitation qui sont les plus intéressants pour notre analyse systématique. Les raies les plus intenses se plaçant à plus hautes énergies d'excitation ont également été placées car jouant un rôle important.

Notre logique d'ordonnement des transitions  $\gamma$  est basée sur les valeurs d'intensités relatives des raies, combinées aux relations de coïncidences déterminées. Les états déjà répertoriés ont également pu servir de tronc à la construction de cet arborescence. Le schéma de décroissance provisoire, amené par l'ensemble de ces considérations est illustré à la figure 7.7. Les intensités absolues des raies  $\gamma$  observées, ainsi que les intensités d'alimentation  $\beta$  des niveaux, accompagnées des valeurs de  $\log ft$  sont également données sur ce même schéma de décroissance. Les  $I_\beta$  et  $\log ft$  calculés expérimentalement, tiennent compte d'une intensité  $I_\beta$  nulle de l'état fondamental ainsi que de l'état isomérique à 157 keV avec une valeur de  $Q_\beta = 4560(40)$  keV. La comparaison du schéma de décroissance du  $^{71}\text{Cu}$  issu de notre analyse et de celle réalisée par Runte et al. [50] montre des divergences notables quant au placement de certaines raies.



Celle à 585 keV en est un exemple représentatif. En effet, Runte et al. plaçaient cette dernière en cascade au-dessus des transitions à 674 keV et 185 keV, l'une allant à l'état fondamental, l'autre décroissant vers l'état à 490 keV (voir tableau 7.1). Avec les données ici analysées, nous n'observons pas de coïncidences entre ces trois raies, tandis que la raie à 585 keV présente, par-contre, une forte relation de coïncidence avec la raie à 490 keV. Ce fait est démontré par la figure 7.4 représentant la projection  $\gamma$ , fond soustrait, de la raie à 490 keV.

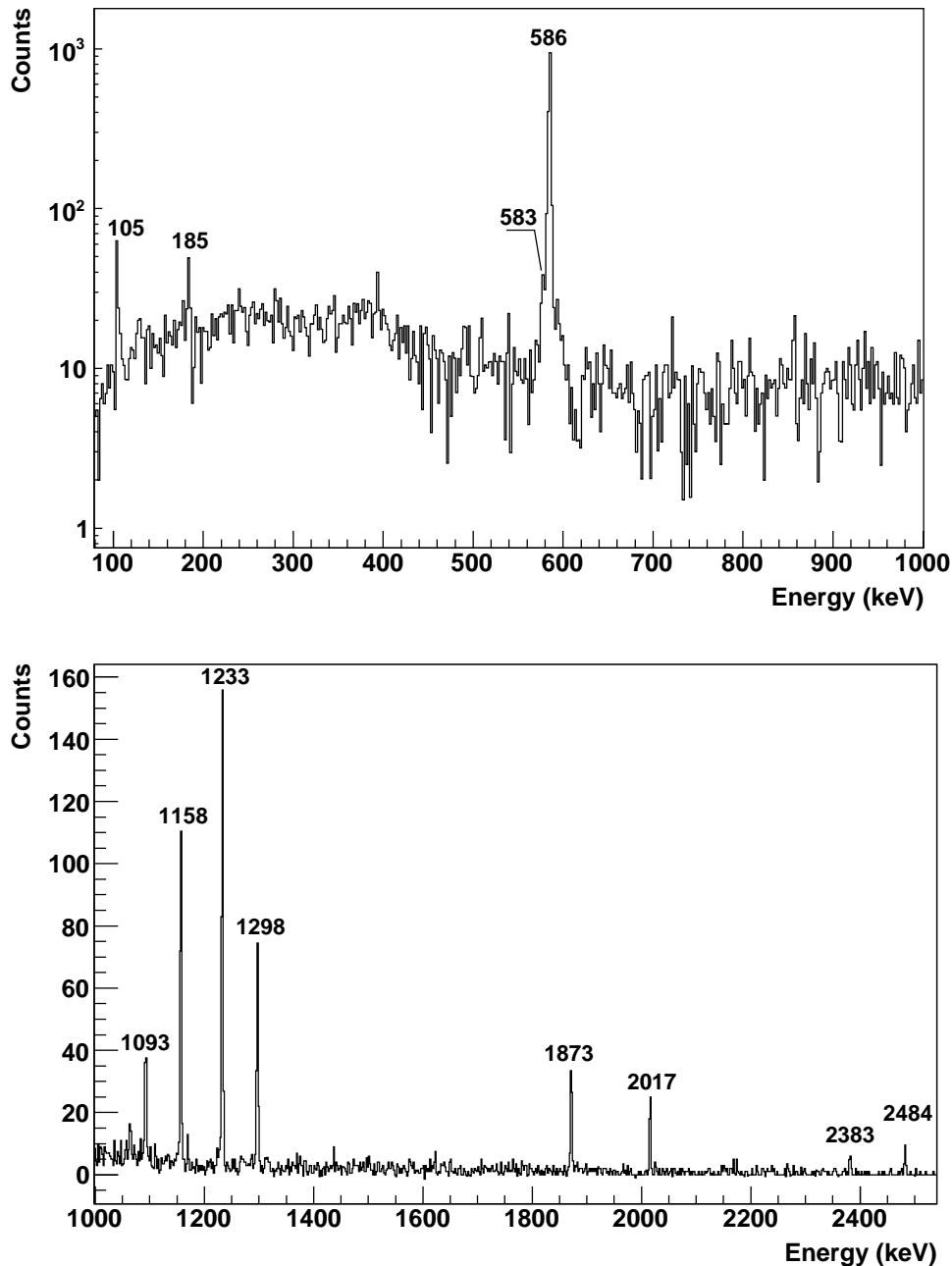


FIG. 7.4 – Spectre  $\gamma$  conditionné par la raie à 490 keV, fond soustrait.

Il en est de même pour la transition à 198 keV que Runte et al. placent au sommet de leur schéma de décroissance partiel, alors que notre analyse met en évidence l'inexistence de relations de coïncidence entre cette raie, les raies en coïncidence avec elle, et les raies intenses à 470, 490, 674, et 594 keV décroissant sur l'état fondamental. Ceci suggère donc que la transition à 198 keV

se place en parallèle de ces raies intenses. En outre, avec une intensité relative de 11.6(8)% il semble peu probable que cette raie se place à haute énergie d'excitation. En considérant les raies les plus intenses en coïncidence avec la transition de 198 keV, ainsi que la somme des intensités de ces raies avec cette dernière, nous sommes parvenus à placer cette raie dans le schéma de décroissance au-dessus de l'état à 157 keV.

Quelques raies mises au jour lors de cette analyse ont fait l'objet d'un traitement particulier en raison de leur nature singulière. Par exemple, la raie de 185 keV, listée dans le tableau 7.2, s'est avérée être double, car en coïncidence avec la transition à 490 keV (décroissant vers l'état fondamental) ainsi qu'en coïncidence avec l'ensemble des transitions décroissant sur l'état à 470 keV. En comparant les intensités des différentes raies dans ces relations de coïncidence, nous sommes parvenus à discriminer les intensités relatives des raies composant ce doublet. Ainsi, la raie à 185 keV décroissant sur l'état à 490 keV a une intensité relative de 0.44(40)%, alors que celle décroissant de l'état à 470 keV a une intensité relative de 3.72(25)%.

La raie de 1439 keV s'est également avérée être un doublet, car en coïncidence à la fois avec la raie à 129 keV et la raie à 674 keV. Le même procédé que pour la raie à 185 keV a été appliqué et nous a permis d'évaluer les intensités de ces deux raies ayant une intensité relative totale de 4.92(37)%. Ainsi la transition décroissant sur l'état de 353 keV possède une intensité relative de 4.08(69)% tandis que celle décroissant sur l'état à 674 keV a une intensité relative de 0.48(5)%.

Quant à la raie à 129 keV, il est indiqué dans le tableau 7.2 que la totalité des raies observées en coïncidence avec elle, présentent le même nombre de coups suivant un conditionnement TAC  $\gamma\text{-}\gamma$  prompt ou retardé. Nous avons néanmoins pu exclure une pollution venant d'isotopes de longues durées de vie, car les raies en coïncidence avec la raie à 129 keV ont toutes été identifiées comme appartenant à la décroissance du  $^{71}\text{Cu}$ . Ce comportement singulier nous laisse donc penser à un caractère isomérique de l'état à 284 keV, d'où décroît la transition de 129 keV. Pour mettre ce caractère en évidence, nous avons procédé à différentes projections. Tout d'abord, le spectre TAC  $\gamma\text{-}\gamma$  a été conditionné par la raie à 129 keV dans un des détecteur Ge et par plusieurs des raies en coïncidence avec la transition à 129 keV (soit, les transitions de 309, 520 et 1503 keV) dans le détecteur en vis-à-vis (figure 7.5a)). La distribution issue de ces conditionnements est déplacée vers la droite par rapport au spectre TAC  $\gamma\text{-}\gamma$ , vu à la figure 4.11a). Ceci souligne la nature retardée de la raie à 129 keV par rapport à la détection des raies en coïncidence avec elle.

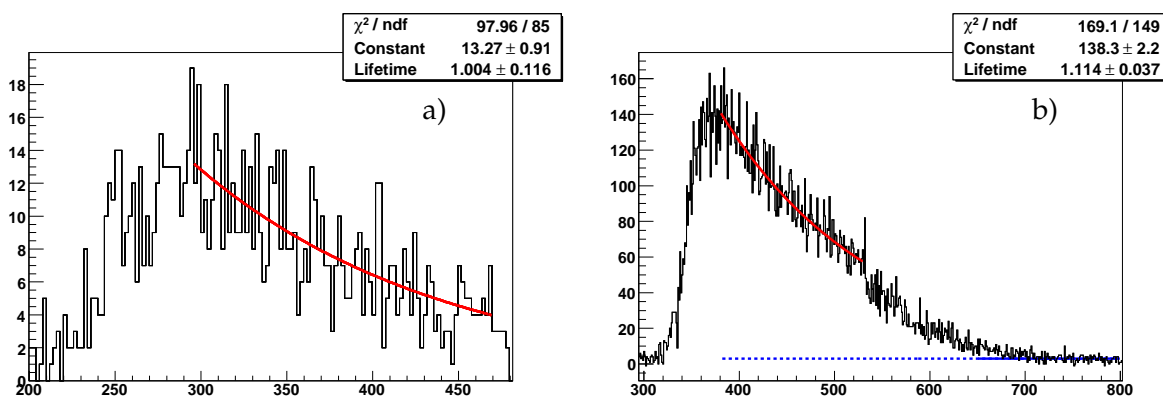


FIG. 7.5 – a) Spectre TAC  $\gamma\text{-}\gamma$  conditionné par la raie à 129 keV dans le détecteur Ge droit et par les raies de 309, 520 et 1503 keV dans le détecteur Ge gauche ; b) Spectre TAC  $\gamma\text{-}\beta_{\text{oppos}}$  conditionné par la raie à 129 keV, fond soustrait. L'axe des abscisses est exprimé en ms.

Un ajustement exponentiel appliqué à cette projection après rééchantillonnage par des facteurs 2 et 10, donne une valeur moyenne de la durée de l'état isomérique de 0.99(7)  $\mu\text{s}$ .

La seconde méthode consiste à conditionner le spectre TAC  $\gamma\text{-}\beta_{\text{oppos}}$  par la raie à 129 keV, fond soustrait. La valeur de la durée de vie de l'état isomérique issue de l'ajustement exponentiel

est donnée en insert dans la figure 7.5b). Au final, la durée de vie de l'état isomérique à 284 keV, que nous retiendrons, est la valeur moyenne résultante de ces différents ajustements. Nous avons ainsi  $T_{1/2}(284\text{keV}) = 1.38(39) \mu\text{s}$ .

## 7.4 Assignation de spin

Les résultats publiés par Runte et al. [50] nous indiquent l'assignation en spin de plusieurs états, que nous avons reportée dans le schéma de décroissance finalisant provisoirement notre étude. La comparaison entre les B(GT) obtenus expérimentalement et à l'aide des calculs de type modèle en couches, nous donne également l'opportunité d'assigner ou de préciser les tentatives d'assignation faites par le passé.

## 7.5 Détermination de la demi-vie

Afin de déduire la demi-vie de l'état fondamental du  $^{71}\text{Cu}$ , les raies les plus intenses de 470, 490, 585, 595, 674 et 1158 keV, appartenant à la décroissance du  $^{71}\text{Cu}$ , ont été projetées, après soustraction du fond, sur le spectre-temps TDC. En raison de la faible statistique, les histogrammes résultants de ces projections ont été rééchantillonné par des facteurs 5, 10 et 20 comme illustré à la figure 7.6. Les valeurs des ajustements exponentiels avec soustraction de fond, sont données dans les inserts de la figure. La valeur moyenne de ces différents ajustements nous donne  $T_{1/2}(^{71}\text{Cu}) = 16.7(15) \text{ s}$ .

