



HAL
open science

Etude par excitation coulombienne de la fermeture de couche $N=40$

S. Leenhardt

► **To cite this version:**

S. Leenhardt. Etude par excitation coulombienne de la fermeture de couche $N=40$. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. Français. NNT : . in2p3-00009949

HAL Id: in2p3-00009949

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00009949>

Submitted on 20 Jul 2018

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.



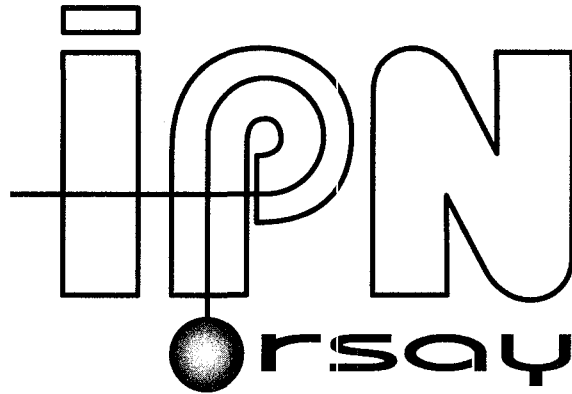
FR0107161

I.P.N. - 91406 ORSAY CEDEX

CNRS - INP3 UNIVERSITÉ PARIS - SUD

institut de physique nucléaire

Gestion INIS
Doc. Enreg. le 4/7/2001
N° TRN FLO 10 71 61



27 janvier 2000

IPNO T 00-03

THESE

présentée par

Stéphane LEENHARDT

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS-XI ORSAY**

**Sujet : Etude par excitation coulombienne
de la fermeture de couche N=40**

32 / 42

PLEASE BE AWARE THAT
ALL OF THE MISSING PAGES IN THIS DOCUMENT
WERE ORIGINALLY BLANK

**UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

présentée pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR en SCIENCES
de L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

par

Stéphane LEENHARDT

Sujet :

ETUDE PAR EXCITATION COULOMBIENNE
DE LA FERMETURE DE COUCHE $N = 40$.

Soutenue le 27 janvier 2000 devant la commission d'examen :

Mr Michel Girod	
Mme Marie-Geneviève Porquet	Rapporteur
Mr Henri Sergolle	Président
Mr Geirr Sletten	Rapporteur
Mr Olivier Sorlin	Directeur de thèse
Mr Piet Van Duppen	

Remerciements

Corvée pour les uns, défouloir pour les autres, les remerciements sont un passage obligé pour qui veut conclure son travail de thèse dans les règles de l'art. Mais considérant qu'ils font suite à plusieurs années de travail (intenses) et à quelques mois d'écriture (encore plus intenses), on peut comprendre que ces quelques lignes écrites à la hâte soient, sinon souhaitables, en tout cas excusables.

Bien entendu, même si vous souhaitez ardemment lire les prochains paragraphes (et je vous comprends), je vous engage à ne pas vous arrêter en si bon chemin et à poursuivre la lecture au-delà. Qui sait? Cela peut également vous intéresser!

Je tiens donc à remercier en premier lieu Olivier, qui a suivi l'avancement de mes travaux, pendant ces trois années, avec une grande attention, tout en me laissant une grande liberté dans mes choix. Il a toujours été présent lorsque, pour une raison ou pour une autre, la situation était un peu plus difficile. Je tiens aussi à préciser que notre très bonne entente ne s'est pas limitée au cadre (étroit) du laboratoire. Pour tout cela : merci encore Olivier!

Mes remerciements vont aussi à M^r Galès qui m'a accueilli au sein de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Je suis très reconnaissant aux membres du jury d'avoir accepté de corriger et de (grandement) améliorer le fruit de mon labeur. Merci à M^r Sergolle d'avoir présidé ce jury, merci à M^r Sletten, à M^r Girod, à M^r Van Duppen. Un merci tout particulier à M^{me} Porquet pour son aide inestimable.

Il est clair que durant ces quelques années d'apprentissage à la recherche (à la vie?), on est en contact, chaque jour, avec un certain nombre de personnes. Elles ont, elles aussi, contribué, chacune à leur manière, à l'élaboration de cette thèse. Tout d'abord tous les membres du groupe *PNIL* avec qui j'ai pu partager de nombreux bons moments et de qui j'ai beaucoup appris. Je tiens en particulier à remercier Dominique pour sa (presque toujours) bonne humeur et sa disponibilité, et Luc pour sa faculté à rendre le quotidien moins quotidien ; merci aussi à Corinne, sans qui l'étude sur la trajectoire des particules n'aurait pas été ce qu'elle est maintenant (n'aurait, d'ailleurs, rien été du tout!).

Mais, et vous le savez sans doute, la physique nucléaire ne s'arrête pas aux portes du groupe *PNIL*. C'est donc tout naturellement que j'ai été amené à rencontrer, pendant ces quelques années, de nombreuses personnes et personnalités. Ce n'est pas l'envie qui me manque de vous en faire la liste exhaustive ici, ni même le temps, mais bien plus la peur d'en oublier (c'est qu'en trois ans, on en voit passer du monde!). Je tiens quand même à saluer amicalement tous les thésards que j'ai côtoyés, en leur souhaitant une pleine réussite, et pas seulement dans l'accomplissement de leur travail de thèse. Un salut spécial

à Marjorie qui atteindra ses objectifs, j'en suis persuadé, étant donné que sa volonté de faire de la recherche est aussi forte que ma volonté de ne pas en faire.

Encore un mot pour remercier tous les gens qui contribuent à rendre la vie au laboratoire plus facile : merci à Danièle, à tous les membres du *S2I*, de la bibliothèque, du service courrier (et j'en oublie, c'est sûr).

Un dernier mot (dernier, promis) pour préciser, n'en déplaise à certains, qu'il existe une vie en dehors du laboratoire. Cet ultime paragraphe me permet donc de saluer affectueusement tous ceux qui m'ont soutenu, encouragé, accompagné. Merci à toi, Véronique, d'avoir été là. Merci à ma famille. Un grand merci enfin à tous mes amis, de Fleming et d'ailleurs.

Stéphane

*This is my final fit,
my final bellyache.*

Thom Yorke

Table des matières

Introduction

Chapitre 1

Du noyau aux nombres magiques

1.1	Sonder le noyau	3
1.1.1	Diffusion de particules α : existence du noyau	3
1.1.2	Diffusion élastique d'électrons et densités de charge et de masse	4
1.1.3	Diffusion élastique d'électrons et modèle en couches	6
1.1.4	Diffusion d'électrons sur des protons et nombres magiques	8
1.1.5	Excitation coulombienne et modes collectifs du noyau	9
1.2	Magicité et noyaux exotiques	11
1.2.1	Structure nucléaire aux abords des « drip-lines »	12
1.2.2	Apparition et disparition de nombres magiques	15
1.3	La région riche en neutrons $N = 40$	16
1.3.1	Potentiel nucléaire loin de la stabilité	16
1.3.2	Le ^{68}Ni : un isotope riche en neutrons très intéressant	18

Chapitre 2

Excitation coulombienne de faisceaux radioactifs

2.1	Utilisation de faisceaux radioactifs	23
2.2	Principe de l'excitation coulombienne	24
2.2.1	Théorie sommaire de l'excitation coulombienne classique	25

2.2.2	Excitation coulombienne relativiste	28
2.3	Sections efficaces	30

Chapitre 3

Excitation coulombienne des noyaux de ^{76}Ge , ^{72}Zn et ^{70}Zn

3.1	Présentation générale	33
3.2	Production et sélection d'un faisceau secondaire	33
3.3	Identification des ions lourds	36
3.3.1	Identification par le télescope	36
3.3.2	Utilisation des isomères pour l'identification	38
3.4	Excitation coulombienne et détection des photons de décroissance	45
3.4.1	Détection des photons: le « Château de Cristal »	45
3.4.2	Spectre énergie des BaF_2 avec source	47
3.4.3	Spectres temps des BaF_2	50
3.4.4	Spectre énergie des BaF_2 conditionnés par un temps	52
3.5	Electronique et acquisition des données	56
3.5.1	Montage électronique	56
3.5.2	Principe de l'acquisition	58
3.6	Analyse des données	60

Chapitre 4

Excitation coulombienne des noyaux de ^{70}Zn , ^{68}Ni et ^{66}Ni

4.1	Présentation générale	67
4.2	Production de faisceaux secondaires	67
4.2.1	Choix du faisceau primaire	67
4.2.2	<i>SISSI</i>	68
4.2.3	Les différents réglages du spectromètre	69
4.3	Dispositif expérimental	70
4.3.1	Identification des ions	71

4.3.2	Trajectoire des particules	74
4.3.3	Taux isomériques du ^{68}Ni	78
4.3.4	Détection des photons — utilisation de détecteurs germanium segmentés	80
4.4	Electronique et acquisition des données	86
4.4.1	Montage électronique	86
4.4.2	Principe de l'acquisition	89
4.5	Analyse des données	89
4.5.1	Traitement des données « clovers »	89
4.5.2	Reconstruction générale de l'angle	92
4.5.3	Détermination des probabilités de transition réduites lors de l'excitation coulombienne	95

Chapitre 5

Discussion

5.1	Présence d'un gap sphérique à $N = 40$	107
5.2	^{68}Ni et ^{90}Zr : deux noyaux qui se ressemblent	110
5.3	Un gap très fragile	114
5.4	Isotopes de Zn et de Ge	120

Conclusion

Annexe A

Photons de désexcitation émis à l'arrêt dans la cible de Plomb

Table des figures


1.1	Diffusion d'électrons et densités de charges de quelques noyaux	5
1.2	Différence de densité de charge entre le ^{206}Pb et le ^{205}Tl	6
1.3	Diffusion inélastique d'électrons et structure en couches	8
1.4	Evolution de l'énergie du premier état 2^+ des noyaux pairs-pairs	10
1.5	Spectres en énergie caractéristiques d'une rotation et d'une vibration	11
1.6	Charte des noyaux	12
1.7	Rayons d'interaction pour les isotopes légers de <i>Li</i> et <i>Be</i>	14
1.8	Calcul théorique des densités proton et neutron pour le noyau de ^{100}Zn	14
1.9	Rayons carrés moyens pour les isotopes de <i>Na</i>	15
1.10	Energie du premier état excité 2^+ dans la région $N = 20$	15
1.11	Potentiels harmonique et de Woods-Saxon	17
1.12	Apparition du nombre magique $N = 40$ pour des noyaux riches en neutrons	18
1.13	Schéma de niveau du ^{67}Ni	19
1.14	Schéma de niveaux du ^{68}Ni	20
1.15	Energie potentielle du noyau de ^{68}Ni en fonction de la déformation quadripolaire	20
1.16	Energie du premier état excité 2^+ dans la région $N = 40$	21
1.17	Probabilité de transition réduite dans la région $N = 40$	21
2.1	Principe de l'excitation coulombienne	25
2.2	Diffusion de Rutherford	26
2.3	Sections efficaces coulombiennes pour les noyaux de ^{70}Zn et de ^{68}Ni	30