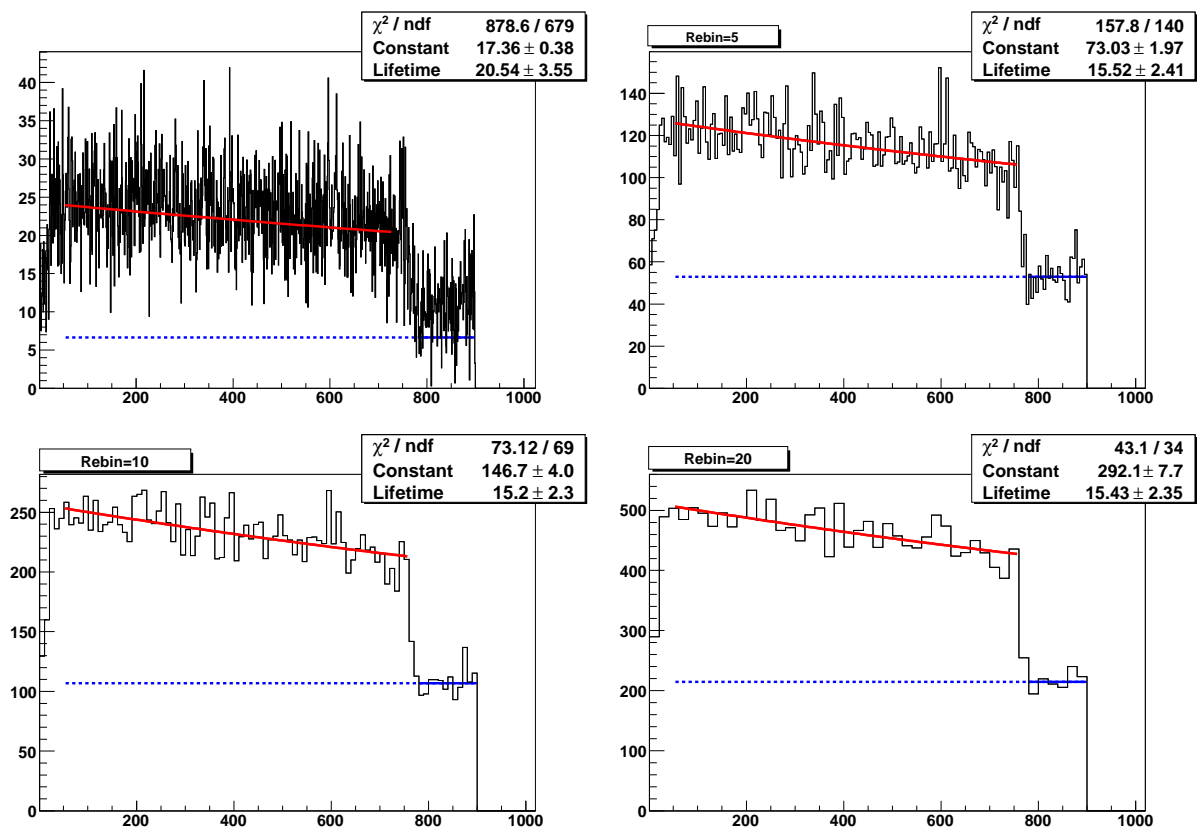


FIG. 7.6 – En haut à gauche, TDC conditionné par la sélection des transitions à 470, 490, 585, 595, 674 et 1158 keV. La ligne rouge représente le fit exponentiel de nos données. La ligne bleue correspond à l'estimation du fond. La figure à sa droite montre le même TDC mais rééchantillonné d'un facteur 5. Les deux figures du bas montrent des rééchantillonnages différents : à gauche d'un facteur 10 et à droite d'un facteur 20.

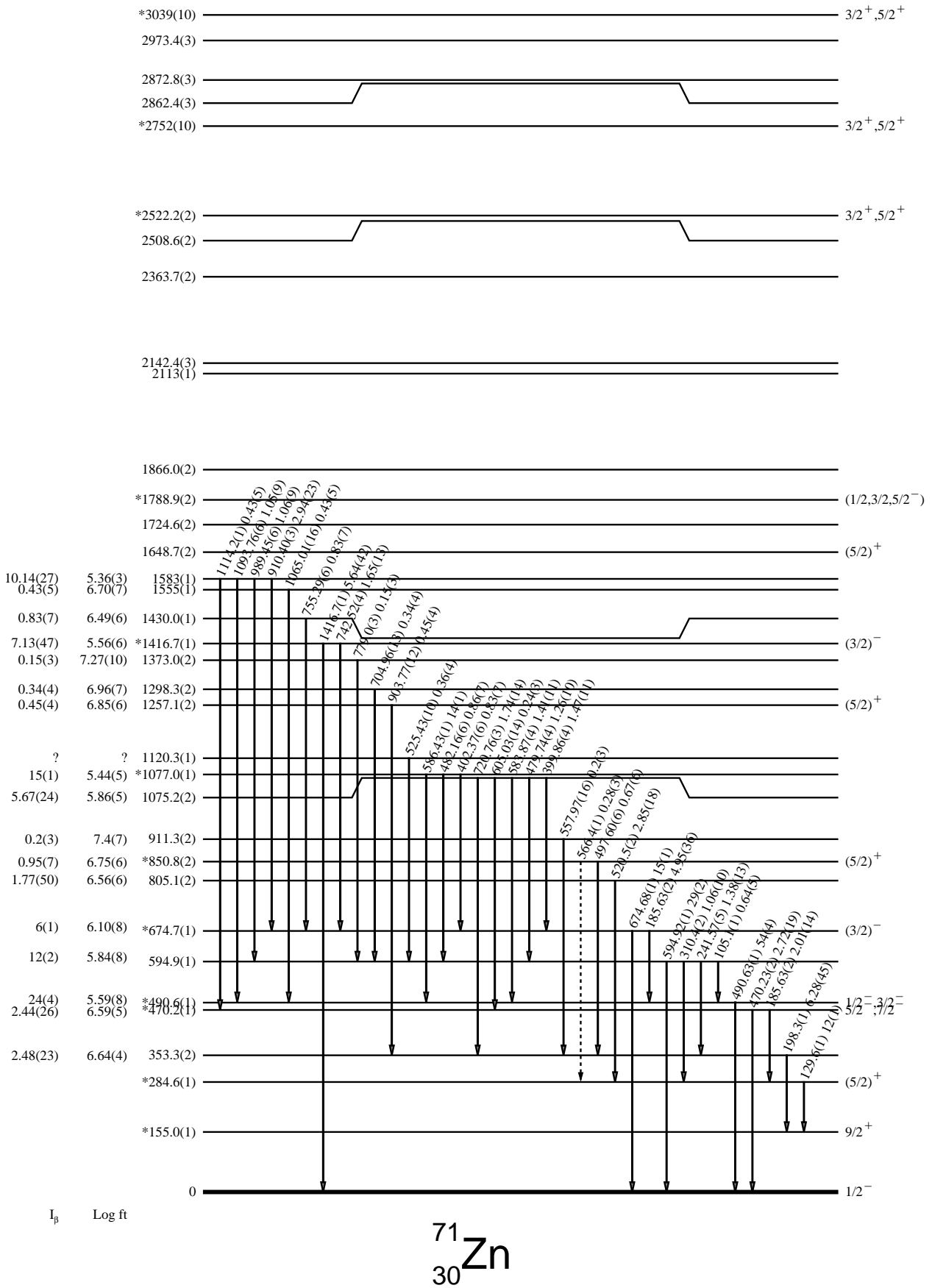
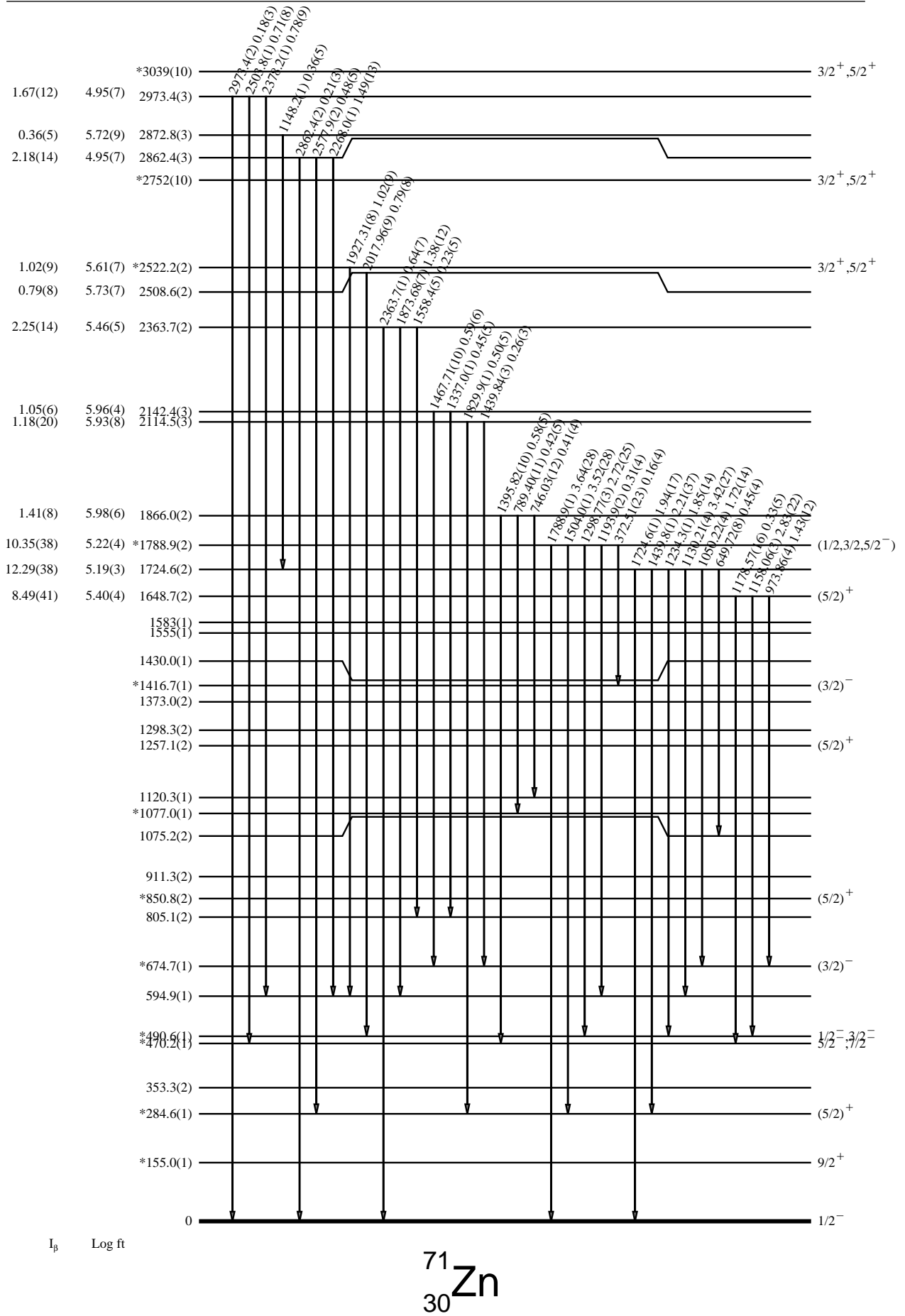


FIG. 7.7 – Schéma de décroissance du  $^{71}\text{Cu}$  issu de cette analyse. Les valeurs de  $\log ft$  tiennent compte de la valeur  $Q_\beta = 4.56(4)$  MeV. Sur cette figure est représenté le schéma de décroissance pour des énergies d'excitation inférieures à 2 MeV. Sur la figure ci-contre, le schéma de décroissance est montré jusqu'à une énergie d'excitation de 3 MeV. Les \* placés à côté de l'énergie des niveaux, indiquent des états connus précédemment.



$I_p$  Log ft

$^{71}\text{Zn}$   
30

# Chapitre 8

## Interprétation des résultats

Les données expérimentales obtenues sont de deux types. On a d'une part, des résultats de spectroscopie  $\gamma$  sur les chaînes isotopiques des Germania et des Zincs, et d'autre part des résultats issus de décroissance  $\beta$  des Cuivres impairs. L'ensemble de ces résultats portent sur des noyaux au voisinage de la fermeture de couche  $N = 50$ . L'interprétation de ces résultats expérimentaux sera faite en comparaison des calculs de type modèle en couches réalisés par nos soins. En effet, nous avons pu créer un véritable échange mutuel entre expérience et théorie, les résultats expérimentaux ayant eu un impact sur les calculs.

### 8.1 Modifications apportées à l'interaction

Nous ne reviendrons pas sur le principe des calculs de type modèle en couches, explicités au chapitre 1.6.

En résumé, les calculs théoriques dans cette région de masse font essentiellement intervenir les espaces de valence proton  $[2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}]$  et neutron  $[2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}]$ . L'interaction effective dans cet espace (RG5.45) n'est pas encore parfaitement modélisée, en particulier parce que les données expérimentales permettant de fixer les interactions proton-neutron dans cette région sont encore trop peu nombreuses. Les calculs réalisés ont utilisé un coeur de  $^{56}\text{Ni}$  avec une version améliorée pour cette région de masse de l'interaction effective. Les calculs ont été effectués en autorisant l'excitation de l'ensemble des nucléons de valence. Ainsi, les calculs menés avec le code ANTOINE, sur l'ensemble des noyaux ici présentés, nous ont permis de mettre en évidence quelques mauvaises reproductions des données expérimentales, pour apporter les modifications permettant un meilleur ajustement avec ces dernières.

Ceci a été clairement montré sur la chaîne des Germania pairs qui présentaient une surestimation chronique de l'énergie du premier état excité  $2^+$  (figure 8.1). Cet effet résulte d'une surévaluation de l'énergie d'appariement de l'orbitale  $g_{9/2}$ , abaissant trop fortement l'état  $0^+$ . L'interaction effective initialement utilisée fut alors modifiée (RG5.45.MOD) afin de réaliser à nouveau les calculs dans l'ensemble des noyaux rencontrés au cours de ce travail.

Cette modification de l'interaction a, de même, eu un grand impact sur les calculs théoriques réalisés pour les Germania et Zincs impairs. En effet, l'interaction RG5.45 ne permettait pas de reproduire de manière satisfaisante les données expérimentales récoltées lors d'expériences antérieures et ici présentées. En effet, nous observions une mauvaise reproduction des états fondamentaux et excités, ce qui a été corrigé après modification de l'interaction. La figure 8.2 donne l'exemple du noyau  $^{79}\text{Ge}$  : à gauche le schéma de niveaux issu de l'analyse, au centre les calculs réalisés avec l'interaction RG5.45, à droite les calculs réalisés avec l'interaction RG5.45.MOD.

Toutefois, bien que les calculs théoriques pour les noyaux impairs aient été améliorés grâce à l'interaction modifiée, il est notable que la reproduction des états n'est pas parfaite. Un travail consistant à retoucher plus en profondeur l'interaction sera nécessaire pour améliorer la repro-

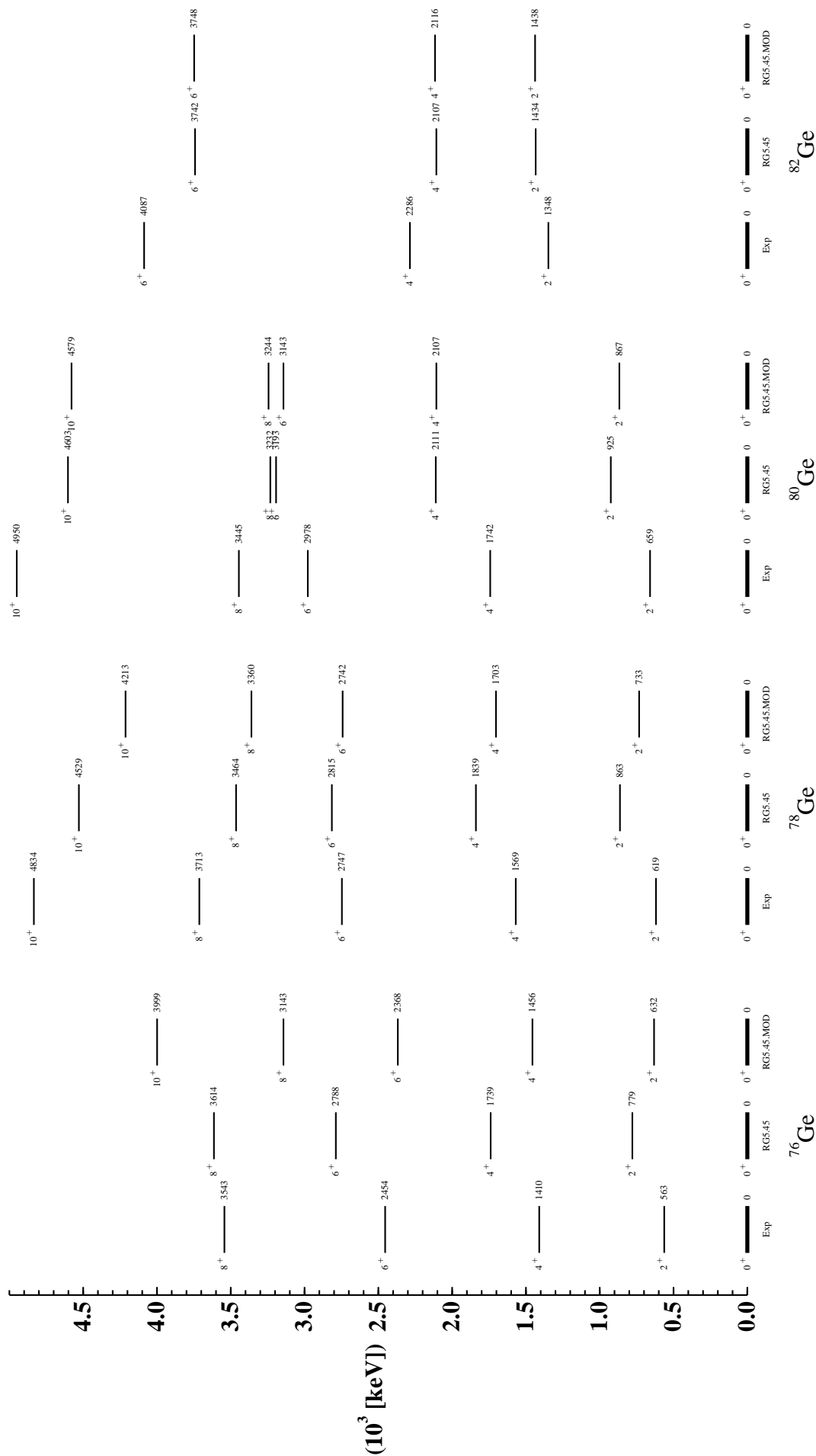


FIG. 8.1 – Systématiques expérimentales et théoriques pour les isotopes pairs du Ge.

duction avec les données expérimentales. En outre, les calculs théoriques assignent les premiers états  $6^+$  et  $8^+$  à plus de 8 MeV pour le noyau  $^{80}\text{Zn}$ , alors que ces derniers sont attendus à bien plus basse énergie d'excitation. Ceci indique que l'espace choisi est trop petit pour reproduire des états de plus hauts spins et qu'il serait nécessaire d'ouvrir l'espace de valence aux orbitales  $1g_{7/2}$  et  $2d_{5/2}$ . A l'heure actuelle, une telle interaction n'existe pas, mais devrait voir le jour dans un proche avenir.

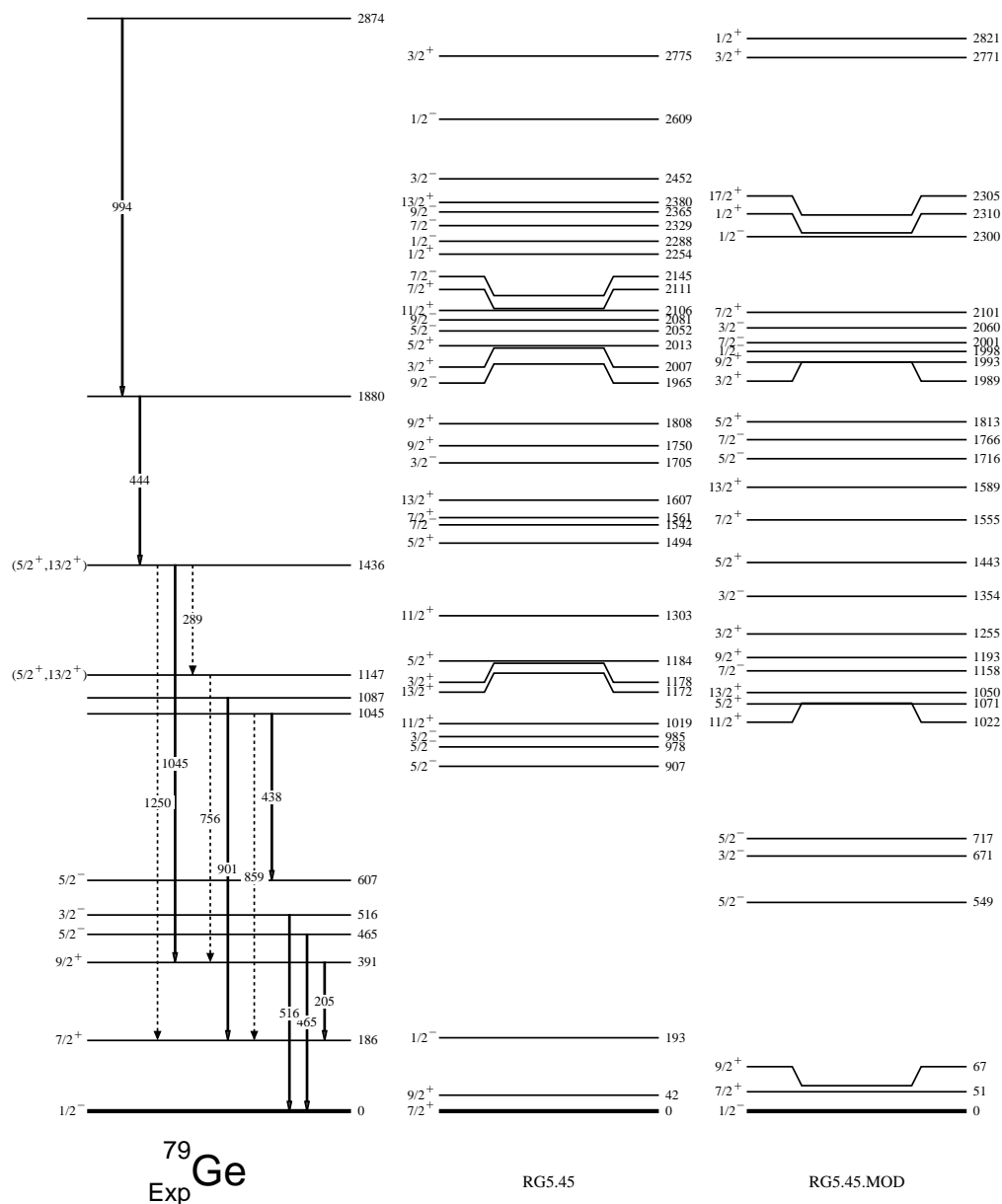


FIG. 8.2 – Schémas de niveaux expérimentaux et théoriques de  $^{79}\text{Ge}$ .

## 8.2 Discussion sur les Germania et Zincs pairs

Ayant établi les schémas de niveaux expérimentaux pour les noyaux  $^{76,78,80,82}\text{Ge}$  et  $^{74,76}\text{Zn}$  au chapitre 3, nous nous intéressons maintenant à l'évolution de leurs niveaux Yrast en fonction du nombre de neutrons. Les systématiques expérimentales ont été également confrontées aux



systematiques déduites lors des calculs que l'on a menés avec le code ANTOINE. Comme mentionné précédemment, pour l'ensemble de ces calculs nous avons utilisé un coeur de  $^{56}\text{Ni}$  et les orbitales de valence  $fp_g$  ( $2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$ ) également appelées  $r_{3g}$ . Aux erreurs inhérentes aux calculs, soit environ 300 keV, ces derniers reproduisent relativement bien les valeurs d'énergies  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ,  $8^+$  et  $10^+$  déterminées expérimentalement comme le montre la figure 8.1.

En figure 8.3 (gauche), sont représentés tous les états Yrast pour les Zincs pairs. Les données sont issues de la base de données créée par le National Nuclear Data Center (NNDC) et de la publication récente [57]. Les données recueillies durant ce travail, concernant le Zincs pairs ( $^{74,76}\text{Zn}$ ) ont été incluses. La figure 8.3 (droite) représente quant à elle la systématique pour les Germania pairs, intégrant les données mises en exergue dans ce travail. Lorsque l'on s'écarte de la ligne de stabilité  $\beta$ , c'est-à-dire quand on ajoute des neutrons dans l'orbitale  $g_{9/2}$  au-delà de  $N = 44$ , on observe une nette remontée des états  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  pour les Germania et  $2^+$ ,  $4^+$  pour les Zincs. Cette observation expérimentale, confirmée par les calculs théoriques de type modèle en couches, indique que jusqu'à  $Z = 30$ , le gap  $N = 50$  semble persister.

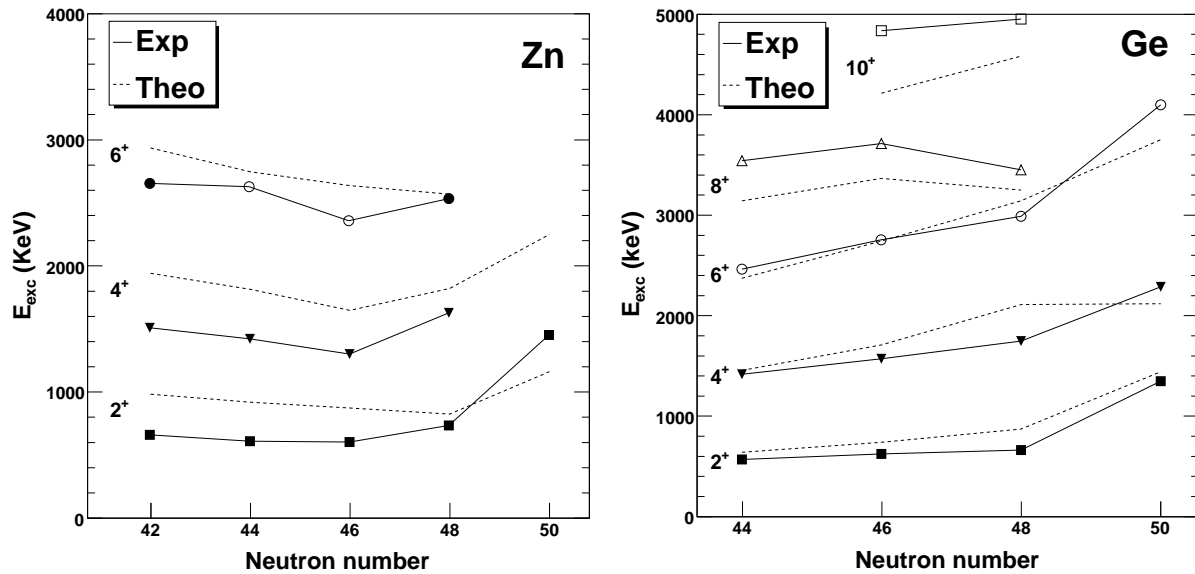


FIG. 8.3 – Systématiques des états Yrasts pour les isotopes pairs de Zinc et Germanium. Les symboles ouverts correspondent aux résultats issus de ce travail. Les résultats expérimentaux (lignes pleines) sont comparés aux calculs de modèle en couches (lignes pointillées).