3.1	Principe schématique de l'expérience	34
3.2	La ligne <i>LISE</i> et les paramètres relatifs à l'expérience	34
3.3	Vue d'ensemble du GANIL et de ses aires expérimentales	35
3.4	Matrice $\Delta E - TOF$ et identification de quelques noyaux	37
3.5	Spectres bidimensionnels d'identification $\Delta E - TOF$ et $\Delta E - E$ pour le noyau de ^{76}Ge	38
3.6	Efficacité des deux détecteurs germanium	39
3.7	Spectres d'énergie γ issus de la décroissance de plusieurs isomères	40
3.8	Spectre en énergie de décroissance isomère du ^{69}Cu	41
3.9	Spectres en énergie de coïncidences γ - γ , pour le noyau de ^{69}Cu	42
3.10	Schéma de niveau du ^{69}Cu , lien avec le schéma du ^{68}Ni	43
3.11	Dispositif expérimental	46
3.12	Angles des nacelles de BaF_2	46
3.13	Cristal de BaF_2	47
3.14	Spectre en énergie avec deux sources de calibration	48
3.15	Efficacité de détection	49
3.16	Spectres énergie obtenus en présence d'une source de ^{152}Eu et d'une source de ^{60}Co	49
3.17	Spectres temps conditionné par le ^{76}Ge	50
3.18	Spectres obtenus en conditionnant en temps par le bruit de fond et par la composante neutron	52
3.19	Schéma de principe de l'effet Doppler	54
3.20	Rapport entre l'énergie mesurée et l'énergie dans le référentiel du noyau émetteur	55
3.21	Incertitude relative sur l'énergie mesurée due à l'incertitude sur les angles et la vitesse	57
3.22	Montage électronique	59
3.23	Schéma de principe de l'acquisition	60
3.24	Spectres en énergie corrigés de l'effet Doppler	62
3.25	Spectres en énergie avec et sans correction Doppler, pour le noyau de ^{76}Ge	63

3.26 Spectres en énergie avec et sans correction Doppler, pour le ^{72}Zn , le ^{70}Zn et le ^{68}Ni	64
4.1 Schéma de principe du dispositif <i>SISSI</i>	68
4.2 Dispositif expérimental (bis)	71
4.3 Photographie des deux jonctions de silicium utilisées	72
4.4 Matrices $\Delta E - \text{TOF}$ obtenues avec la première jonction silicium	72
4.5 Matrices $E - \text{TOF}$ obtenues avec le scintillateur plastique	73
4.6 Localisation des PPAC et des chambres à dérive	74
4.7 Taille du faisceau sur cible	75
4.8 Distributions angulaires des fragments de ^{68}Ni en sortie de la cible de Plomb (simulation)	76
4.9 Proportion des événements détectés dans le cas du ^{70}Zn et du ^{68}Ni (simu- lation)	77
4.10 Proportion des événements détectés dans le cas du ^{70}Zn et du ^{68}Ni (expé- rience)	77
4.11 Mesure de la période de l'état 0_2^+ du ^{68}Ni	79
4.12 Spectres en énergie de décroissance isomérique du ^{68}Ni	80
4.13 Segmentation des cristaux de germanium	81
4.14 Différence entre le mode « add-back » et le mode classique	82
4.15 Gain en statistique obtenu grâce au « add-back ».	82
4.16 Efficacité des détecteurs clover segmenté	83
4.17 Spectres temps conditionnés par un noyau de ^{68}Ni	84
4.18 Incertitude relative sur l'énergie mesurée due à l'incertitude sur les angles et la vitesse (<i>bis</i>)	86
4.19 Montage électronique (<i>bis</i>)	87
4.20 Schéma de principe de l'acquisition (<i>bis</i>)	89
4.21 Spectres en énergie pour chacune des couronnes	90
4.22 Intérêt de la segmentation sur la connaissance de l'angle d'émission	91
4.23 Cas d'un segment touché	94
4.24 Cas de deux segments touchés	95

4.25 Spectres en énergie avec et sans correction Doppler	97
4.26 Spectres en énergie avec identification des ions lourds dans le plastique ou dans les jonctions silicium	99
4.27 Spectres en énergie avec et sans correction Doppler, pour le ^{68}Ni	100
4.28 Distributions angulaires	102
5.1 Evolution de l'énergie 2^+ et de la probabilité de transition réduite	108
5.2 Evolution de la probabilité de transition réduite, en unité Weisskopf	110
5.3 Comparaison entre les schémas de niveaux du ^{68}Ni et du ^{90}Zr	111
5.4 Comparaison des $B(E2)$ des isotopes $Z = 28$ et des isotones $N = 50$	113
5.5 Schémas de niveaux du ^{47}Ca et du ^{49}Ca	115
5.6 Schémas de niveaux du ^{67}Ni et du ^{69}Ni	116
5.7 Evolution du gap $N = 40$ en fonction de la déformation	117
5.8 Vision schématique de l'appariement	117
5.9 Energie potentielle pour les isotones $N = 39$	118
5.10 Energie potentielle pour les isotones $N = 41$	119
5.11 Schémas de niveaux du ^{89}Y et du ^{91}Nb	120
A.1 Identification des raies émises à l'arrêt	126

Introduction

 L'objectif de cette thèse est de déterminer les probabilités de transition réduites des isotopes riches en neutrons de *Ni* et de *Zn* ayant 40 neutrons. En effet, certains modèles théoriques prévoient que $N = 40$, sous-couche naturelle du modèle en couche, pourrait être magnifiée lorsque on considère un enrichissement neutron important ($N \gg Z$). Pour un excès de neutron modéré, on cherche ici à mettre en évidence les premiers signes de cet effet. La probabilité de transition réduite $B(E2)$, quantité qui est proche d'une probabilité d'excitation de l'état fondamental vers un état excité, est une variable pertinente : une valeur faible du $B(E2)$ serait le signe de la rigidité du système, ce qui traduirait la faiblesse du nombre de degrés de liberté. Cette rigidité permettrait d'utiliser certains noyaux riches en neutrons $N = 40$ comme base de description de noyaux encore plus exotiques.

Pour mener à bien cette étude, nous allons, dans un premier temps, revenir sur quelques unes des méthodes d'investigation qui ont jalonné le quotidien des physiciens, depuis l'origine de la physique nucléaire jusqu'à nos jours ; elles ont été utilisées pour sonder la structure du noyau et comprendre comment s'agencent les nucléons. On se rendra compte, à cette occasion, que l'option expérimentale choisie dans le cadre de ce travail, l'excitation coulombienne à grande énergie incidente, présente de nombreux avantages.

Ensuite, une présentation un peu plus théorique de ce qu'est l'excitation coulombienne nous permettra d'introduire de façon formelle les grandeurs physiques que l'on peut déduire d'une telle étude.

Les deux chapitres suivants, le corps proprement dit de cette thèse, ont pour but de décrire précisément les deux expériences que nous avons effectuées auprès de l'accélérateur *GANIL*, à deux ans d'intervalle (fin 1996 et fin 1998). L'emploi de multidétecteurs est nécessaire pour obtenir des efficacités importantes, dans l'optique de remédier à la faiblesse des taux de production. Les détails expérimentaux concernant les deux multidétecteurs utilisés successivement, ainsi que le traitement des données seront abordés longuement. L'accent sera notamment mis sur les améliorations qu'a apporté la seconde


prise de données.

Enfin, on commentera les résultats en les comparant à quelques modèles.

1

Du noyau aux nombres magiques

1.1 Sonder le noyau

e noyau tel que nous le concevons aujourd'hui, c'est-à-dire constitué de protons et de neutrons, est connu depuis 1932, année de la découverte du neutron par Chadwick. A l'intérieur du noyau, les nucléons interagissent les uns avec les autres. Cette interaction (forte) est à très courte portée de telle manière qu'à faible distance, elle compense et surpasse même largement l'interaction coulombienne qui fait que les protons se repoussent ; à grande distance, par contre, elle devient négligeable et permet à la force coulombienne de s'imposer pour former les structures à plus grande échelle que nous observons, comme les atomes et les molécules. Le noyau est ainsi composé de nucléons (protons et neutrons) confinés dans un très petit volume ($\simeq 10^3 \text{ fm}^3 = 10^{-42} \text{ m}^3$) et interagissant fortement les uns avec les autres.

Pour pouvoir comprendre comment un tel système peut exister et être lié, il faut se plonger un peu plus dans sa structure et la façon dont sont « rangées » les particules qui le constituent. On a besoin pour cela de sondes qui puissent étudier le noyau en profondeur, tout en le perturbant le moins possible.

1.1.1 Diffusion de particules α : existence du noyau

La première sonde utilisée pour étudier le noyau fut la particule α (deux protons et deux neutrons). A cette époque, le modèle qui prévalait considérait l'atome comme une sphère électriquement positive, à l'intérieur de laquelle étaient dispersés suffisamment d'électrons pour rendre l'édifice électriquement neutre (modèle du « pudding », Thomson). L'expérience consistait à exposer une fine épaisseur de matière à une source de

particules α et à mesurer le nombre de particules α diffusées en fonction de l'angle entre leur direction émergente et celle des particules focalisées incidentes. Les résultats montrèrent qu'une grande majorité des α n'étaient pas du tout défléchies, ce qui voulait dire qu'ils ne rencontraient aucune matière (ou une matière peu dense) ; certains, en revanche, l'étaient très fortement, ce qui signalait la présence d'une zone de grande densité. C'est l'interprétation de ces mesures qui permit à Rutherford (1911) de proposer l'image de l'atome constitué d'un coeur positif central, concentrant pratiquement toute la masse, de très faible dimension (comparée à celle de l'atome) entouré d'électrons gravitant autour de lui.

1.1.2 Diffusion élastique d'électrons et densités de charge et de masse

Il a fallu vingt ans pour comprendre que ce coeur central était en fait constitué de deux types de particules : les protons et les neutrons. La question s'est alors posée de leur agencement à l'intérieur du noyau. Selon une règle générale, la longueur d'onde associée à une sonde doit être du même ordre de grandeur que la dimension de l'objet que l'on veut étudier. Pour pouvoir étudier cet agencement dans le noyau, il faut donc utiliser une sonde dont la longueur d'onde est réduite. Ce n'est pas le cas des particules α issues de sources radioactives, dont l'énergie est de l'ordre de 5 MeV et la longueur d'onde associée est approximativement de la taille du noyau. On peut utiliser, par contre, des électrons accélérés qui ont, de plus, l'avantage d'être insensibles à l'interaction forte. Un faisceau d'électrons rapides n'interagit avec les noyaux de la cible que par l'intermédiaire de l'interaction électromagnétique. L'autre grand avantage de cette sonde est qu'elle ne perturbe que très légèrement le milieu dans lequel elle pénètre. En contrepartie, les informations obtenues ne renseignent, *a priori*, que sur la répartition des protons (puisque les neutrons ne vont pas interagir avec les électrons) ; on obtient ainsi ce qu'on appelle la distribution en charge du noyau.