En s'intéressant aux configurations issues des calculs théoriques, on observe que pour les isotopes de Ge, les états Yrast  $0^+$  à  $6^+$  sont principalement formés à partir de configurations faisant intervenir les orbitales  $\pi fp$ . Les mêmes observations concernant les états  $0^+$  à  $4^+$  sont faites pour les isotopes de Zn. Les états de spins supérieurs, par contre, font intervenir des configurations  $\nu g_{9/2}$ . Pour les noyaux de Ge et Zn de milieu de couche ( $N \sim 44$ ), on observe également un fort mélange de configurations, signature de la déformation du noyau. Ayant montré précédemment la bonne reproduction théorique des états expérimentaux, nous avons alors calculé les  $B(E2)$  théoriques à l'aide du code ANTOINE pour les noyaux  $^{76,78}\text{Ge}$ . Les valeurs déduites du calcul sont données dans le tableau 8.1 et sont comparées aux valeurs obtenues dans des expériences antérieures. Nous observons un assez bon accord entre les  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)_{th}$  et  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)_{exp}$ . Dans ce tableau,  $\gamma$  représente la déviation de la forme du noyau par rapport à une symétrie axiale. Il peut varier entre 0 et  $\pi/3$ . Les valeurs que

TAB. 8.1 – Valeurs des  $B(E2)$  expérimentales et théoriques et calculs du paramètre de déformation triaxiale  $\gamma$  théorique.

Noyaux	$^{76}\text{Ge}$	$^{78}\text{Ge}$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)_{th} (e^2 fm^4)$	570.20	334.20
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)_{th} (e^2 fm^4)$	2.23	3.52
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)_{exp} (e^2 fm^4)$	2.92(35)	2.22(14)
$\gamma_{th}$	28.6	27.8

nous trouvons pour les noyaux  $^{76}\text{Ge}$  et  $^{78}\text{Ge}$ , se rapprochent de  $30^\circ$ , indiquant une probable triaxialité de ces noyaux [9]. Néanmoins, il s'agit d'être prudent concernant cette hypothèse, qui nécessiterait d'être confirmée expérimentalement, les  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)_{exp}$  n'ayant pas été mesurés.

### 8.3 Décroissance $\beta$ des Cuivres impairs

Nous avons réalisé une analyse systématique de la décroissance  $\text{Cu} \rightarrow \text{Zn}$  pour les masses  $A = 71, 73, 75$ . Afin de comparer les données recueillies expérimentalement avec les calculs de type modèle en couches, nous avons calculé les  $B(GT)$ , dont on va donner ici le formalisme. Après construction et diagonalisation des matrices de type modèle en couches, les valeurs  $B(GT)$  déduites de l'expérience peuvent être comparées à celles-ci grâce à la relation :

$$|M_{GT}|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f | \sum_n \hat{\sigma}_n \hat{\tau}_n^\pm | i \rangle|^2 = B(GT).$$

Néanmoins, des travaux réalisés par G. Martinez-Pinedo et al. [36] révèlent l'existence d'un facteur de ralentissement des transitions GT observées expérimentalement par rapport à celles déduites des calculs. Pour tenir compte de ce phénomène, l'opérateur GT a été tout d'abord renormalisé par un facteur 0.736(15) standard dans la couche  $fp$  [6, 8]. Nous avons observé que cette valeur ne permettait pas de reproduire de manière satisfaisante les  $B(GT)$  calculés expérimentalement. Il a ainsi été déterminé que ce facteur de renormalisation s'élevait à 0.55 [38] pour qu'il y ait cohérence entre calculs et expérience. Le  $B(GT)$  s'écrit alors :

$$B(GT) = \left( \frac{g_A}{g_V} \right)^2 \times \langle \sigma \tau \rangle^2$$

avec

$$\left( \frac{g_A}{g_V} \right)_{eff} = 0.55 \times \left( \frac{g_A}{g_V} \right)_{free}$$

et

$$\left( \frac{g_A}{g_V} \right)_{free} = -1.274(3)$$

Le formalisme ici développé suppose la nature permise des transitions GT. En effet, dans le cas de transitions interdites et notamment premières interdites, le formalisme est beaucoup plus ardu et a été peu étudié théoriquement à ce jour. Les distributions de force sont obtenues grâce à la procédure de Lanczos, faite à partir des états initiaux pris comme des états règle de somme  $|\Sigma\rangle = \sigma \tau^+ |\Psi_{init}\rangle$ . Ceci crée la dégénérescence des états règle de somme jusqu'aux états physiques dans le noyau fils.

Une description détaillée du noyau fils nécessite la convergence de nombreux états. Pour approximer au plus près la distribution de force Gamow-Teller, il est donc nécessaire de réaliser

de très nombreuses itérations. Pour chaque décroissance étudiée lors de ce travail, 140 itérations ont été réalisées (pour la décroissance du  $^{75}\text{Cu}$  350 itérations ont été nécessaires), permettant une convergence optimale de toutes les valeurs propres prenant part à la décroissance.

### 8.3.1 Décroissance du $^{71}\text{Cu}$

La structure des isotopes impairs du Cu est dominée par le proton non apparié dans l'orbitale externe. En figure 8.4 est donné le schéma simplifié des occupations d'orbitales dans le cas du  $^{69}\text{Cu}$ .

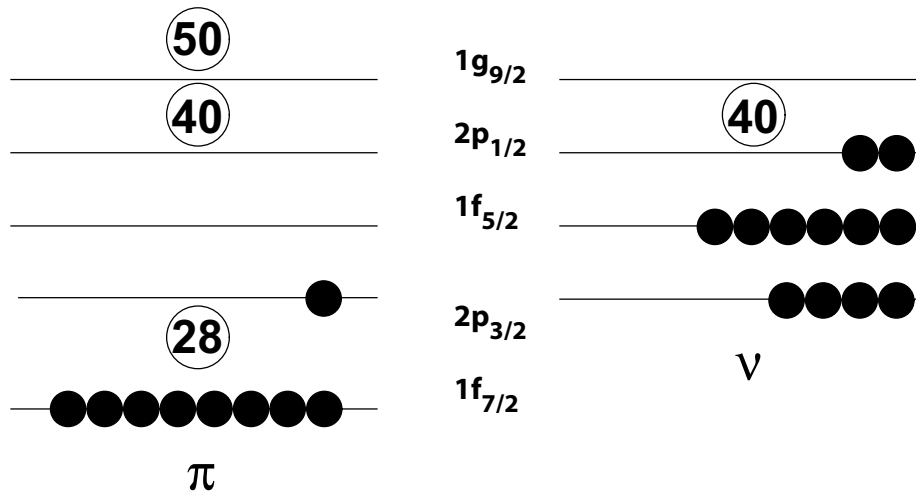


FIG. 8.4 – États liés au modèle en couches pour les noyaux lourds de Cu. L'occupation montrée ici correspond à celle de l'état fondamental du  $^{69}\text{Cu}$ .

En accord avec le modèle en couches, le proton est initialement placé dans l'orbitale  $2p_{3/2}$ . De cette orbitale, le proton peut aisément sauter dans les orbitales  $\pi 1f_{5/2}$  ou  $\pi 2p_{1/2}$ . Les neutrons, quant à eux, remplissent les orbitales jusqu'à l'orbitale  $2p_{1/2}$ . Comme l'énergie d'appariement dans l'orbitale  $1g_{9/2}$  est élevée, la paire  $2p_{1/2}^2$  a une forte probabilité de l'occuper, ce qui amène à une apparente réduction du gap  $N = 40$ .

A partir du noyau  $^{71}\text{Cu}$ , l'orbitale  $\nu g_{9/2}$  se remplit. L'état fondamental du noyau  $^{71}\text{Cu}$  peut alors provenir soit d'une configuration  $\pi 2p_{3/2}\nu 1g_{9/2}^2$ , soit d'une configuration  $\pi 1f_{5/2}\nu 1g_{9/2}^2$ . En raison du fait que la décroissance  $\beta$  du  $^{71}\text{Cu}$  alimente directement des états 1/2 et 5/2 du  $^{71}\text{Zn}$  par des transitions permises, comme le montre l'article de Runte et al. [50] ainsi que notre travail, l'état fondamental du noyau  $^{71}\text{Cu}$  est  $J = 3/2$ . Ainsi, la première configuration est privilégiée et l'assignation retenue est  $J^\pi = 3/2$ . Nous avons donc projeté cet état initial à l'aide du code ANTOINE (figure 8.5) pour comparer les B(GT) expérimentaux à ceux déduits par calculs de type modèle en couches. Nous avons tenu compte d'une alimentation  $\beta$  nulle de l'état fondamental ainsi que de l'état isomérique à 157 keV lors du calcul des  $\log ft$ , donc des B(GT), des différents états du  $^{71}\text{Zn}$ . La comparaison des B(GT) expérimentaux et issus de calculs menés avec le code ANTOINE [7] (figure 8.5), montre un manque de force assez important dans les calculs pour toute la gamme d'énergie considérée. Ceci n'a pu être expliqué jusqu'à présent.

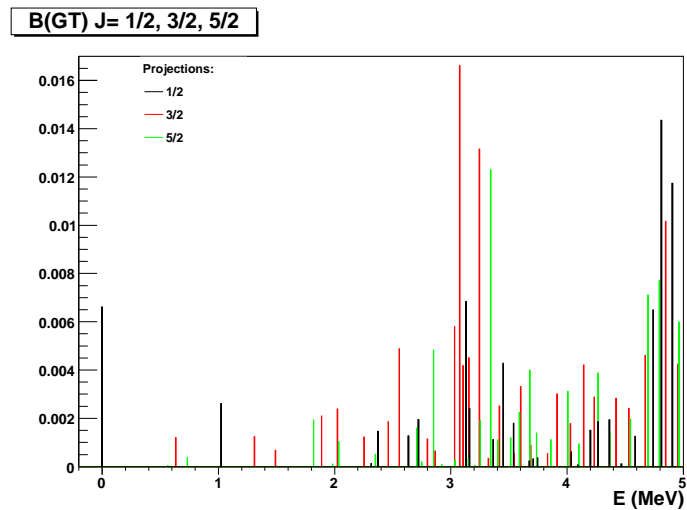


FIG. 8.5 – Distribution de  $B(GT)$  pour des transitions  $\beta$  permises vers les états  $J = 1/2, 3/2, 5/2$  dans  $^{71}\text{Zn}$  en supposant un état fondamental  $3/2^-$  pour  $^{71}\text{Cu}$ .

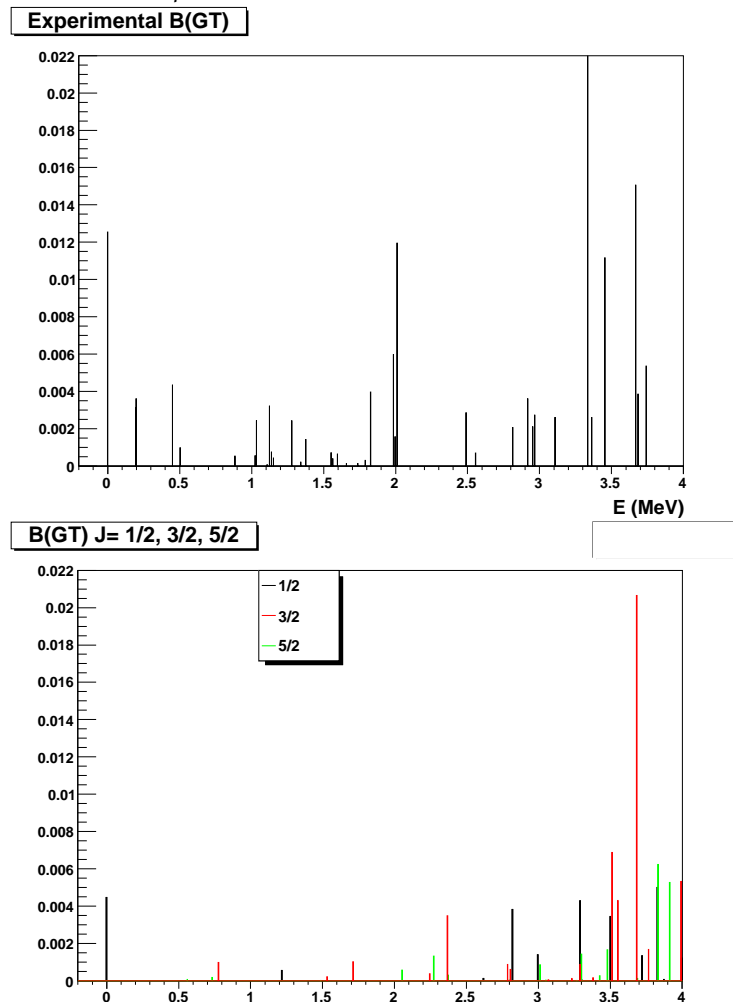


FIG. 8.6 – Distributions de  $B(GT)$  : en haut, selon les données expérimentales ; en-bas, pour l'ensemble des états  $J = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$  dans  $^{73}\text{Zn}$ , calculés à l'aide du code ANTOINE en supposant un état fondamental  $3/2^-$  pour  $^{73}\text{Cu}$ .