L'énergie des électrons doit être suffisamment importante pour que leur longueur d'onde soit inférieure aux dimensions du noyau. On utilise ainsi des faisceaux allant de 100 MeV à 1 GeV . La longueur d'onde associée aux électrons est inversement proportionnelle à leur énergie, une énergie plus importante permet donc de « voir » des détails plus fins du noyau. A ces énergies, le faisceau d'électrons n'est que très légèrement perturbé par le cortège électronique des atomes de la cible. La figure 1.1^{a)} illustre ce type d'expérience en représentant la quantité d'électrons détectés, lors d'une diffusion sur des noyaux de ^{208}Pb , en fonction de leur angle de diffusion [Heis69]. On observe la présence

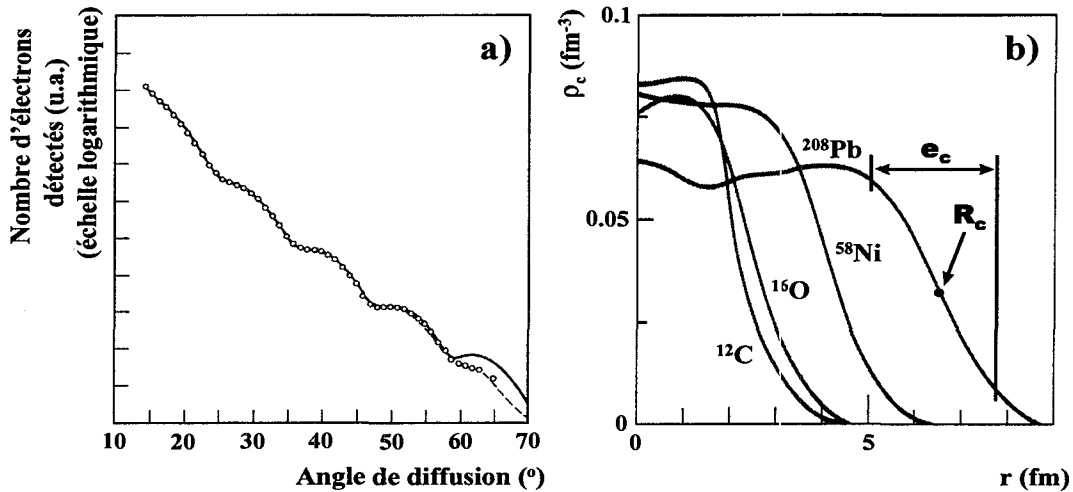


FIG. 1.1: *a)* Résultats de la diffusion d'électrons dans le noyau de ²⁰⁸Pb (les traits pleins et pointillés sont des ajustements théoriques); *b)* densités de charges de quelques noyaux.

de minima et maxima successifs caractéristiques d'une figure de diffraction, obtenue en envoyant un faisceau lumineux sur un disque opaque. Les extrêmes ne sont cependant pas très prononcés, ce qui montre que cette approximation est simpliste.

Le noyau n'est donc pas complètement « opaque » et ne possède pas de bords francs. On doit plutôt le représenter par une distribution de charge essentiellement constante au centre, puis décroissante à la surface, qui permet de rendre compte au mieux de la distribution de diffraction avec extrêmes peu prononcés. On peut caractériser cette distribution de charge par les deux paramètres suivants :

- un rayon de charge R_c (valeur où la densité est égale à la moitié de son maximum).
- une épaisseur de bord e_c , qui illustre la diffusivité du noyau.

La figure 1.1^{b)} montre de telles densités de charge pour différents noyaux.

D'autres expériences (notamment de diffusion de particules α , à plus haute énergie) montrent que la distribution en masse à l'intérieur du noyau est très similaire à la distribution en charge.

On peut déduire de telles études une première information sur l'agencement des nucléons à l'intérieur du noyau : contrairement à ce qu'on aurait pu penser, lorsque A augmente, les nucléons, sous l'effet de l'interaction forte, ne se concentrent pas au centre pour former une masse de plus en plus compacte. Au contraire, du fait de la courte portée de l'interaction forte, chaque nucléon ne ressent que ses proches voisins et n'est donc pas affecté par l'addition de nouveaux nucléons. La densité est ainsi relativement constante,

sauf en surface où les nucléons ont moins de proches voisins. Le volume est donc, en première approximation, proportionnel au nombre de nucléons. On arrive ainsi à la relation $R = R_o A^{1/3}$ (avec $R_o \simeq 1.2 \text{ fm}$).

Ce comportement n'est pas sans rappeler celui d'une goutte pour laquelle le volume augmente proportionnellement à la quantité de molécules qu'elle contient. Cette analogie est à la base du modèle de la goutte liquide chargée, qui considère le noyau comme un fluide incompressible, irrotationnel et de densité très élevée (environ 10^{14} g/cm^3).

1.1.3 Diffusion élastique d'électrons et modèle en couches

Les rayons de charge de deux noyaux qui diffèrent d'un nucléon sont grossièrement identiques, mais une comparaison plus fine est néanmoins possible. Le ^{206}Pb possède un proton de plus que le ^{205}Tl . En envoyant un faisceau d'électrons sur ces deux isotopes, on espère en apprendre plus sur la « localisation » de ce nucléon supplémentaire dans le noyau de ^{206}Pb . La figure 1.2 représente cette différence de densité de charge entre le ^{206}Pb et le ^{205}Tl [Cave82]. Comment rendre compte d'une courbe si particulière ?

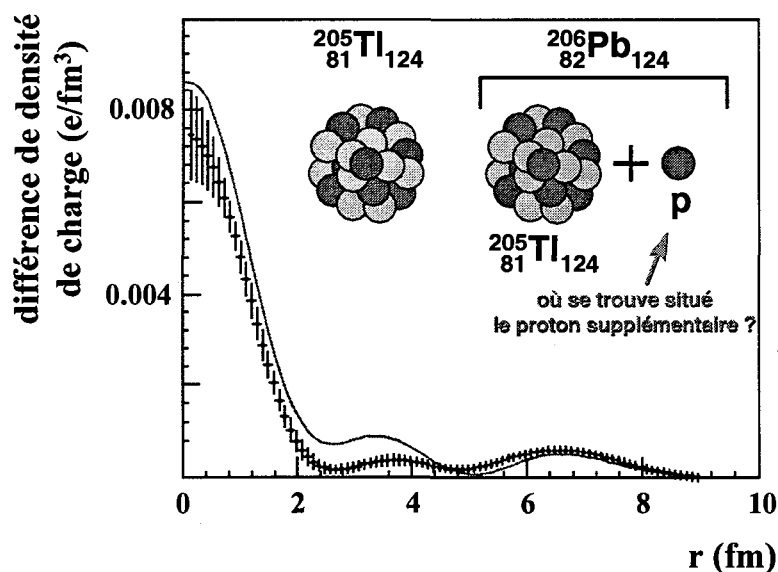


FIG. 1.2: Différence de densité de charge entre le ^{206}Pb et le ^{205}Tl . Les résultats expérimentaux sont comparés à un calcul théorique.

La forme typique de cette fonction (un maximum à $r = 0$ et deux maxima relatifs) évoque la partie radiale de la fonction d'onde d'un électron occupant une orbitale 3s (c'est-à-dire la troisième couche possédant un moment angulaire l nul) [Cagn82]. On sait qu'en physique atomique, les électrons soumis au champ développé par le noyau, se

disposent en couches successives, de plus en plus « éloignées » du noyau. Il s'est avéré que le comportement des nucléons à l'intérieur du noyau présentait des similitudes avec celui des électrons. En désaccord total avec le modèle de la goutte liquide, évoqué ci-dessus, le modèle en couches, adopté depuis les travaux de Jensen et Mayer (1949), considère chaque nucléon comme une particule indépendante qui se déplace dans un champ moyen créé par l'ensemble des interactions nucléon-nucléon à l'intérieur du noyau (comme si chacun des A nucléons réagissait avec les $(A - 1)$ nucléons restant). La conséquence est que les protons et les neutrons se répartissent sur des couches d'énergie croissante.

Il reste maintenant à déterminer la forme du potentiel qui va représenter ce champ moyen. Pour cela, on va s'aider de la forme des densités de charge (ou de masse), considérées au paragraphe précédent. On a vu que ces distributions rendaient bien compte de la courte portée de l'interaction forte, tout comme de la diffusivité des noyaux lorsqu'on s'éloigne du centre. Il est donc naturel de penser que le potentiel recherché va grandement ressembler à ces densités. On définit ainsi le potentiel dit de Woods-Saxon :

$$V(r) = \frac{-V_o}{1 + \exp\left(\frac{r - R_o}{a}\right)}$$

avec $V_o \simeq 50 \text{ MeV}$ et $a \simeq 0.5 \text{ fm}$.

Dans le cadre de ce modèle, le proton supplémentaire du ^{206}Pb est effectivement placé sur une couche $3s$. Le trait plein de la figure 1.2 représente la fonction d'onde radiale théorique. Les résultats expérimentaux sont en bon accord, avec une occupation de la couche $3s_{1/2}$ à plus de 80 %. Les 20 % restant correspondent principalement à une occupation de la couche $2d_{3/2}$, située immédiatement en-dessous de la couche $3s_{1/2}$ (ce qui est la conséquence d'une configuration $(3s_{1/2})^2(2d_{3/2})^3$ pour le noyau de ^{205}Tl).

L'analogie entre le modèle en couches nucléaire et celui de la physique atomique peut paraître surprenante : alors que le mouvement des électrons est induit par un potentiel « extérieur » (le noyau), les nucléons se déplacent dans un potentiel qu'ils créent eux-mêmes. D'autre part, du fait de la taille du cortège électronique, on peut facilement concevoir qu'un électron se déplace de façon indépendante sur une orbitale spatiale donnée, sans subir de collision avec d'autres électrons. Mais comment peut-il en être de même pour les nucléons ? Comment des particules confinées dans un volume aussi réduit que celui du noyau ($\simeq 10^3 \text{ fm}^3$) peuvent être considérées comme indépendantes ? La réponse est donnée par le principe d'exclusion de Pauli : lorsque deux nucléons se rencontrent, l'énergie gagnée par l'un des deux protagonistes, pour pouvoir se retrouver au-delà du dernier niveau occupé (niveau de Fermi), est cédée par l'autre nucléon ; mais comme tous les niveaux d'énergie inférieure sont déjà tous occupés, l'échange ne peut pas se faire, et la collision n'a donc pas lieu. En conséquence de quoi, les nucléons continuent leur

parcours, « transparents » les uns par rapport aux autres. Ceci n'est pas tout à fait vrai, puisqu'un nucléon peut en réalité se retrouver au-dessus du niveau de Fermi. Mais comme cela viole la conservation de l'énergie (d'une quantité ΔE), il ne peut y rester qu'un temps $\Delta t \simeq \frac{\hbar}{\Delta E}$, en vertu du principe d'incertitude d'Heisenberg.

1.1.4 Diffusion d'électrons sur des protons et nombres magiques

En envoyant des électrons sur des noyaux, il existe une probabilité non négligeable de diffuser sur un proton (qui peut alors être éjecté). Dans ce cas, on détecte en coïncidence l'électron diffusé et le proton éjecté. On peut ensuite remonter à l'énergie de liaison initiale du proton qui est égale à l'énergie qu'il faut lui fournir pour l'extraire du noyau.

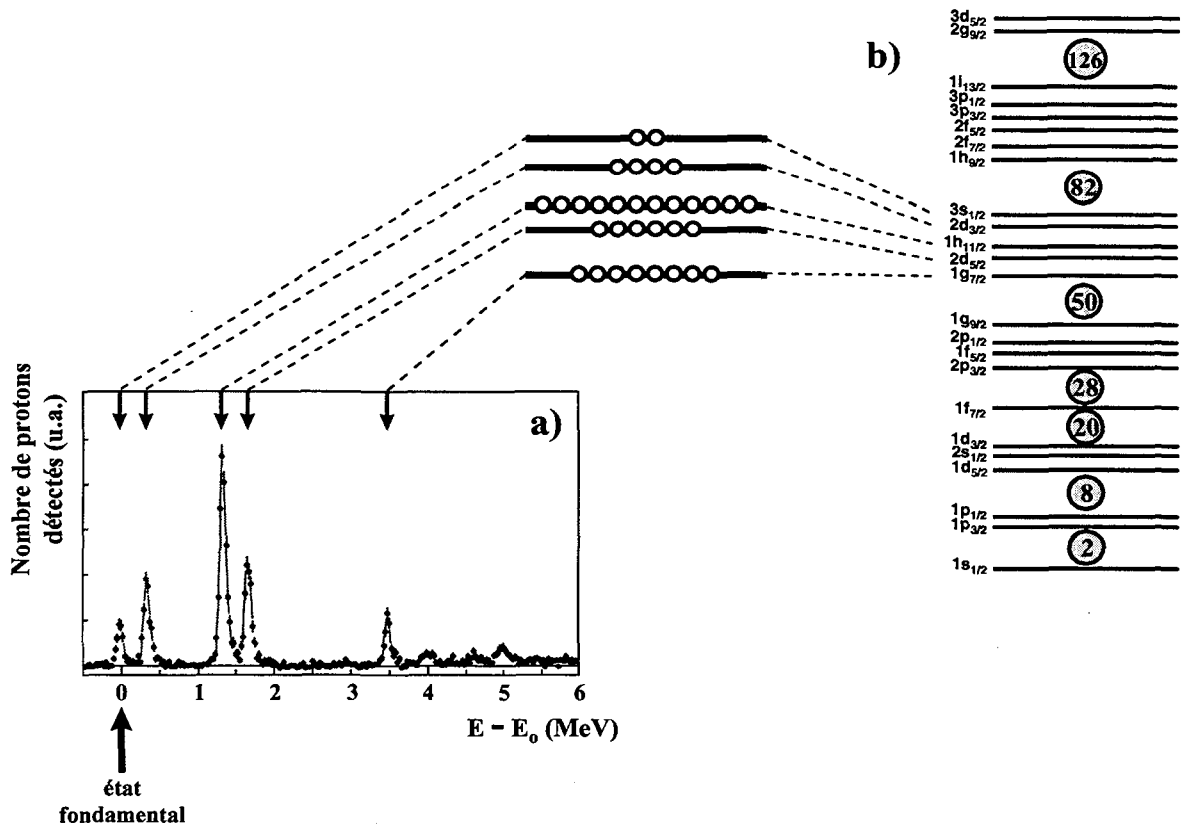


FIG. 1.3: a) Résultats de la diffusion inélastique d'électrons sur des protons dans le noyau de ^{208}Pb ; b) Niveaux d'énergie du modèle en couches.