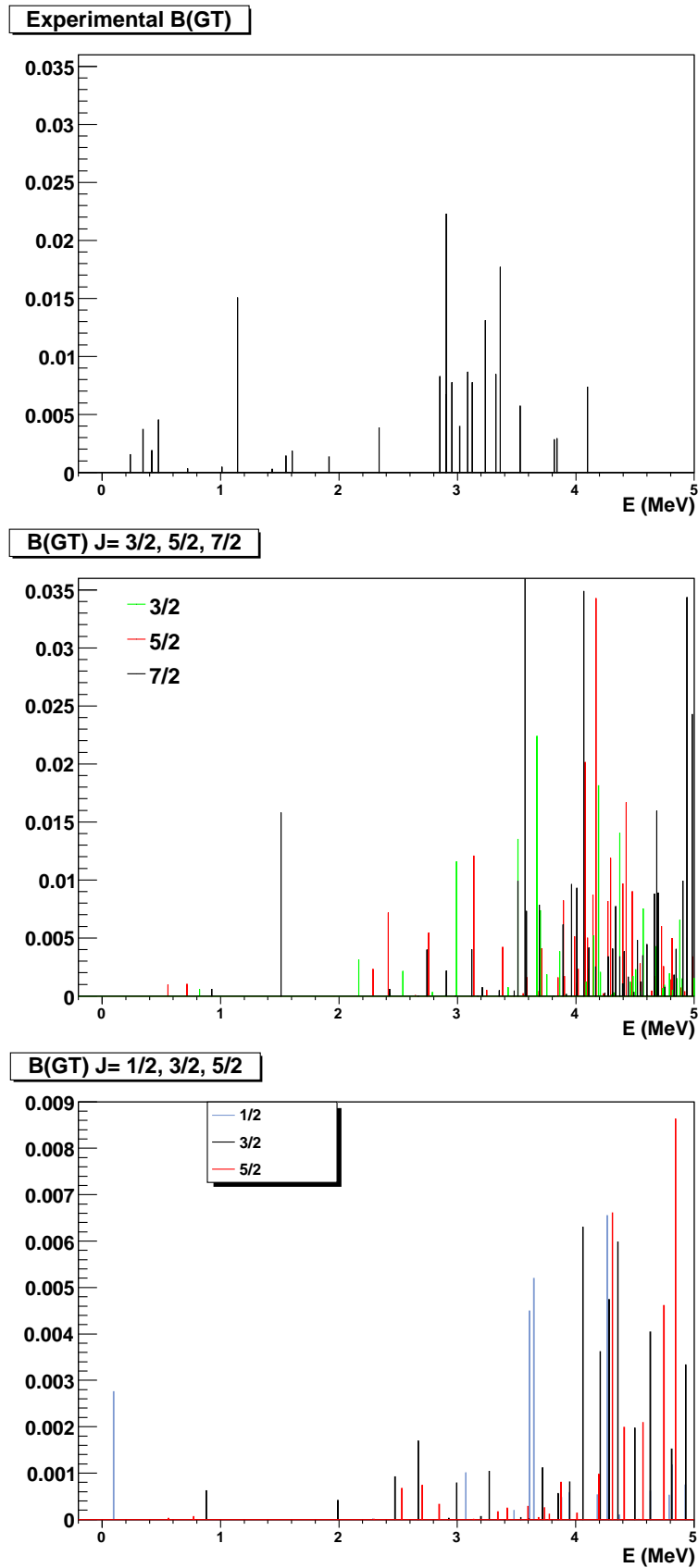


FIG. 8.7 – Distributions de  $B(GT)$  dans  $^{75}\text{Zn}$ . En haut, suivant les données expérimentales ; en-bas, suivant les calculs théoriques réalisés en postulant un état fondamental  $5/2^-$  pour le noyau-père ; en-bas, suivant les calculs théoriques réalisés en postulant un état fondamental  $3/2^-$  pour le noyau-père

8.3.2 Décroissance du  $^{73}\text{Cu}$ 

Tout comme le noyau  $^{71}\text{Cu}$ , l'état fondamental du  $^{73}\text{Cu}$  peut provenir de deux configurations plausibles :  $\pi 2p_{3/2} \nu 1g_{9/2}^4$  ou  $\pi 1f_{5/2} \nu 1g_{9/2}^4$ . La détermination par Huhta et al. [25] d'une alimentation  $\beta$  très importante (42(12)%) de l'état fondamental  $1/2^-$  du  $^{73}\text{Zn}$ , indique que la première configuration est favorisée, donnant une assignation  $3/2^-$  à l'état fondamental du noyau  $^{73}\text{Cu}$ . La comparaison des B(GT) expérimentaux à ceux déduits par calculs de type modèle en couches (figure 8.6), montre que l'alimentation  $\beta$  donnée expérimentalement vers l'état fondamental du  $^{73}\text{Zn}$  est très certainement surestimée : en effet, le B(GT) lié à cette valeur  $I_\beta$  est trouvée comme étant pratiquement le triple de celle déduite par calculs théoriques. Ceci induit donc une mauvaise détermination des intensités  $\beta$  de l'ensemble des états du  $^{73}\text{Zn}$ . Pour résoudre ce problème, il s'agirait donc d'affiner la mesure concernant l'alimentation  $\beta$  de l'état fondamental du  $^{73}\text{Zn}$ , permettant ainsi la connaissance exacte de l'ensemble des alimentations  $\beta$  des états excités du  $^{73}\text{Zn}$ , mis au jour lors de cette analyse.

8.3.3 Décroissance du  $^{75}\text{Cu}$ 

Le code ANTOINE nous permet de calculer la fonction de structure pour les différents états alimentés par décroissance  $\beta$  du  $^{75}\text{Cu}$ . Pour obtenir cette dernière il nous faut déjà connaître le  $J^\pi$  de l'état fondamental de  $^{75}\text{Cu}$ . La littérature tablait sur un état fondamental assigné  $3/2^-$ . Toutefois, S. Franchoo dans son travail de thèse [16, 17] suggérait par analyse systématique que ce dernier était plutôt assigné  $5/2^-$ , dû à la probable inversion des orbitales  $\pi 1f_{5/2}$  et  $\pi 2p_{3/2}$  induite par la force tenseur lors du remplissage de l'orbitale  $\nu g_{9/2}$ . Or, de récents calculs théoriques publiés par N. Smirnova et al. [54] prédisaient que cette inversion ne se produirait que pour des masses supérieures, très certainement autour du noyau  $^{79}\text{Cu}$ , comme l'illustre la figure 8.8.

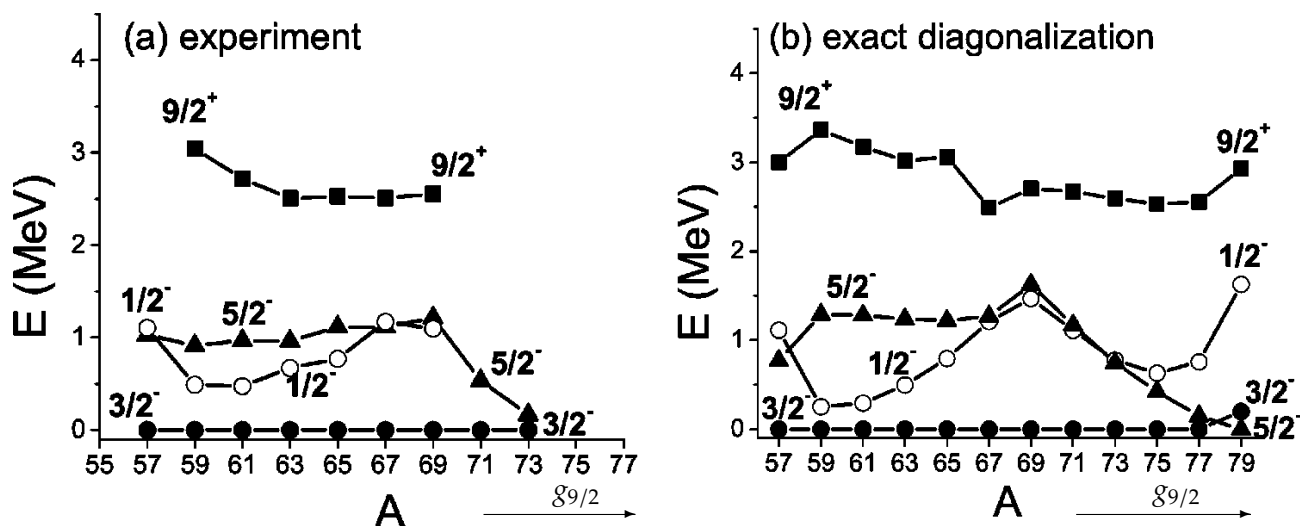


FIG. 8.8 – Systématique des états  $1/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $5/2^-$ ,  $9/2^+$  dans les isotopes de Cu de masses impaires ; en a) les énergies d'excitations obtenues expérimentalement ; en b) les valeurs obtenues par calculs de type modèle en couches avec une interaction réaliste, extraites de l'article de Smirnova et al. [54].

Ce travail de thèse s'est donc attaché à lever ces incertitudes et à établir, de manière tangible, l'assignation de l'état fondamental du noyau  $^{75}\text{Cu}$ . La figure 8.7 représente les distributions B(GT) provenant de chacun des espaces (J,T) accessibles. Ici sont représentées les différentes contributions issues de la projection de  $J_{init} = 5/2^-$ , soit  $J_{fin} = 3/2^-, 5/2^-, 7/2^-$  (figure centrale) et de la projection de  $J_{init} = 3/2^-$ , soit  $J_{fin} = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$  (figure du bas) pour la décroissance

du  $^{75}\text{Cu}$ . Pour faire état des caractéristiques de l'état fondamental du  $^{75}\text{Cu}$ , ces deux projections sont comparées aux B(GT) déduits de l'expérience (figure du haut). On observe une bonne concordance entre la projection suivant  $J_{init} = 5/2^-$  et les résultats expérimentaux, alors que ceux-ci ne présentent aucune similarité avec les calculs issus de la projection de  $J_{init} = 3/2^-$ . Nous pouvons donc affirmer que l'assignation de l'état fondamental du noyau  $^{75}\text{Cu}$  est  $5/2^-$ , indiquant une inversion des orbitales  $2p_{3/2}$  et  $1f_{5/2}$  dès le remplissage par 4 neutrons de l'orbitale  $\nu 1g_{9/2}$ , démentant les prévisions théoriques de N. Smirnova et al. [54].

### 8.3.4 Effets de la force tenseur dans d'autres régions de masse

La figure 8.8 illustre l'évolution des états  $1/2^-, 3/2^-, 5/2^-, 9/2^+$  en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes impairs de Cu. Pour comprendre la réduction de plus en plus marquée de l'énergie d'excitation de l'orbitale  $\pi 1f_{5/2}$  par rapport à l'état fondamental  $\pi 2p_{3/2}$  qui a été observée dans les noyaux lourds de Cu ( $^{69-73}\text{Cu}$ ), aboutissant à l'inversion de ces deux orbitales pour le noyau  $^{75}\text{Cu}$ , il peut être intéressant de regarder l'évolution des orbitales pour d'autres régions de la charte des nucléides. Des effets similaires surviennent pour un grand nombre d'orbitales et un lien avec le moment angulaire  $\ell$  semble exister.

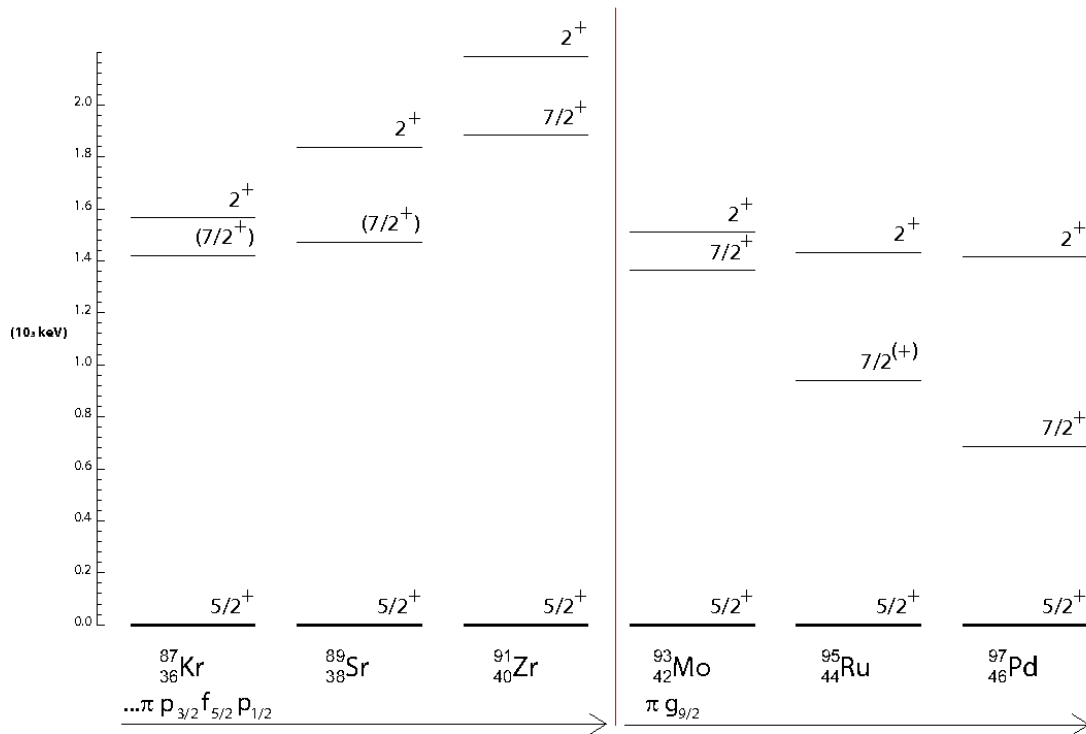


FIG. 8.9 – Systématique des premiers états  $5/2^+$  et  $7/2^+$  des isotones  $N = 51$ . Les premiers états  $2^+$  des coeurs  $N = 50$  sont également représentés. Les données sont issues de NNDC.