La figure 1.3^{a)} présente un résultat obtenu pour la réaction $^{208}\text{Pb}(e, e'p)^{207}\text{Tl}$, c'est-à-dire la diffusion d'un électron sur un noyau de ^{208}Pb . Le nombre de protons détectés est donné en fonction de l'énergie qu'il faut pour les extraire. Le niveau fondamental du

^{207}Tl correspond à une configuration $3s_{1/2}$, c'est-à-dire à un proton sur l'orbitale $3s_{1/2}$. C'est le pic correspondant à une énergie d'extraction de $E = E_0 \text{ MeV}$. Les autres pics déterminent donc l'énergie supplémentaire qu'il faut fournir pour extraire les protons situés sur les orbitales plus profondes. L'intensité de chaque pic est, approximativement, proportionnelle au nombre de protons contenus sur l'orbitale correspondante. Il est important de remarquer que les pics sont inégalement espacés. Ceci traduit que les différentes orbitales sont plus ou moins éloignées les unes des autres en énergie. Lorsqu'une orbitale est pleine, il faut fournir plus d'énergie pour passer sur l'état supérieur. Certaines de ces orbitales, une fois remplies, demandent un apport d'énergie beaucoup plus important ; elles sont associées à un remplissage donné en protons ou en neutrons. Et ces nombres particuliers de protons et de neutrons définissent les nombres magiques : les noyaux qui ont un nombre de protons ou de neutrons égal à un nombre magique, possèdent une sur-stabilité par rapport aux isotopes ou isotones voisins. Lorsque les nombres de protons et de neutrons sont magiques, on parle de noyau doublement magique (par exemple le ^{48}Ca , le ^{208}Pb , ...). Les preuves expérimentales de l'existence de ces nombres magiques ne manquent pas : l'évolution de l'énergie du premier état excité 2^+ des noyaux pairs-pairs (qui contiennent un nombre pair de protons et un nombre pair de neutrons) en est un exemple (cf FIG. 1.4). On se rend compte que cette énergie est plus élevée, le long d'une chaîne d'isotopes ou d'isotones donnée, pour les noyaux « simplement » magiques ; et cela se vérifie encore plus aisément pour les noyaux doublement magiques.

1.1.5 Excitation coulombienne et modes collectifs du noyau

Lorsque l'on examine cette figure, certaines raies, notamment de basse énergie, ne peuvent être expliquées en terme d'excitation d'un nucléon sur une couche supérieure, puisqu'on observe que le premier état excité apparaît souvent aux alentours de 1 MeV , ou même en-dessous, et que le fait de briser une paire neutron-neutron ou proton-proton nécessite déjà une énergie de l'ordre de 2 MeV . Il est ainsi apparu nécessaire de développer des modèles à partir de nouvelles hypothèses : l'existence de comportements dus à un mouvement d'ensemble de plusieurs nucléons. On considère en général séparément les rotations et les vibrations. Le premier cas est observé pour des noyaux ayant une forme non sphérique à l'équilibre (déformation statique) ; le second cas correspond lui à des oscillations de formes autour d'un état d'équilibre sphérique (déformation dynamique).

Pour tester la collectivité des noyaux, l'énergie des premiers niveaux excités de basse énergie est une bonne indication. La connaissance des premiers états excités 2^+ et 4^+ par exemple, par l'intermédiaire du rapport $\frac{E(4^+)}{E(2^+)}$, est significative [Chou95]. On observe sur

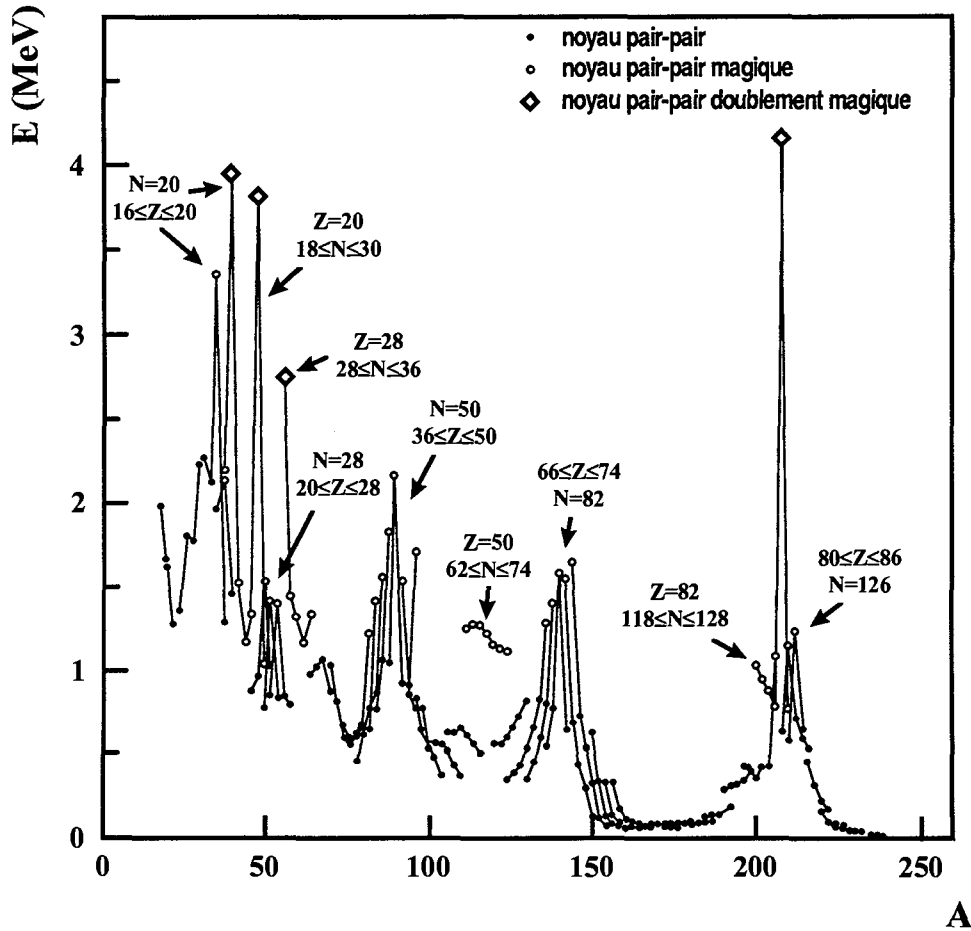


FIG. 1.4: Evolution de l'énergie du premier état excité 2^+ des noyaux pairs-pairs en fonction de la masse.

la figure 1.5 le cas d'un spectre de type rotationnel ^{a)} caractérisé par un rapport $\frac{E(4^+)}{E(2^+)}$ de l'ordre de 3.3, et le cas d'un spectre de type vibrationnel ^{b)} autour de la forme sphérique caractérisé par un rapport de l'ordre de 2.0.

Mais ces informations ne sont en général pas suffisantes pour déterminer de façon certaine le comportement d'un isotope donné.

La probabilité de transition réduite $B(E2)$ (que nous définirons mathématiquement au chapitre suivant) est une donnée complémentaire intéressante pour signer la collectivité : elle représente la probabilité d'exciter le noyau, ce qui traduit la facilité avec laquelle il peut être perturbé.

Pour avoir accès à cette probabilité de transition, notamment entre le niveau fondamental et le premier état excité, nous avons besoin d'une sonde perturbant le moins

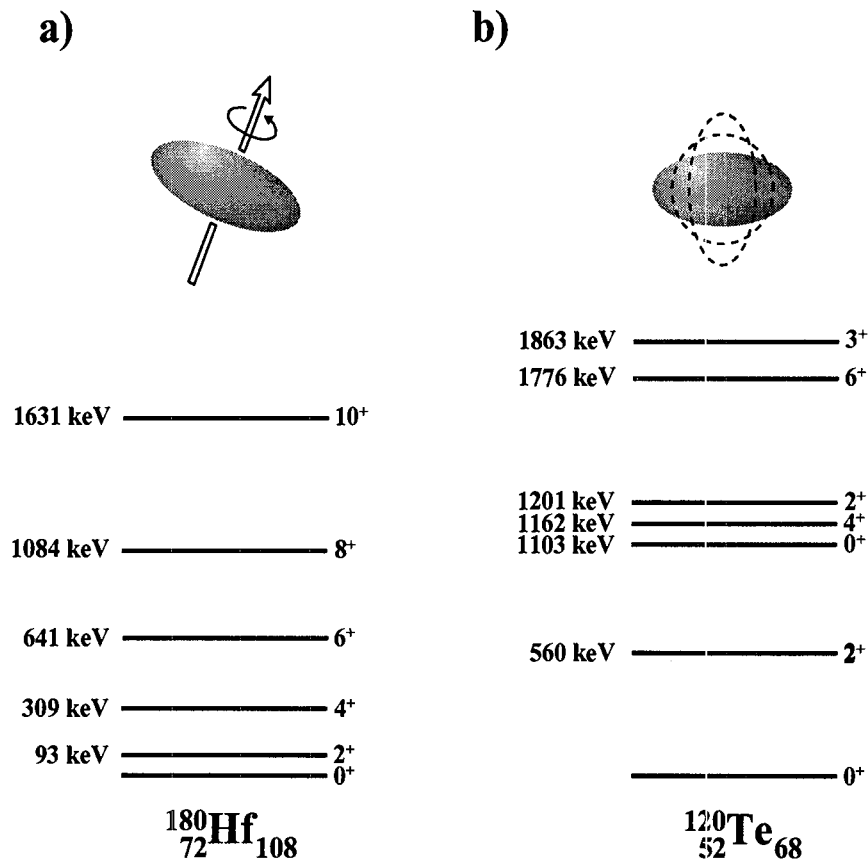


FIG. 1.5: Spectres en énergie caractéristiques d'une rotation ^{a)} et d'une vibration ^{b)}.

possible le noyau qu'on souhaite étudier. Pour des raisons évoquées auparavant, la sonde « électromagnétique » est bien adaptée. L'excitation coulombienne, c'est-à-dire l'excitation d'un des participants de la réaction (cible ou projectile) par l'intermédiaire du champ coulombien développé par les deux noyaux, en est un exemple. C'est la méthode expérimentale que nous utiliserons par la suite.

1.2 Magicité et noyaux exotiques

On situe généralement les noyaux sur une représentation bidimensionnelle : nombre de protons *versus* nombre de neutrons (cf FIG. 1.6). Au côté de quelques 270 noyaux stables, on dénombre environ 3000 isotopes radioactifs, dont les durées de vie vont de plusieurs milliards d'années à quelques millisecondes. Ces noyaux décroissent par émission β^- , β^+ (vers des noyaux plus proches de la vallée de la stabilité) ou par émission α . Lorsque le nombre de neutrons (respectivement de protons) est très supérieur à ce qu'il

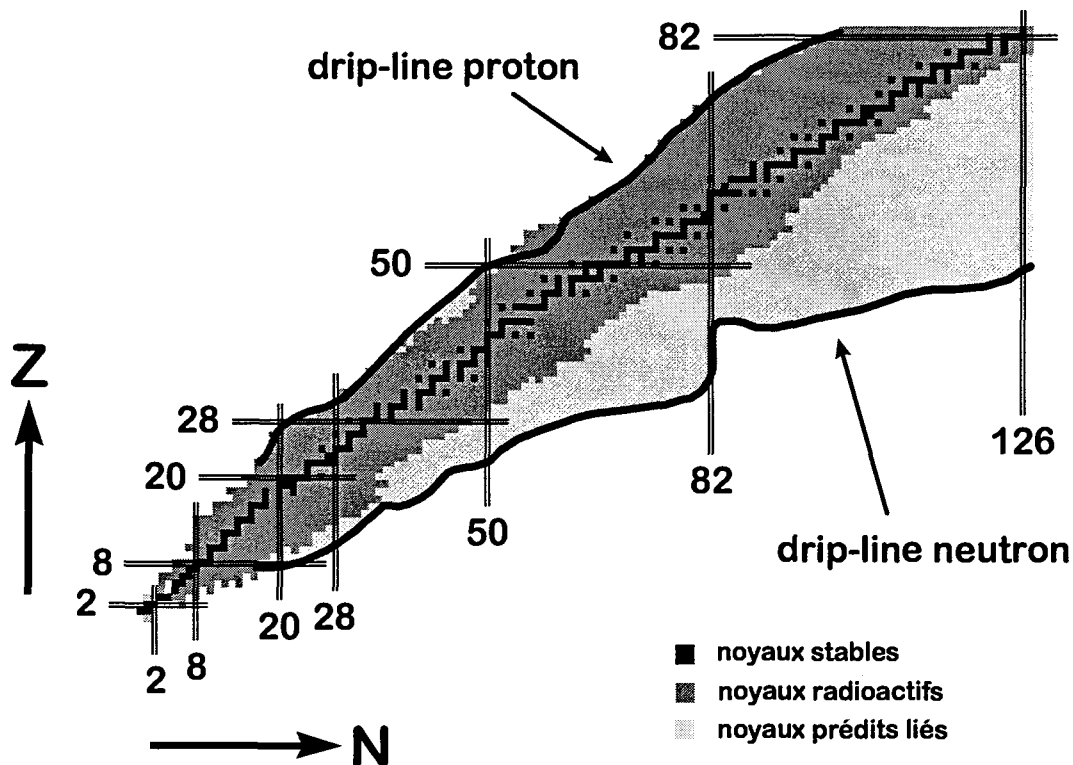


FIG. 1.6: Charte des noyaux.

est pour le dernier isotope (respectivement isotone) stable, on parle de noyaux exotiques. L'« exotisme » est extrême au niveau des « drip-lines » neutron et proton, qui définissent les limites au-delà desquelles les noyaux ne sont plus liés, c'est-à-dire instables vis-à-vis de l'émission spontanée de particules. La limite « drip-line » neutron n'est pas connue précisément pour les noyaux de $Z \geq 10$, elle est simplement calculée par les modèles. Une des questions fondamentales qui reste donc posée est de savoir le nombre de combinaisons protons-neutrons qu'il est possible d'assembler au sein d'un système lié. Les deux « drip-lines » sont représentées sur la figure 1.6, ainsi que les fermetures de couche (avec les nombres magiques correspondants). On constate que le nombre de noyaux prédits liés, mais non encore mis en évidence (gris clair), est encore très important, particulièrement du côté des noyaux riches en neutrons. Atteindre la « drip-line » neutron nécessitera encore de nombreux progrès technologiques.

1.2.1 Structure nucléaire aux abords des « drip-lines »

Les calculs des différents modèles théoriques s'accordent assez bien sur les grandeurs se rapportant aux noyaux stables. Par contre, dès qu'on s'approche des « drip-lines »,

les désaccords sont souvent très importants. La raison à cela est simple : ces modèles ont été établis à partir des données expérimentales dont on disposait il y a quelques années, et qui concernaient essentiellement des noyaux proches de la stabilité. Les informations obtenues grâce à l'étude de ces noyaux exotiques vont donc avoir pour but premier de contraindre ces modèles afin de les améliorer.

Mais ces noyaux sont aussi un champ de recherche particulièrement attrayant : le rapport N/Z de ces nouvelles espèces étant considérablement différent, on s'attend à observer des comportements différents de ceux que possèdent les noyaux stables (du point de vue de la structure en couches, des modes de décroissance, ...). On espère aussi mettre en évidence de nouveaux phénomènes propres à ces noyaux. Quelques uns de ces champs de recherche, à l'état embryonnaire ou déjà bien étudiés, sont décrits brièvement ci-dessous :

Noyaux à halo

Découvert dans la région des noyaux légers très riches en neutrons [Tani85], ce phénomène est dû à l'extension spatiale anormalement grande d'un ou de deux neutrons très faiblement liés. Ceci provoque l'apparition d'une densité de matière étendue et se traduit par une augmentation anormale du rayon d'interaction par rapport aux prédictions du modèle de la goutte liquide. Les noyaux de ^{11}Li , de ^{11}Be et de ^{14}Be sont des noyaux à halo (cf FIG. 1.7). Du côté des noyaux riches en protons, le même phénomène est également présent, mais de façon beaucoup moins prononcée, à cause de la barrière coulombienne, qui a tendance à concentrer les protons au sein du noyau. Le ^8B et le ^{17}Ne sont de bons candidats.

Radioactivités « exotiques »

On rassemble sous ce vocable toutes les décroissances autres que β^- , β^+ et α . Cela comprend tout d'abord les émissions directes de nucléons : émission de neutrons pour les noyaux riches en neutrons et émission de protons pour ceux riches en protons. On a également observé des décroissances retardées $\beta^- - \mathcal{K}n$ (avec $\mathcal{K} \leq 4$) et $\beta^+ - \mathcal{K}'p$ (avec $\mathcal{K}' \leq 3$) : cela signifie que l'émission d'une ou plusieurs particules est consécutive à l'émission β^- ou β^+ . Enfin la radioactivité par ^{14}C (ou d'autres noyaux) amène les physiciens à se poser des questions sur leur préformation à l'intérieur du noyau.

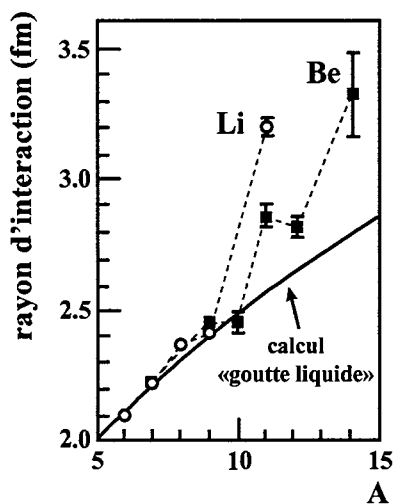


FIG. 1.7: Rayon d'interaction en fonction de la masse pour les isotopes légers de Li et Be.

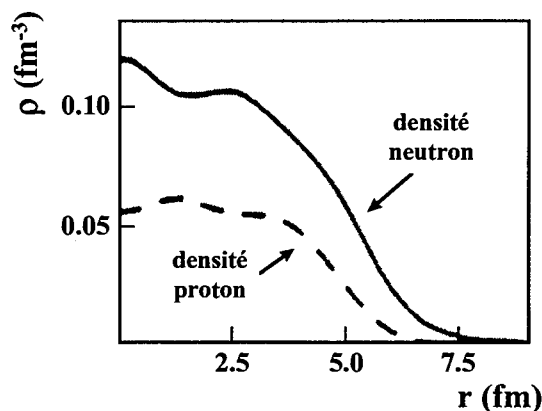


FIG. 1.8: Calcul théorique des densités proton et neutron pour le noyau de ^{100}Zn .

Peau de neutrons

Lorsqu'on s'approche de la « drip-line » neutron, le rapport N/Z devient en général très élevé : étant donné que le neutron est dépourvu de charge électrique, beaucoup de neutrons peuvent être ajoutés à un noyau stable donné avant d'atteindre la limite de stabilité. Quelles vont être les conséquences d'une telle dissymétrie sur les densités de neutrons et de protons, si l'on considère séparément ces deux « fluides » ? Les calculs théoriques ne semblent pas confirmer l'hypothèse d'une occupation spatiale homogène des neutrons supplémentaires. Bien au contraire, plusieurs modèles prédisent l'apparition d'une « peau de neutrons », caractérisée par une densité neutron beaucoup plus étendue et diffuse que celle de proton [Doba94]. C'est ce que montre la figure 1.8 pour le noyau de ^{100}Zn . Ce noyau n'existe encore que dans les codes des théoriciens (le dernier isotope étudié expérimentalement est le ^{80}Zn), ce qui rend les calculs ouverts à la discussion. Mais des résultats expérimentaux, concernant les isotopes de Na , vont dans le même sens. On observe que le rayon carré moyen neutron est bien supérieur au rayon carré moyen proton ; et la largeur de peau (différence entre les deux rayons) augmente graduellement avec N (cf FIG. 1.9 [Suzu95]).

1.2.2 Apparition et disparition de nombres magiques

Les nombres magiques sont une conséquence directe du modèle en couches, basé sur l'hypothèse que l'on peut traiter l'interaction nucléon-nucléon par un champ moyen. On vient de voir que le potentiel, donc le champ moyen, est fortement modifié lorsqu'on s'approche de la « drip-line ». Par exemple du côté des noyaux riches en neutrons, le nombre de neutrons augmente et la surface devient plus diffuse, ce qui diminue le nombre de plus proches voisins à cet endroit. En conséquence, on doit s'attendre à des changements dans la position des fermetures de couche, donc sur les nombres magiques.

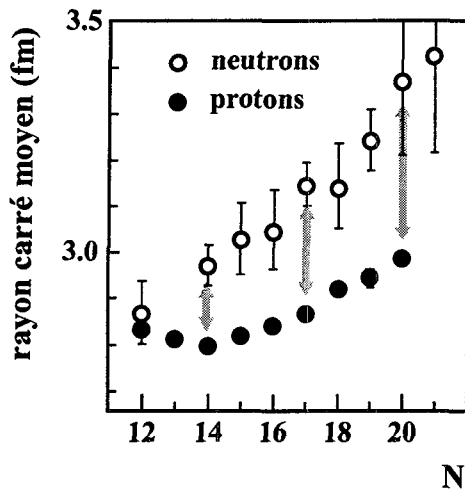


FIG. 1.9: Rayons carrés moyens neutron et proton, en fonction du nombre de neutrons, pour les isotopes de Na .