Considérons l'évolution des états de basses énergie d'excitation des isotopes  $N = 51$  entre les noyaux  $^{87}\text{Kr}$  et  $^{97}\text{Pd}$  (figure 8.9). L'orbitale  $\nu 2d_{5/2}$  est placée juste au-dessous du gap  $N = 50$  suivie, à plus haute énergie, par l'orbitale  $\nu 1g_{7/2}$ . L'état fondamental des isotones  $N = 51$  est un  $5/2^+$  correspondant à l'occupation de l'orbitale  $\nu 2d_{5/2}$ , alors que l'état  $7/2^+$  est lié à la promotion

d'un neutron dans l'orbitale  $\nu 1g_{7/2}$ . L'énergie d'excitation de ce dernier état s'abaisse fortement lors du remplissage de l'orbitale  $\pi 1g_{9/2}$  ( $\ell + 1/2$ ) qui est le partenaire spin-orbite de  $\nu 1g_{7/2}$  ( $\ell - 1/2$ ). La figure 8.9 présente également l'énergie d'excitation du premier état  $2^+$  des coeurs  $N = 50$ . L'évolution parallèle de leurs valeurs avec celles du premier état  $7/2^+$  pour  $Z \leq 40$  montre un couplage  $\nu 1g_{7/2} \otimes 2^+$  alors qu'au-delà du  $^{93}\text{Mo}$  le  $7/2^+$  est de nature à particules indépendantes. Ainsi l'abaissement observé de l'énergie d'excitation du  $7/2^+$  en fonction du remplissage de l'orbitale  $\pi 1g_{9/2}$  est bien lié à la force tenseur.

Un comportement identique est visible pour la chaîne isotopique de Sb (figure 8.10). L'état fondamental  $5/2^+$  pour les noyaux  $^{109-121}\text{Sb}$  est donné par le proton célibataire se plaçant dans l'orbitale  $\pi 2d_{5/2}$ . L'état  $7/2^+$ , quant à lui, est mélangé au deuxième état  $7/2^+$  dans les isotopes légers  $A \leq 115$  et est de nature à particules indépendantes dans les isotopes lourds. Lors du remplissage de l'orbitale  $\nu h_{11/2}$  on observe que l'état  $7/2^+$  décroît jusqu'à devenir l'état fondamental au niveau de l'isotope  $^{123}\text{Sb}$  alors que l'énergie d'excitation du premier état  $2^+$  reste constante et comprise entre 1.1 et 1.3 MeV. On peut donc en conclure que la force tenseur induit l'abaissement de l'orbitale  $\pi 1g_{7/2}$  ( $\ell - 1/2$ ) quand il y a remplissage de l'orbitale neutron  $\nu 1h_{11/2}$  ( $\ell' + 1/2$ ).

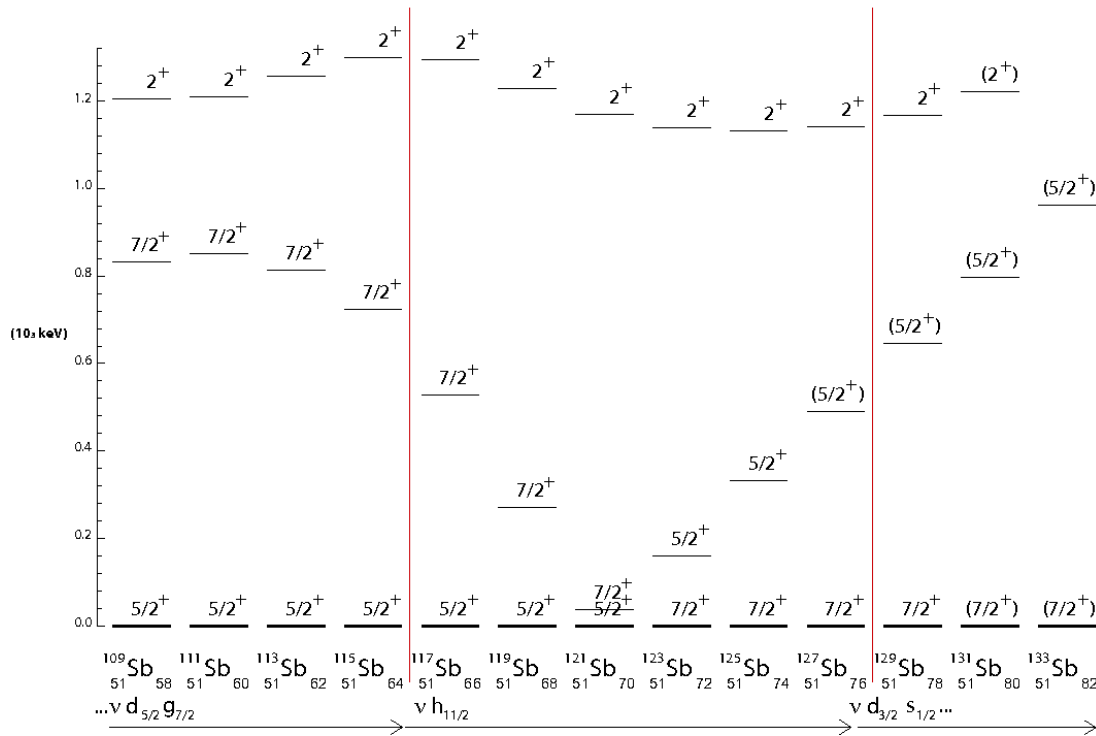


FIG. 8.10 – Systématique des premiers états  $5/2^+$  et  $7/2^+$  des isotones  $Z = 51$ . Les premiers états  $2^+$  des coeurs  $Z = 50$  sont également représentés. Les données sont issues de NNDC.

Pour la chaîne isotonique  $N = 83$  (figure 8.11), les orbitales neutrons situées au-dessus du gap  $N = 82$  sont  $\nu 2f_{7/2}$  puis  $\nu 1h_{9/2}$ . L'état fondamental  $7/2^-$  peut être expliqué par l'ajout d'un neutron non apparié dans l'orbitale  $\nu 2f_{7/2}$ , alors que l'état  $9/2^-$  provient de l'excitation d'un neutron dans l'orbitale  $\nu 1h_{9/2}$ . La figure 8.11 présente les états  $7/2^-$ ,  $9/2^-$  des noyaux  $N = 83$ , ainsi que l'énergie d'excitation des états  $2^+$  des coeurs  $N = 82$ . L'état  $9/2^-$  qui provient du



couplage au  $2^+$  pour  $Z < 66$  est de nature à particule indépendante pour  $Z \geq 66$ . Son énergie d'excitation qui se trouvait au voisinage de 1300 keV entre les noyaux  $^{137}\text{Xe}$  et  $^{147}\text{Gd}$ , s'effondre lors du remplissage de l'orbitale  $\pi h_{11/2}$ , qui est le partenaire  $\ell + 1/2$  de spin-orbite de l'orbitale  $\nu 1h_{9/2}$  ( $\ell - 1/2$ ).

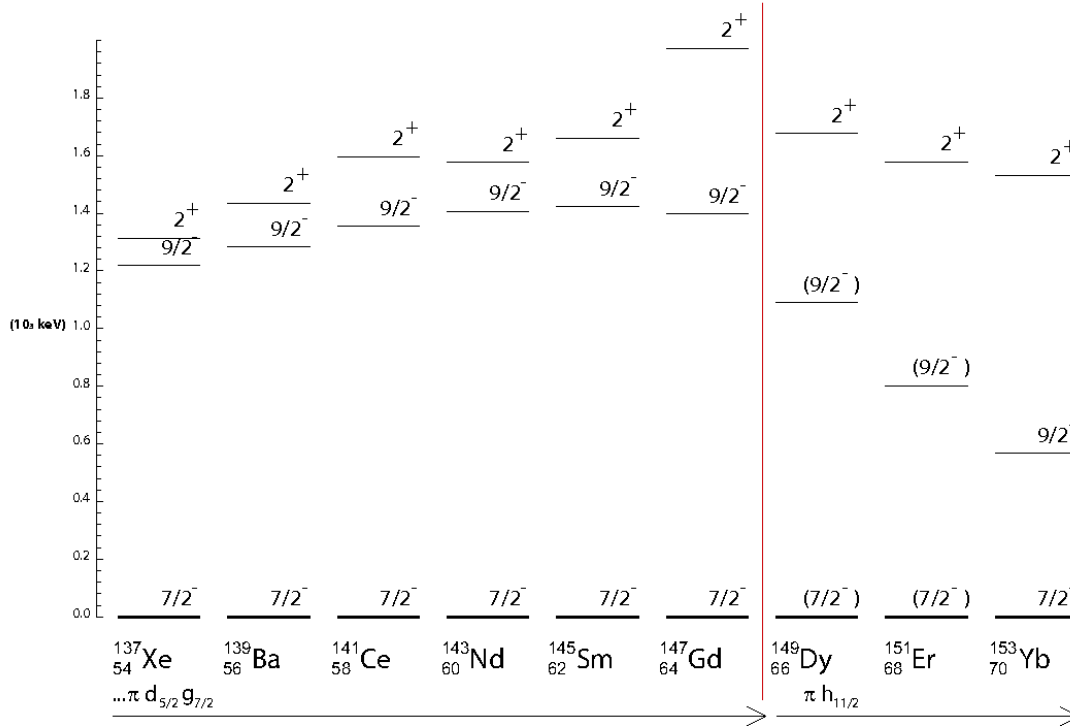


FIG. 8.11 – Systématique des premiers états  $7/2^-$  et  $9/2^-$  des isotones  $N = 83$ . Les premiers états  $2^+$  des coeurs  $N = 82$  sont également représentés. Les données sont issues de NNDC.

Concernant les noyaux plus légers, un même raisonnement est difficilement applicable car la connaissance portant sur les noyaux les plus exotiques des chaînes isotopiques ou isotonique est limitée. De même, l'influence des migrations monopôlaires est plus difficile à mettre en lumière. Il est cependant intéressant de se pencher sur le comportement des isotones  $N = 29$  (figure 8.12), pour les noyaux  $^{49}\text{Ca}$  à  $^{57}\text{Ni}$  (remplissage de l'orbitale  $\pi 1f_{7/2}$ ), qui sont les noyaux miroirs des isotopes de Cu. Dans cette chaîne isotopique, l'état fondamental  $3/2^-$  est donné par le neutron célibataire, se trouvant dans l'orbitale  $\nu 2p_{3/2}$ . La promotion de ce neutron dans les orbitales  $\nu 2p_{1/2}$  et  $\nu 1f_{5/2}$  conduit aux états  $1/2^-$  et  $5/2^-$ . L'énergie d'excitation de ce dernier état décroît de manière significative ( $E^* = 3585$  keV pour  $^{49}\text{Ca}$  à  $E^* = 769$  keV pour  $^{57}\text{Ni}$ ) lors du remplissage de l'orbitale  $\pi f_{7/2}$ . L'énergie d'excitation du premier état  $2^+$  des coeurs  $N = 28$  suit de façon remarquable l'évolution de celle des états  $5/2^-$  montrant un fort couplage de l'orbitale  $\nu 2p_{1/2}$  avec l'état  $2^+$ . La séparation entre  $2^+$  et  $5/2^-$  n'est importante que dans  $^{57}\text{Ni}$  assurant à ce dernier un caractère à particules indépendantes. Dans le cas des isotopes  $N = 29$ , la chute de l'énergie d'excitation du  $5/2^-$  ne peut donc pas être clairement associée à la force tenseur. Il s'agit de rester prudent avec ces résultats car l'évolution de cet état pour les noyaux de  $Z < 80$  n'est pas connue à ce jour.

En analysant ces différents exemples, il est possible d'interpréter le comportement des noyaux

riches en neutrons. En effet, comme nous l'avons mentionné précédemment, l'état fondamental assigné  $3/2^-$  pour les noyaux  $^{57-73}\text{Cu}$  est la résultante de l'occupation de l'orbitale  $\pi 2p_{3/2}$ . La position du premier état  $5/2^-$ , attribué à l'orbitale  $\pi 1f_{5/2}$  ( $\ell - 1/2$ ), n'évolue que peu entre  $A = 57$  et  $A = 69$  et avoisine  $E^* = 1$  MeV. Les données antérieures récoltées par S. Franchoo et al. montrent une brusque réduction de l'énergie d'excitation de l'état  $5/2^-$  pour le noyau  $^{71}\text{Cu}$  [15]. Cet effet se produit alors que l'orbitale  $\nu g_{9/2}$  ( $\ell' + 1/2$ ) se remplit. En poursuivant le remplissage de cette orbitale, l'inversion des orbitales proton  $p_{3/2}$  et  $f_{5/2}$  intervient autour du noyau  $^{75}\text{Cu}$ .