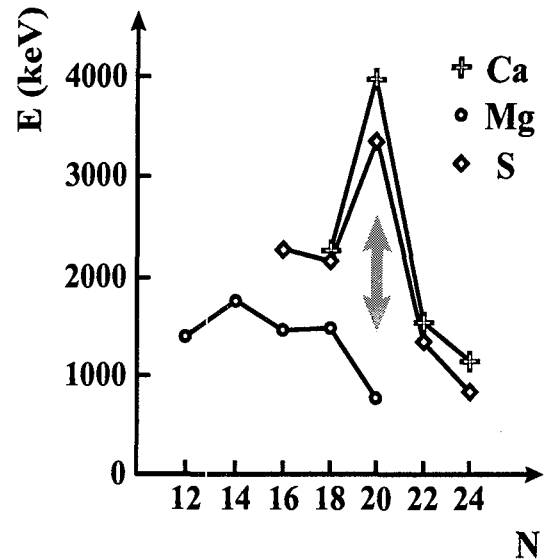


FIG. 1.10: Énergie du premier état excité 2^+ , en fonction du nombre de neutrons, dans la région $N = 20$.

Un affaiblissement (voire une disparition) de la magicité a déjà été observé expérimentalement. On sait que $N = 20$ n'est plus un nombre magique pour des noyaux riches en neutrons [Détr79][Bell00]. Pour l'illustrer, on peut représenter l'énergie du premier état excité 2^+ en fonction du nombre de neutrons, pour les isotopes de Ca , Mg et S (cf figure 1.10). Alors qu'un maximum très prononcé est observé à $N = 20$ pour les isotopes de S et de Ca (le $^{36}S_{20}$ et le $^{40}Ca_{20}$ sont des noyaux stables), la tendance est inversée pour le ^{32}Mg . Puisqu'une fermeture de couche se traduit par une surstabilité, et donc par une énergie d'excitation plus importante, la disparition de l'effet de couche est nette. Cette signature semble trouver une confirmation dans la mesure du $B(E2)$ (de l'état 0^+ vers l'état 2^+) pour le ^{32}Mg , qui est sensiblement plus élevé que pour les autres noyaux pairs-pairs

de cette région [Moto95]. On assiste donc à une disparition de la fermeture de couche à $N = 20$. D'autre part, la non existence du noyau de ${}^{28}_8\text{O}_{20}$, « théoriquement » doublement magique, peut être considéré comme une autre évidence de cet affaiblissement [Saku99]. On doit préciser que l'on s'intéresse seulement ici à des noyaux sphériques, c'est-à-dire que l'on considère qu'ils ne possèdent pas de déformation. Il est indispensable de s'en assurer lorsqu'on regarde l'évolution de la magie.

La région $N = 28$ est aussi sujette à de nombreuses études : une diminution de l'effet de cette fermeture a été mise en évidence dans un premier temps par des mesures de temps de vie (par décroissance β), qui se sont révélés inférieurs à ceux qui étaient attendus [Sorl93]. Cette interprétation a ensuite été confirmée par la mesure de la collectivité des isotopes de Soufre ($Z = 16$), pour lesquels une forte déformation a été observée à l'approche de $N = 28$ [Sche96]. L'effet de cette diminution est également observé dans l'évolution de l'énergie de séparation des deux derniers neutrons S_{2n} , déduite de récentes mesures de masses [Sara99]. Mais la situation n'est pas pour autant parfaitement claire, puisque dans le même temps, l'effet de couche persiste dans le cas des isotopes d'Argon ($Z = 18$), voisins immédiats du Soufre.

Dans tous les cas, parallèlement au nombre de neutrons, il est important de ne pas omettre le rôle des protons concernant une éventuelle collectivité ou déformation. Cette dernière peut en effet être grandement favorisée par une situation en milieu de couche proton.

1.3 La région riche en neutrons $N = 40$

1.3.1 Potentiel nucléaire loin de la stabilité

Contrairement à la situation décrite pour $N = 20$ et $N = 28$, où un enrichissement important de neutrons conduit à un affaiblissement de l'effet de couche, $N = 40$ pourrait être magnifiée lorsqu'on s'éloigne de la vallée de la stabilité [Doba94]. Ceci est la conséquence directe d'une diffusivité accrue de la densité neutron. Le but est alors d'adapter le champ moyen ressenti par l'ensemble des nucléons pour qu'il traduise ce changement. Alors que dans le cas des noyaux stables, le champ moyen dans lequel se déplacent les neutrons dépend fortement de la densité proton (et *vice-versa*) ; lorsqu'on se trouve près de la « drip-line » neutron, le champ moyen ressenti par les neutrons éloignés du coeur est faible (on parle de découplage proton-neutron) et n'est affecté que par la densité neutron, alors que plus près du centre, ce champ moyen est fort et dépend à nouveau de la densité proton [Doba99]. On ne peut alors plus décrire le noyau comme étant constitué

d'une partie centrale où le champ est quasiment constant, et d'une surface où ce même champ diminue assez rapidement. On doit plutôt considérer que le champ décroît progressivement depuis son maximum, aux alentours de $r = 0$, jusqu'à zéro, très loin du coeur. En conséquence de quoi, le potentiel classiquement utilisé pour décrire les noyaux stables n'est plus adapté; un potentiel de type « oscillateur harmonique » semble plus adéquat (et plus simple pour comprendre intuitivement ce qui se passe) :

$$U(r) = \underbrace{V_0 f(r) + V_{ls} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) (\vec{l} \cdot \vec{s})}_{\text{valable pour des noyaux proches de la stabilité}}$$

$$\rightsquigarrow U(r) = \underbrace{-V_0' \left[1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right]}_{\text{valable pour des noyaux très riches en neutrons}} + \text{terme de spin-orbite}$$

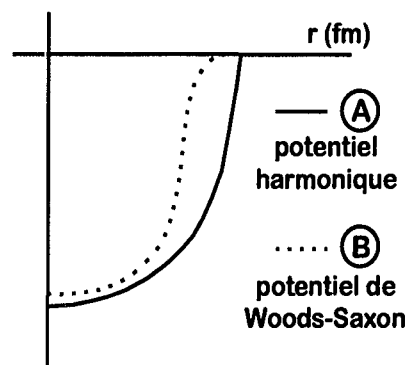


FIG. 1.11: Potentiels harmonique (A) et de Woods-Saxon (B).

où V_0 , V_{ls} et V_0' correspondent aux différentes profondeurs de puits, $f(r)$ est une fonction type Woods-Saxon et R_0 est le rayon du noyau.

On peut justifier cette approximation de la façon suivante : on sait que le potentiel de Woods-Saxon (B) peut-être approximé par la somme d'un terme « type oscillateur harmonique » H_{HO} (A) et d'un terme attractif en l^2 (cf FIG. 1.11) (cette approximation a le mérite de rendre le calcul analytiquement soluble). A cause de la présence de ce terme en l^2 ($-Dl^2$, où D est un paramètre positif ajusté pour reproduire l'abaissement des états de l élevé) les particules possédant un moment angulaire élevé ressentent une attraction plus importante. Les niveaux correspondant à des valeurs de moment angulaire élevées vont donc avoir une énergie inférieure. Ces particules sont aussi celles qui sont le plus éloignées, en moyenne, du centre (la justification est donnée par l'expression du moment angulaire $\vec{l} = \vec{r} \wedge \vec{p}$); ce qui veut dire que le terme en l^2 va avoir un plus grand effet sur ces dernières. Ce terme va rendre le potentiel plus attractif pour des rayons élevés, qui va ainsi prendre une forme intermédiaire entre un oscillateur harmonique et un puits carré.

On a vu qu'un potentiel de type « oscillateur harmonique » est plus adapté pour décrire des noyaux riches en neutrons. Ceci va donc correspondre à une suppression du terme en l^2 . L'apparition d'une fermeture de couche prononcée à $N = 40$ est une conséquence de cette modification comme cela est illustré sur la figure 1.12. Les conséquences d'un enrichissement important en neutrons sont d'une part la formation d'un gap à $N = 40$ (au détriment du gap à $N = 50$), et d'autre part le rapprochement des deux sous-couches

$p_{1/2}$ et $f_{5/2}$.

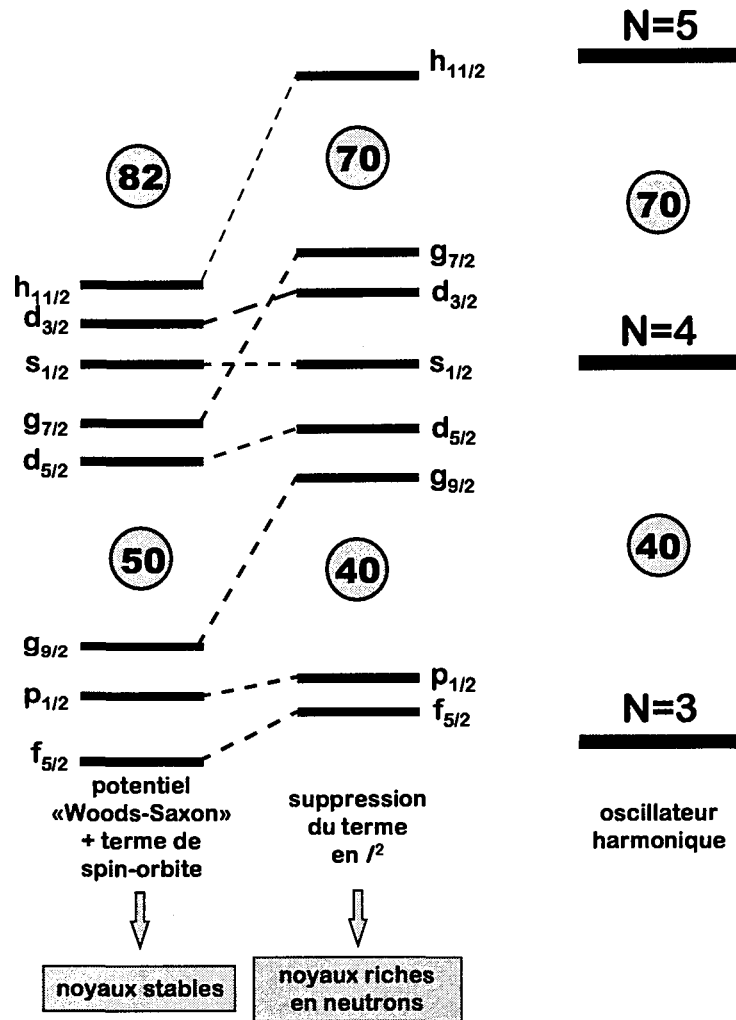


FIG. 1.12: Apparition du nombre magique $N = 40$ pour des noyaux riches en neutrons.

1.3.2 Le ^{68}Ni : un isotope riche en neutrons très intéressant

Nous voulons donc tester l'éventuelle émergence de la fermeture de couche $N = 40$, lorsqu'on se trouve du côté des noyaux très riches en neutrons. Les isotopes de Nickel possèdent un numéro atomique de 28, qui est un nombre magique du modèle en couches. On peut donc penser qu'en étudiant la chaîne isotopique des Ni , les caractéristiques observées seront principalement dues à la composition en neutrons du noyau. C'est par conséquent le noyau de $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$ qui va particulièrement nous intéresser dans le cadre de ce travail.

Ce noyau a déjà fait l'objet de plusieurs études : entre autres par réaction de transfert $^{70}\text{Zn}(^{14}\text{C}, ^{16}\text{O})^{68}\text{Ni}$ [Bern81], par réaction profondément inélastiques ^{64}Ni sur ^{208}Pb [Brod95], par décroissance isomérique [Grzy98] ou bien encore par décroissance β [Fran98].

Il a une durée de vie de 19_{-6}^{+3}s [Schm88]. La présence de deux états isomères a été mise en évidence : un isomère 0^+ de courte durée de vie ($T_{1/2} = 211 \pm 50\text{ ns}$) à une énergie de 1770 keV [Bern84] et un isomère 5^- de longue durée de vie ($T_{1/2} = 0.86 \pm 0.05\text{ ms}$) à une énergie de 2847 keV [Bro95] (cf FIG. 1.14).

Un état 2^+ est situé à une énergie de 2033 keV [Brod95]. On observe ainsi que le premier état excité est un 0^+ , contrairement à la situation « normale », où le premier état est généralement un 2^+ . Cette inversion est rare, seuls quelques noyaux pairs-pairs tels que ^{16}O , ^{40}Ca , ^{72}Ge , ^{90}Zr ou ^{98}Mo , présentent cette particularité. Pour éviter toute confusion, on notera par la suite 0_1^+ l'état fondamental et 0_2^+ le premier état excité. La transition $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ est interdite par émission γ , elle s'effectue alors par conversion interne : c'est-à-dire que l'excès d'énergie est transféré à un des électrons du cortège, qui est alors expulsé du noyau. Lorsque l'énergie de l'état excité 0_2^+ est supérieure à 1.022 MeV , ce qui est le cas du ^{68}Ni , le phénomène de conversion interne entre en compétition avec la création de paire e^+e^- . Pour ce qui est du ^{68}Ni , la conversion interne a une probabilité de $1/3$, alors que la création de paires a une probabilité de $2/3$ [Pass80].

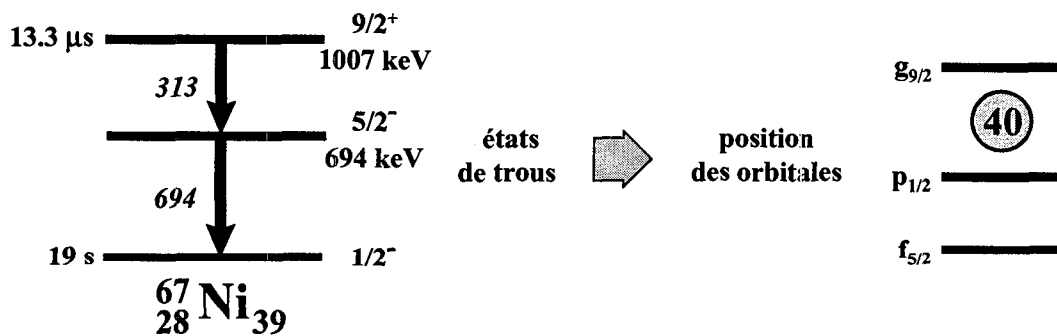


FIG. 1.13: Schéma de niveau du ^{67}Ni .

Dans le cadre d'un calcul de type *HFB* (Hartree-Fock Bogoliubov), on peut exprimer les fonctions d'onde de ces deux états 0^+ de la façon suivante [Giro88] :

$$\begin{aligned} |0_1^+\rangle &= a |(p_{1/2})^2\rangle + b |(g_{9/2})^2\rangle \\ |0_2^+\rangle &= -b |(p_{1/2})^2\rangle + a |(g_{9/2})^2\rangle \end{aligned}$$

Ces deux nombres a et b caractérisent le degré de mélange des deux états 0^+ : si b est nul, a correspond donc à une occupation de 100%, ce qui veut dire que l'état 0_1^+ est

caractérisé exactement par une paire sur la couche $p_{1/2}$ et l'état 0_2^+ par une paire sur la couche $g_{9/2}$.

On peut justifier d'une telle écriture en considérant la figure 1.13 qui représente le schéma de niveaux du noyau ^{67}Ni . On se rend compte ainsi de la position des couches.

Le rapport a/b peut être approximativement comparé au rapport des sections efficaces $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{0_1^+}$ dans la réaction $^{70}\text{Zn}(^{14}\text{C}, ^{16}\text{O})^{68}\text{Ni}$. Les résultats de cette expérience et de $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{0_2^+}$ ce calcul sont en accord. On peut également représenter, toujours dans le cadre du même formalisme, l'évolution de l'énergie potentielle en fonction de la déformation. On observe la présence de deux minima : un correspondant à $\beta = 0$ et un autre correspondant à $\beta \simeq 0.4$. On peut alors interpréter l'état 0_2^+ comme un isomère de forme.

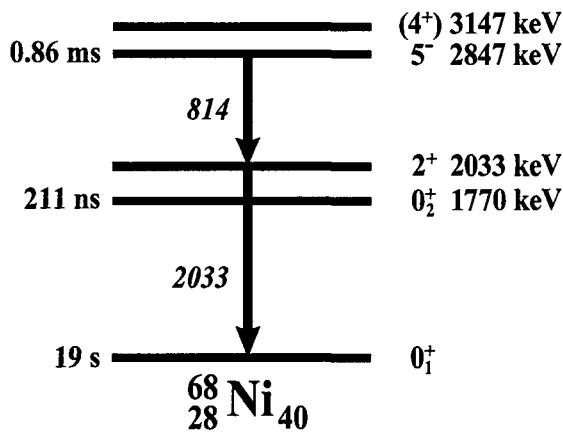


FIG. 1.14: Schéma de niveaux du ^{68}Ni .

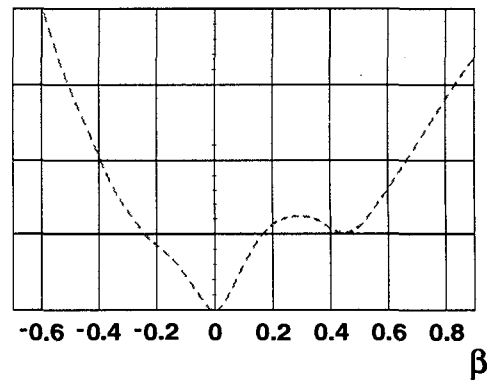


FIG. 1.15: *Energie potentielle du noyau de ^{68}Ni en fonction de la déformation quadrupolaire (obtenue par un calcul HFB [Giro99]).*

L'énergie de l'état 2^+ du ^{68}Ni est de 2033 keV . Cette valeur est nettement plus élevée que les valeurs correspondantes du ^{66}Ni [Darc71] et du ^{70}Ni [Grzy98], respectivement 1425 et 1259 keV (cf FIG. 1.16). Cette brusque augmentation, caractéristique d'une surstabilité, est une indication de la présence d'un effet de couche prononcé. Ce résultat n'est cependant pas suffisant pour établir de façon certaine son existence et la mesure de la probabilité de transition $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2^+)$ se révèle nécessaire. Une diminution de la probabilité de transition lorsqu'on s'approche de $N = 40$, c'est-à-dire pour les noyaux de ^{66}Ni et ^{68}Ni , serait un signe tangible de la magicité de cette couche.

Il est d'autre part intéressant de comparer cette valeur avec celle du noyau doublement magique stable $^{56}\text{Ni}_{28}$, mesurée par diffusion inélastique de protons, qui est égale à $600 \pm 120\text{ e}^2\text{ fm}^4$ [Krau94].

On peut ajouter qu'un des autres intérêts de ce noyau est qu'il se situe sur la « route » du noyau exotique doublement magique ${}^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$. Ce dernier joue un rôle essentiel dans de nombreux modèles astrophysiques, et une connaissance précise de ses propriétés est indispensable pour une meilleure compréhension du processus- r (capture rapide de neutrons). Ce processus pourrait être à l'origine de la création de nombreux éléments lors de certains événements astrophysiques explosifs (notamment les supernovae de type II). La disparition de la fermeture de couche à $N = 50$ au profit de $N = 40$, aurait d'importants effets sur ce processus. Finalement, une bonne connaissance du ${}^{68}\text{Ni}$ permet de rendre plus fiables les extrapolations faites concernant le noyau de ${}^{78}\text{Ni}$.

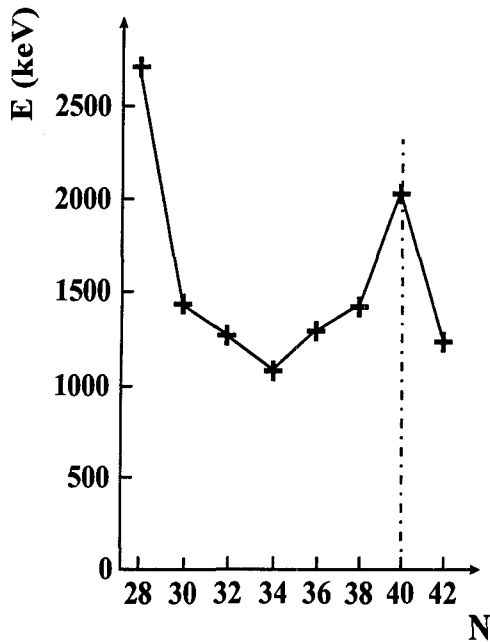


FIG. 1.16: *Energie du premier état excité 2^+ , en fonction du nombre de neutrons, dans la région $N = 40$.*

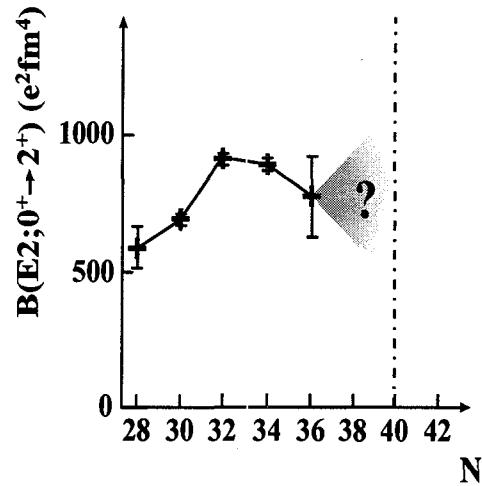


FIG. 1.17: *Probabilité de transition réduite, en fonction du nombre de neutrons, dans la région $N = 40$.*

Excitation coulombienne de faisceaux radioactifs

Utilisée depuis longtemps en physique nucléaire, l'excitation coulombienne est un puissant outil pour obtenir des informations sur la structure des noyaux, et particulièrement sur les états de plus faible énergie d'excitation. Les possibilités d'accélérer et de sélectionner efficacement des faisceaux exotiques instables ont remis cette technique au-devant de la scène.

2.1 Utilisation de faisceaux radioactifs

Les noyaux radioactifs dont nous avons parlé au chapitre précédent (^{32}Mg , ^{44}S , ^{68}Ni , ...) ne sont pas présents à l'état naturel dans notre environnement. Il est donc évident que toute étude sur ces isotopes demande au préalable qu'on les crée. Ceci est réalisé auprès de grands accélérateurs (une dizaine dans le monde).

L'étude des noyaux exotiques n'est pas seulement d'un grand intérêt purement physique, c'est aussi un défi technologique. A titre d'exemple, le dernier isotope de Nickel stable est le ^{64}Ni , situé quatre isotopes en deçà du ^{68}Ni , noyau auquel nous nous intéressons particulièrement. Les sections efficaces de production de ces espèces sont très faibles : il faut donc pouvoir les créer, puis les séparer de tous les autres noyaux (plus proches de la vallée de stabilité) présents en bien plus grand nombre parmi les produits de réaction. Il existe principalement deux méthodes de production et de séparation :

◆ Séparation isotopique en ligne (*ISOL*) :

Les produits de réaction sont arrêtés et thermalisés dans une cible de production

« épaisse » (typiquement 100 g/cm^2); ils sont ensuite ionisés avant d'être extraits puis accélérés. Les intensités obtenues sont importantes (jusqu'à 10^{12} pps); les faisceaux secondaires ont une énergie faible. Cette méthode est utilisée notamment à *ISOLDE* au *CERN*.