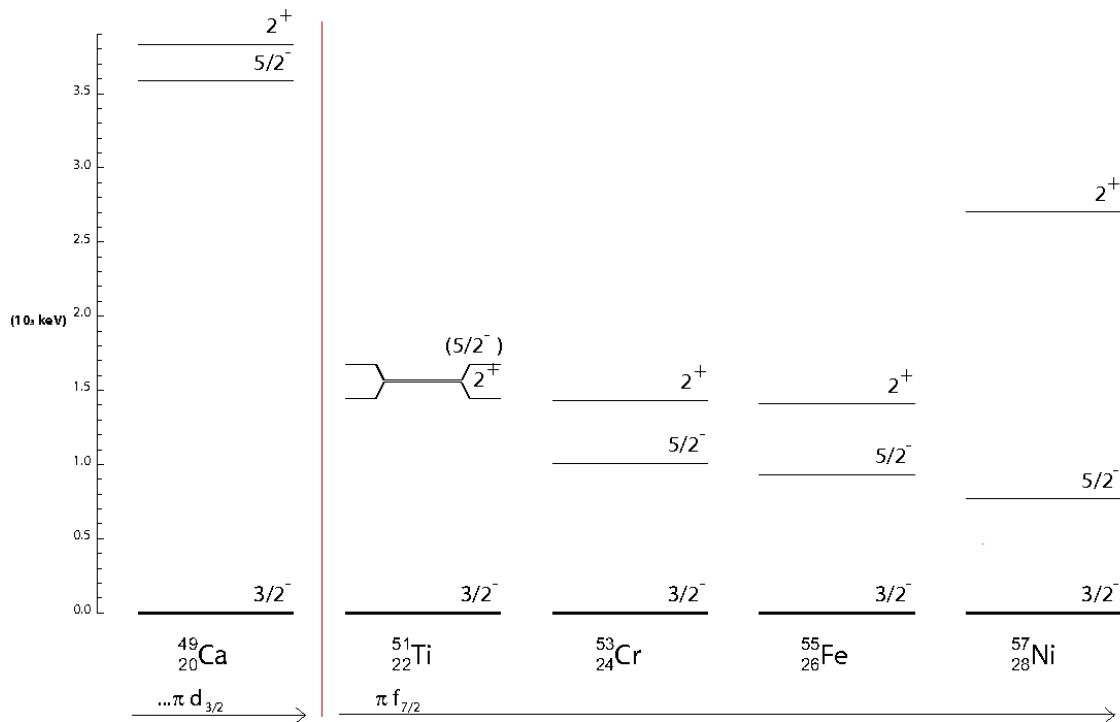


FIG. 8.12 – Systématique des premiers états  $3/2^-$  et  $5/2^-$  des isotones  $N = 29$ . Les premiers états  $2^+$  des coeurs  $N = 28$  sont également représentés. Les données sont issues de NNDC.

Ainsi, ce sont systématiquement les orbitales  $\ell - 1/2$  qui migrent. L'orbitale de valence qui se remplit est le partenaire de spin-orbite  $\ell + 1/2$  si l'on considère les chaînes isotoniques et le pseudo partenaire de spin-orbite  $\ell' + 1/2$  avec  $\ell' = l + 1$  pour les chaînes isotopiques. Il est intéressant de noter que la différence de moment angulaire entre les orbitales déplacées par la force tenseur est  $\Delta j = 1$  pour les migrations isotoniques et  $\Delta j = 2$  pour les migrations isotopiques. De manière générale, on observe qu'une interaction prononcée entre les orbitales  $\ell - 1/2$  et  $\ell' + 1/2$  proches du niveau de Fermi, avec  $\ell \simeq \ell'$ , abaisse fortement la composante  $\ell - 1/2$ .

Ainsi, les résultats expérimentaux et théoriques sont globalement en bon accord bien que les calculs ne reproduisent pas correctement la somme de Ikeda (voir figure 8.13), en vertu de laquelle la force de Gamow-Teller devrait être égale à  $3(N - Z)$ .

La règle de somme  $S^- = \sum_i GT_i^-$ , calculée dans l'espace entier pour la chaîne isotopique des Cu, est représentée en figure 8.13. Pour une meilleure perception visuelle, cette dernière a été donnée en fonction du produit des protons,  $Z_{val} = Z - 28$  avec le nombre de trous dans la

couche  $\nu fp$ , soit  $50 - N$ . On observe une décroissance linéaire avec l'augmentation de la masse des isotopes de Cu, tendance inverse à celle attendue. Ce problème est lié au fait que l'espace  $fp$  considéré n'inclut pas tous les partenaires de spin-orbite. L'orbitale  $\nu f_{7/2}$  est fermée, il n'y a pas conservation de l'isospin et l'orbitale  $g_{7/2}$  (ainsi que  $d_{5/2}$ ) ne fait pas partie de l'espace de valence tandis que son partenaire de spin-orbite,  $g_{9/2}$  en fait naturellement partie. Ainsi, le fait que les calculs arrivent à reproduire assez bien les résultats expérimentaux tient au fait que les transitions de Gamow-Teller vers les états de basses énergies dans le noyau fils doivent être dominées par la transition  $\nu p_{1/2} \rightarrow \pi p_{3/2}$ . On note toutefois un décalage d'environ 300 keV des états calculés par rapport aux états déterminés à l'aide de nos données. Cet effet, provient comme on l'a mentionné précédemment de l'interaction qu'il faudrait améliorer.

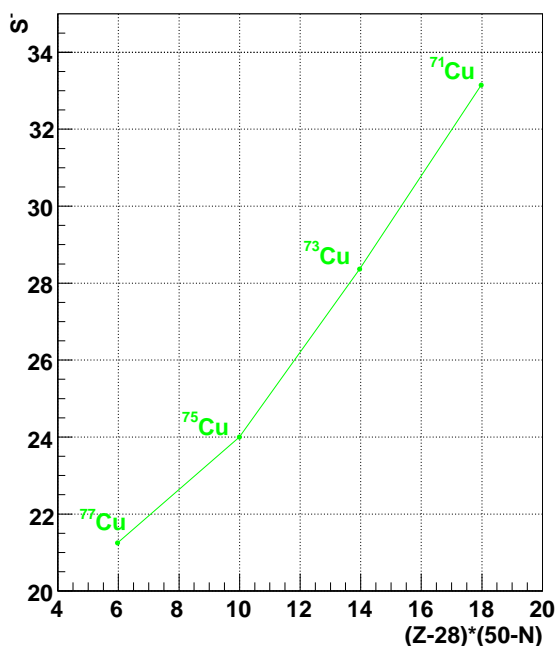


FIG. 8.13 – Somme de Ikeda  $S^-$  en fonction du nombre de particules et trous dans l'espace de valence.

### 8.3.5 Demi-vies

A l'aide des éléments de matrices issus des calculs de type modèle en couches, nous pouvons calculer les demi-vies théoriques. Elles sont résumées dans le tableau 8.2, accompagnées des valeurs expérimentales déterminées lors de notre expérience ainsi que lors d'expériences précédentes, explicitées dans les chapitres précédents.

TAB. 8.2 – Demi-vies calculées et mesurées des états fondamentaux des isotopes impairs ( $A = 71, 73, 75$ ) du Cu.

Isotopes	$T_{1/2_{\text{Theo}}}$ (s)	$T_{1/2_{\text{Exp}}}$ (s)	$T_{1/2_{\text{Litt}}}$ (s)
<sup>71</sup> Cu	29.60	16.7(15)	19.5(16)
<sup>73</sup> Cu	5.44	4.33(12)	4.22(15)
<sup>75</sup> Cu	1.38	1.15(10)	1.224(2)

On observe des valeurs calculées à chaque fois supérieures à celles obtenues expérimentalement. Ceci peut être probablement expliqué par un manque d'itérations induisant une mauvaise convergence de certains états contribuant fortement à la détermination de la demi-vie de l'isotope. Néanmoins, ces valeurs restent dans l'ordre de grandeur des durées de vie tabulées dans la littérature.



# Perspectives et conclusion

L'originalité de cette thèse réside dans le fait qu'elle aborde la même région de masse autour de  $N = 50$  par deux mécanismes différents de production des noyaux étudiés, qui se sont avérés complémentaires dans les informations qui en découlent.

En effet, d'une part, nous avons réalisé plusieurs campagnes de mesures par spectroscopie  $\gamma$ , dont la dernière, réalisée en Février 2007, fut analysée et présentée dans ce mémoire. Pour créer les noyaux nous intéressant, nous avons utilisé des mécanismes profondément inélastiques et de multi-transferts de nucléons à partir de la réaction  $^{82}\text{Se}(@505\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$ . La spectroscopie  $\gamma$  des noyaux très riches en neutrons, que l'on désirait analyser, nécessite un appareillage performant, permettant une identification précise des résidus. Nous avons alors porté notre choix sur le spectromètre magnétique PRISMA, couplé au multidétecteur  $\gamma$  CLARA, se trouvant au LNL, Legnaro (Italie).

Les mécanismes profondément inélastiques et de multi-transfert de nucléons nous ont permis de peupler, à "hauts" spins, un très grand nombre de noyaux autour de  $N=50$ . Parmi l'ensemble de ces noyaux produits, nous nous sommes concentrés principalement sur les chaînes isotopiques Ge et Zn, pour lesquelles nous avons apporté des améliorations notables par rapport aux données existant dans la littérature. Le résultat de notre travail tend à observer la persistance du gap  $N=50$  pour les Germania et Zincs.

D'autre part, nous avons analysé des données de décroissance  $\beta$  pour la chaîne des isotopes impairs du Cu ( $^{71,73,75}\text{Cu}$ ). Ces données ont été recueillies auprès d'ISOLDE au CERN (Genève), à l'aide de l'ensemble source RILIS avec identification laser. Des taux de production importants du Cuivre ont pu être atteints permettant de construire des schémas de décroissance très complets pour ces isotopes. En particulier, l'analyse expérimentale, validée par les calculs théoriques, a mis en lumière l'inversion des orbitales  $p_{3/2}$  et  $f_{5/2}$  au niveau du  $^{75}\text{Cu}$ , alors que cette inversion était prédite théoriquement pour des masses supérieures, principalement autour du  $^{79}\text{Cu}$ .

La confrontation de l'intégralité de nos données expérimentales à des calculs de type modèle en couches réalisés par nos soins, utilisant un coeur inerte de  $^{56}\text{Ni}$ , a eu un double impact, permettant à la fois la validation de nos données expérimentales ainsi que l'amélioration de l'interaction utilisée pour cette région de masse.

Les résultats obtenus à l'aide de CLARA-PRISMA ont permis de poser des jalons dans la région autour de  $N=50$ , mettant en évidence la nécessité de disposer de plus de statistique à l'aide de faisceaux plus intenses et plus exotiques ainsi que d'appareillage encore plus efficaces. Ces deux objectifs devraient être atteints dans un avenir proche à l'aide, tout d'abord, du multidétecteur AGATA, ayant une efficacité et une résolution en énergie ( $\text{Eff} \approx 40\%$ ,  $\text{Fwhm} \approx 6 \text{ keV}$  pour  $E_\gamma = 1 \text{ MeV}$  et  $v/c=50\%$ ) bien supérieures dans les mêmes conditions à celles des appareillages actuels les plus performants ( $\text{Eff} 10\%$ ,  $\text{Fwhm} \approx 40 \text{ keV}$ ). Dans un second temps, les faisceaux stables et radioactifs de SPIRAL2, qui auront des intensités sans communes mesures avec celles rencontrées actuellement, permettront d'aller plus loin dans l'étude des noyaux riches en neutrons, se rapprochant toujours plus de la ligne d'émission spontanée de neutron ("neutron drip line"). Ainsi, le noyau  $^{78}\text{Ni}$  pourra être étudié expérimentalement, mettant peut-être à mal nos

certitudes concernant les fermetures de couches.

En attendant ces avancées technologiques et instrumentales, il serait très certainement essentiel de se pencher davantage sur le mécanisme à proprement parlé, pour les réactions profondément inélastiques. En effet, l'angle de grazing déterminé pour une réaction du type de celle utilisée lors de cette thèse ( $^{82}\text{Se} + ^{238}\text{U}$ ) est donné, suivant les modèles, dans une plage allant de 63 à 70° (la valeur retenue pour nos données est  $\theta_{gr} = 64^\circ$ ). La grande acceptande d'un appareillage comme PRISMA limite l'impact de telles fluctuations. Néanmoins, une meilleure connaissance de ces mécanismes, en vue d'analyses par spectroscopie  $\gamma$  des noyaux riches en neutrons, ne pourrait qu'être un atout, augmentant probablement la statistique qui nous fait défaut à l'heure actuelle.

# Annexe A

## ISOLDE

Toutes ces données ont été présentées dans la thèse de Ulli Köster[27]

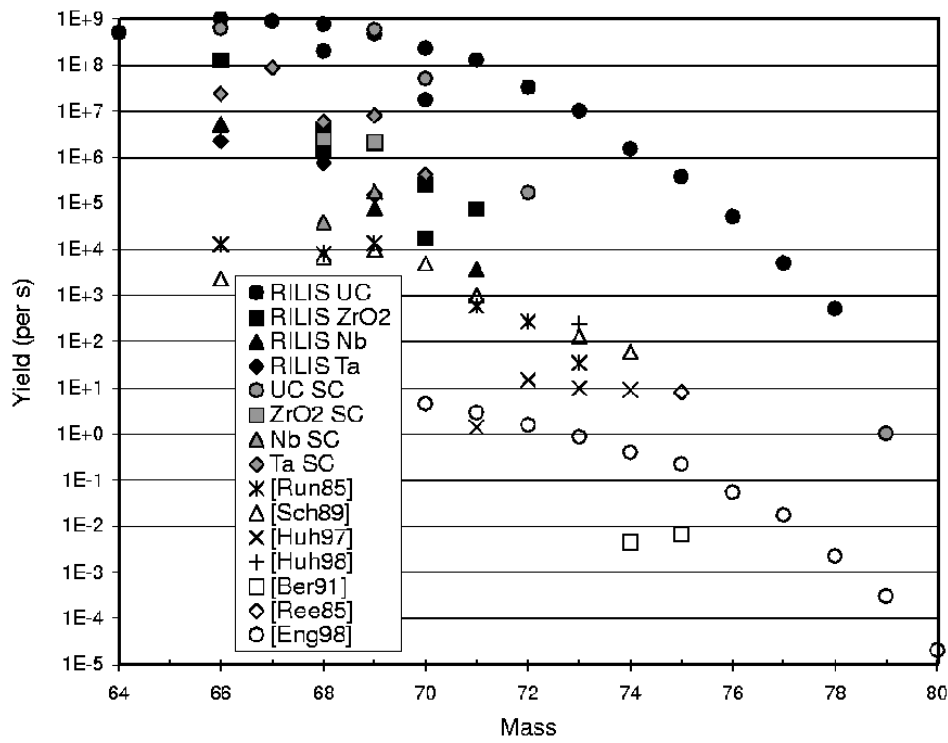


FIG. A.1 – Taux de production des isotopes de cuivre riches en neutrons. Pour plus de détails concernant les paramètres expérimentaux, voir le tableau de la figure A.2.



Ref.	Facility	Proj.	$E/A$ (MeV)	$\bar{I}$ (pnA)	Target	$\zeta$ (g/cm <sup>2</sup> )	Comm.
RILIS UC	ISOLDE PSB	p	1000	2500	UC <sub>x</sub> /graphite	50	RILIS
RILIS ZrO <sub>2</sub>	ISOLDE PSB	p	1000	2500	ZrO <sub>2</sub>	6	RILIS
RILIS Nb	ISOLDE PSB	p	1000	2500	Nb	48	RILIS
RILIS Ta	ISOLDE PSB	p	1000	2500	Ta	114	RILIS
UC SC	ISOLDE SC	p	600	2500	UC <sub>x</sub> /graphite	≈10	MK5
ZrO <sub>2</sub> SC	ISOLDE SC	p	600	2500	ZrO <sub>2</sub>	6.3	MK5
Nb SC	ISOLDE SC	p	600	2500	Nb	47	MK5
Ta SC	ISOLDE SC	p	600	2500	Ta	112	MK5
[Run85]	GSI-ISOL	<sup>82</sup> Se	11.5	20	W	0.046	F.-E
[SO89]	GSI-ISOL	<sup>20</sup> Ne	4.7-10.9	160	UC/UC <sub>2</sub>	0.02	F.-H
[Huh97]	Jyväskylä	p	25	3000	UC <sub>x</sub> /graphite	0.015	IGISOL
[Huh98]	A1200, MSU	<sup>76</sup> Ge	70	15	<sup>9</sup> Be	0.2	
[Ber91]	LOHENGRIN	n <sub>th</sub>	–	–	<sup>235</sup> U	0.00015	
[Ree85]	TRISTAN	n <sub>th</sub>	–	–	<sup>235</sup> U	4 g	F.
[Eng98]	GSI-FRS	<sup>238</sup> U	750	0.0033	Be	1	

FIG. A.2 – Production des isotopes riches en neutrons du cuivre à diverse installations de faisceaux radioactifs .

Element	IP (eV)	$\lambda_1$ (nm)	$\lambda_2$ (nm)	$\lambda_3$ (nm)	Efficiency (%)	Reference
Li	5.39	670.8	610.4	610.4, 670.8		[Mis93]
Be	9.32	234.9	297.3	–	≥ 7	*,[Fed98]
Mg	7.65	285.2	552.8	578.2	9.8	*,[Fed98]
Mn	7.43	279.8	628.3	510.6	19.2	*,[Fed97]
Ni	7.64	305.1	611.1	748.2	≥ 6	*,[Jok97]
Cu	7.73	327.4	287.9	–	≥ 7	*,[Kös99]
Zn	9.39	213.9	636.2	510.6	4.9	*,[Let98]
Ag	7.58	328.1	546.6	510.6	14	[Mis93, Jad97]
Cd	8.99	228.8	643.8	510.6	10.4	*,[Let98, Fed98]
Sn	7.34	300.9	811.4	823.5	8.5 <sup>(B)</sup>	*,[Mis93, Fed95b]
Tm	6.18	589.6	571.2	575.5		[Mis87a, Mis93]
Yb	6.25	555.6	581.1	581.1	15	[Mis93]

FIG. A.3 – Schémas d'excitation utilisés auprès de ISOLDE RILIS. IP représente le potentiel d'ionisation pour un Z donné.  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  sont les longueurs d'onde amenant à la première, seconde et troisième étapes dans le processus d'excitation.

# Annexe B

## Schéma de décroissance du $^{75}\text{Ga}$

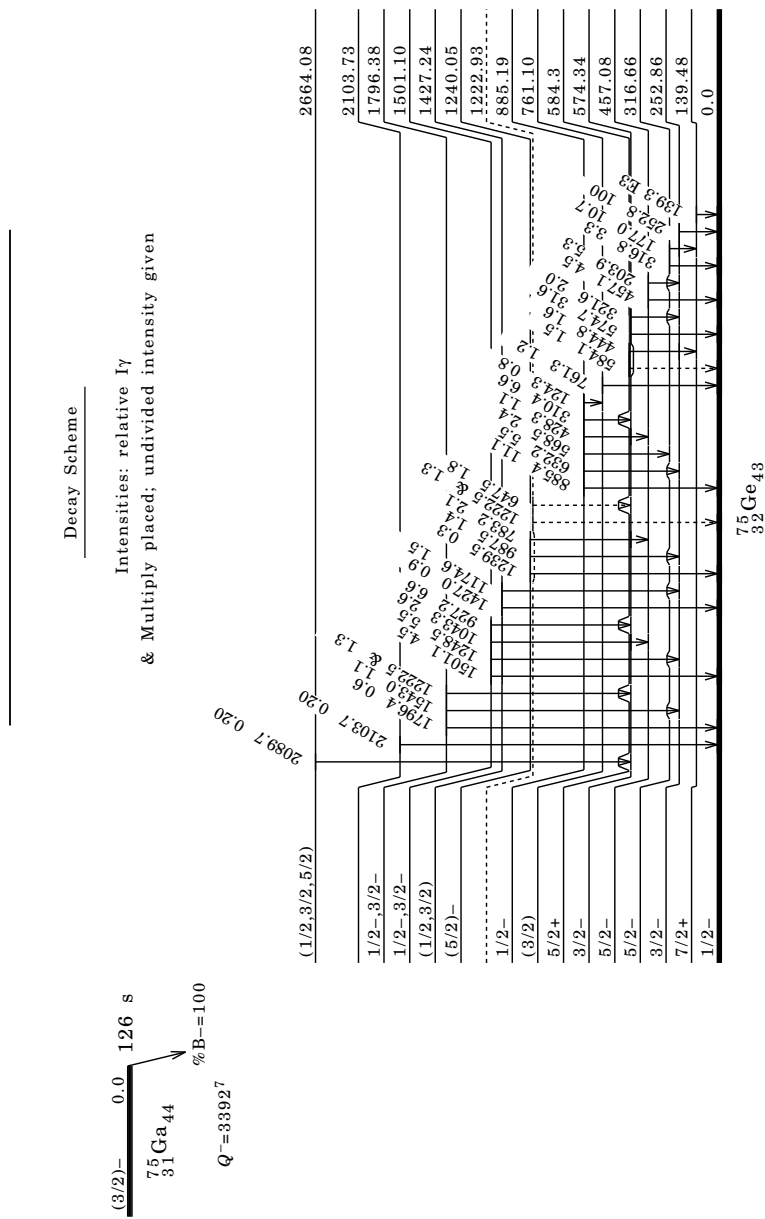


FIG. B.1 – Schéma de décroissance actuellement adopté du  $^{75}\text{Ga}$ .



# Bibliographie

- [1] D. Ardouin, C. Lebrun *et al.*, Phys. Rev. C**18**, 1201 (1978)
- [2] G. Audi and A. H. Wapstra, Nucl. Phys. A**595**, 409 (1995)
- [3] M. Bernas, Ph.Dessagne, Univ.Paris, Inst. Phys. Nucl., Ann. Rept., pN28 (1981)
- [4] M. Bernas, Ph. Dessagne, Nucl. Phys. A **413**, 363 (1984)
- [5] M. Bernas, Z. Phys. A**336** **41** (1990)
- [6] E. Caurier, F. Didierjean, F. Nowacki and G. Walter, Phys. Rev. C**57**, 2316–2320 (1998)
- [7] E. Caurier, F. Nowacki and A. Poves, Eur. Phys. J. A**15**, 145 (2002)
- [8] E. Caurier, G. Martinez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves and A. P. Zuker, Rev. Mod. Phys. **77**, 427–488 (2005)
- [9] A. S. Davydov and G. F. Filippov, Nucl. Phys. **8**, 237 (1958)
- [10] A. M. Van Den Berg, R. V. F. Janssens *et al.*, Nucl. Phys. A**379**, 239 (1982)
- [11] J. Dobaczewski, I. Hamamoto, W. Nazarewicz and J. A. Sheikh, Phys. Rev. Lett.**72**, 981–984 (1994)
- [12] G. Duchêne, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A**432**, 90–110 (1999)
- [13] D. von Ehrenstein and J. P. Schiffer, Phys. Rev. **164**, 1374–1385 (1967)
- [14] A. R. Farhan and B. Singh, Nucl. Dat. Sheets **86** (1999)
- [15] S. Franchoo, M. Huyse, Phys. Rev. C**64**, 054308 (2001)
- [16] S. Franchoo, Ph.D. thesis, University of Leuven, Belgium (1999)
- [17] S. Franchoo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3100 (1998)
- [18] A. Gadea *et al.*, Eur. Phys. J. A**20**, 193 (2004)
- [19] G. Georgiev, Ph.D. thesis, University of Leuven, Belgium (2001) (unpublished).
- [20] M. Goeppert-Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949)
- [21] <http://www.nndc.bnl.gov/logft>
- [22] S. Grevy, S. Pietri *et al.*, Nucl. Phys. A **734**, 369 (2004)
- [23] O. Haxel, J. Jensen and H. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949)
- [24] P. Hoff and B. Fogelberg, Nucl. Phys. A**368**, 210–236 (1981)
- [25] M. Huhta, P. F. Mantica *et al.*, Phys. Rev. C**58**, 3187–3194 (1998)
- [26] T. Ishii *et al.*, Eur. Phys. J. A**13**, 15 (2002)
- [27] U. Köster, PhD thesis, Physik-Department der Technischen Universität München (1999)
- [28] U. Köster, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B**160**, 528–535 (2000)
- [29] U. Köster, Nucl. Phys. A**701**, 441c–451c (2002)
- [30] K.-L. Kratz, H. Gabelmann *et al.*, Z. Phys. A**340**, 419 (1991)
- [31] E. Kugler, Hyp. Int.**129**, 23–42 (2000)

- [32] R. Lecomte, M. Irshad *et al.*, Phys. Rev. C **22**, 2420–2423 (1980)
- [33] D. A. Lewis, J. C. Hill, F. K. Wohn, M. L. Gartner, Phys. Rev. C **22**, 2178 (1980)
- [34] E. Lund, B. Ekstrom *et al.*, Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Conference of Nuclei Far from the Stability, E6, Rousseau Lake, Canada (1987)
- [35] A. Makishima, M. Asai *et al.*, Phys. Rev. C **59**, R2331–R2333 (1999)
- [36] G. Martínez-Pinedo, A. Poves, E. Caurier and A. P. Zuker, Phys. Rev. C **53**, R2602–R2605 (1996)
- [37] J. F. Mateja, L. R. Medsker *et al.*, Phys. Rev. C **17**, 2047 (1978)
- [38] F. Nowacki, private communication
- [39] T. Otsuka, Nucl. Phys. A **734**, 365–368 (2004)
- [40] T. Otsuka, T. Suzuki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 232502, 2005.
- [41] E. Padilla-Rodal, A. Galindo-Uribarri *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 122501 (2005)
- [42] O. Perru, D. Verney *et al.*, Eur.Phys.J. A **28**, 307 (2006)
- [43] Zs. Podolyak, S. Mohammadi *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **13** (2004)
- [44] D. C. Radford, Nucl. Instr. Meth. A **361**, 297 (1995)
- [45] S. Raman, C. W. Nestor and P. Tikkanen, At. Dat. and Nucl. Dat. Tab **78**, 1–128 (2001)
- [46] P. L. Reeder, R. A. Warner *et al.*, Phys. Rev. C **31**, 1929 (1985)
- [47] J. Van Roosbroeck, PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven (2002)
- [48] J. Van Roosbroeck, H. De Witte *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 054307 (2005)
- [49] C. Rossi Alvarez *et al.*, Nucl. Instr. Methods Phys. Res. A **359**, 500 (1995)
- [50] E. Runte, W. D. Schmidt-Ott *et al.*, Nucl. Phys. A **399**, 163–180 (1983)
- [51] E. Runte, K. L. Gippert *et al.*, Nucl. Phys. A **441**, 237–260 (1985)
- [52] T. Rzaca-Urban, W. Urban *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 027302 (2007)
- [53] K. Shima, At. Dat. and Nucl. Dat. Tab. **51** (1992)
- [54] N. Smirnova *et al.*, Phys. Rev. C **69** (2004)
- [55] J.-C. Thomas, H. De Witte *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 054309 (2006)
- [56] J. J. Valiente-Dobón *et al.*, Acta Phys. Pol. B **37**, 225 (2006)
- [57] J. Van de Walle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 142501 (2007)
- [58] A. N. Wilson, C. W. Beausang *et al.*, Eur. Phys. J. A **9**, 183 (2000)
- [59] J. A. Winger, J. C. Hill, Phys. Rev. C **42**, 956 (1990)
- [60] W. A. Yoh, S. E. Darden, S. Sen, Nucl. Phys. A **263**, 419 (1976)
- [61] Y. H. Zhang, Zs. Podolyak *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 024301 (2004)