◆ Séparation en vol :

Dans ce cas, le faisceau primaire interagit dans une cible « mince » (typiquement 100 mg/cm^2) et les fragments émis, ayant une vitesse voisine de celle du projectile, sont sélectionnés de façon magnétique. Par rapport à la méthode *ISOL*, les intensités disponibles sont inférieures, au contraire de l'énergie, qui peut atteindre plusieurs centaines de *MeV* par nucléon. Ce procédé est utilisé au *GANIL*, à *GSI*, au *NSCL* et à *RIKEN*.

Une des principales limitations de la méthode *ISOL* est qu'elle dépend des propriétés chimiques des noyaux étudiés. Le temps d'extraction des ions étant relativement long, il est, d'autre part, moins adapté pour l'étude sur des isotopes de courte durée de vie. Néanmoins, un regain d'intérêt s'est porté sur cette méthode d'extraction, depuis qu'il a été proposé de la coupler à un étage de post-accelération, pour porter l'énergie des faisceaux secondaires jusqu'à des valeurs de quelques *MeV* par nucléon. Les dispositifs *SPIRAL* au *GANIL* et *REX - ISOLDE* au *CERN* en sont deux exemples.

2.2 Principe de l'excitation coulombienne

Un des intérêts principaux de l'excitation coulombienne est que la théorie mathématique sous-jacente est bien comprise, puisque seule l'interaction électromagnétique intervient. Son principe, tel qu'il a été décrit dans [Alde56], est de bombarder une cible avec des particules chargées dont l'énergie est inférieure à la barrière coulombienne entre les deux noyaux. Dans ce cas, la probabilité de pénétrer à l'intérieur de cette barrière est très faible, et les deux noyaux vont seulement interagir par l'intermédiaire d'un champ coulombien. Un de ces deux noyaux (ou même les deux simultanément), sous l'effet de ce champ, peut être excité et peupler un état d'énergie supérieure. Dans ce cas, il se désexcite « immédiatement » après, en émettant un photon dont l'énergie est égale à la différence en énergie des deux niveaux (cf FIG. 2.1). L'expérience proprement dite consiste en la détection du noyau excité, en coïncidence avec le photon de désexcitation.

Les premières expériences d'excitation coulombienne consistaient à bombarder un faisceau accéléré de *Z* élevé sur une cible pour exciter les noyaux qu'elle contenait. Avec l'avènement des faisceaux radioactifs, le processus est en quelque sorte inverse. On envoie

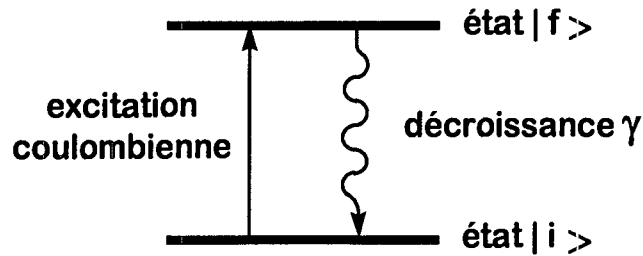


FIG. 2.1: Principe de l'excitation coulombienne.

un faisceau de noyaux instables sur une cible composée d'éléments lourds (Pb , Au , Bi , ...); c'est l'excitation du projectile que l'on cherche maintenant à observer. Le traitement mathématique est identique, au détail près qu'il faut inverser le rôle joué par la charge du projectile et celle de la cible. Toutes les formules ci-dessous concernent l'excitation du projectile. En ce qui concerne les contraintes expérimentales, il existe une différence notable : lors de l'excitation coulombienne de la cible, le photon de désexcitation est émis à l'arrêt, alors que lors de l'excitation coulombienne du projectile, il est émis en vol, ce qui entraîne la nécessité de corriger les énergies des raies γ , émises à différents angles, de leur effet Doppler.

Dans la suite les « applications numériques » concerneront la réaction d'excitation coulombienne entre un projectile de ^{68}Ni (avec une vitesse égale au tiers de celle de la lumière) et une cible de ^{208}Pb (qui est un des cas que nous étudierons expérimentalement dans la suite).

2.2.1 Théorie sommaire de l'excitation coulombienne classique

Lorsque un projectile (de charge Z_p) approche un noyau cible (de charge Z_c), l'intensité du champ coulombien qui se crée, est caractérisée par le nombre sans dimension η , défini de la façon suivante :

$$\eta = \frac{Z_p Z_c e^2}{\hbar v}$$

où v est la vitesse de la particule incidente.

application numérique (^{68}Ni sur une cible de ^{208}Pb) : $\eta \simeq 100$

Dans le cas où $\eta \ll 1$, le champ coulombien ne produit qu'une petite perturbation sur les fonctions d'onde (il est négligeable devant les énergies cinétiques mises en jeu), et le processus peut être traité selon l'approximation de Born (qui considère les fonctions d'onde initiales et finales comme des ondes planes). Mais dans le cas de l'excitation coulombienne considérée ici, on est intéressé par la limite $\eta \gg 1$. Le champ est alors suffisamment

fort pour interdire au projectile de pénétrer dans le noyau cible (au-delà de la barrière coulombienne), même pour les vitesses souvent élevées mises en jeu. Cette condition ($\eta \gg 1$) permet de pouvoir effectuer un traitement semi-classique : on considère que le projectile se déplace le long d'une trajectoire classique et que l'excitation est provoquée par un potentiel électromagnétique dépendant du temps.

C'est une généralisation du problème de la diffusion des particules α (Rutherford, 1911), dans lequel les noyaux diffusés suivent une trajectoire hyperbolique (cf FIG. 2.2). Dans ce cas précis, la section efficace différentielle de diffusion est donnée par la formule :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \frac{1}{4} a^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad \text{avec} \quad a = \frac{Z_p Z_c e^2}{\mu v^2}$$

où θ est l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse, a est demi-distance minimale d'approche (cas d'une rétrodiffusion) et μ est la masse réduite du système.

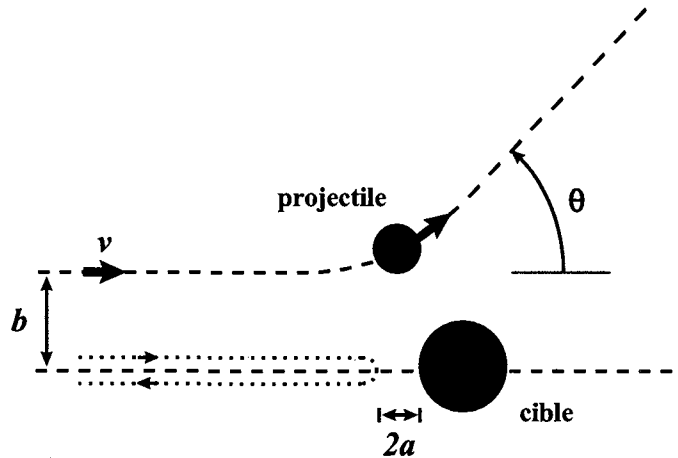


FIG. 2.2: Diffusion de Rutherford.

Les énergies perdues par les particules lors de ce processus de diffusion (énergie d'excitation) sont faibles comparées aux énergies mises en jeu pour accélérer le projectile (énergie du faisceau incident), en conséquence de quoi les effets dus à l'excitation n'ont pas d'incidence sur la trajectoire du projectile. La section efficace différentielle d'excitation peut donc s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \cdot P \quad \text{avec} \quad P = \sum_{M_1 M_2} |b_{if}|^2$$

où P est la probabilité que le noyau soit excité et diffusé dans un angle solide $d\Omega$. P s'exprime en fonction des amplitudes de transition b_{if} pour une transition entre un état initial i et un état final f (la sommation se fait sur les nombres quantiques magnétiques).

Les probabilités d'excitation obtenues lors de ce processus sont faibles, ce qui fait qu'on peut traiter le potentiel électromagnétique dans le cadre de la théorie des perturbations dépendant du temps au premier ordre. Ceci nous donne le résultat suivant :

$$b_{if} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle f | H_{int}(t) | i \rangle \exp \left(i \frac{E_f - E_i}{\hbar} t \right) dt$$

où E_i et E_f représentent les énergies de l'état initial et de l'état final. Le potentiel électromagnétique H_{int} peut être développé sur une base de fonctions harmoniques sphériques (développement multipolaire). On va se limiter dans la suite à une transition électrique d'ordre 2 (puisque c'est le cas qui nous intéressera par la suite). On obtient alors une amplitude de transition, dont l'expression est donnée ici à titre d'information :

$$b_{if} = \frac{4\pi Z_c e}{5 i\hbar} \sum_{\mu} \langle I_i M_i | \mathcal{M}(E2, \mu) | I_f M_f \rangle \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left(i \frac{E_f - E_i}{\hbar} t \right) Y_{\mu}(\theta(t), \phi(t)) \left(\frac{1}{r_p(t)} \right)^{-3} dt$$

On peut ensuite définir une probabilité réduite de transition :

$$B(E2, I_i \rightarrow I_f) = \sum_{M\mu} |\langle I_i M_i | \mathcal{M}(E2, \mu) | I_f M_f \rangle|^2 = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_i | \mathcal{M}(E2) | I_f \rangle|^2$$

où I_i et I_f sont les spins de l'état initial et de l'état final, et $\mathcal{M}(E2)$ est l'opérateur de transition électrique d'ordre 2. Cette probabilité n'est pas sans dimension. On l'exprime généralement en $e^2 fm^4$ (ou en $e^2 b^2$, $1 e^2 fm^4 = 10^{-4} e^2 b^2$).

On fait généralement intervenir le paramètre ξ , appelé paramètre d'adiabaticité, qui caractérise la facilité, pour une excitation coulombienne, d'exciter un niveau d'énergie élevée. On le définit comme le rapport entre la durée de la collision et la période de la transition nucléaire que l'on considère. La durée de la collision s'exprime simplement en fonction de la vitesse v , du paramètre d'impact b_o , distance caractéristique du processus et du paramètre relativiste γ ($\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ avec $\beta = \frac{v}{c}$) ; la période nucléaire est déduite du principe d'incertitude $\Delta E \cdot \Delta t \simeq \hbar$. On obtient :

$$\xi = \frac{t_{coll}}{t_{nucl}} = \frac{E_f - E_i}{\hbar} \frac{b_o}{v\gamma}$$

Pour que l'excitation coulombienne d'un niveau d'énergie E_f (à partir d'un niveau initial d'énergie E_i) ait effectivement lieu, il faut que ξ soit inférieure à 1. C'est-à-dire que, pour une énergie d'excitation ΔE donnée, l'excitation coulombienne sera d'autant plus facile que la vitesse du projectile sera élevée.

On calcule finalement une section efficace :

$$\sigma_{E2} = \left(\frac{Z_c e}{\hbar v} \right)^2 a^{-2} B(E2) f_{E2}(\xi)$$

l'expression de la fonction $f_{E2}(\xi)$ est donnée dans [Alde56].

2.2.2 Excitation coulombienne relativiste

La production de noyaux exotiques est caractérisée, comme nous l'avons vu, par de faibles intensités et des énergies cinétiques élevées. Ces énergies sont supérieures à la barrière coulombienne, ce qui fait qu'un certain nombre d'événements d'excitation non coulombienne, et donc nucléaire, vont avoir lieu. Pour pouvoir appliquer les formules ci-dessus, on doit s'assurer de ne sélectionner que des processus d'excitation coulombienne, c'est-à-dire des processus pour lesquels le paramètre d'impact b de la collision est suffisamment grand (cf FIG. 2.2).

Etant donnée la relation entre ce paramètre d'impact et l'angle de diffusion θ_{lab} mesuré dans le laboratoire

$$\theta_{lab} = \frac{2Z_p Z_c e^2}{\gamma \mu v^2} \frac{1}{b},$$

définir un paramètre d'impact minimal b_o revient à définir un angle de diffusion maximal θ_{max} au-delà duquel on ne peut plus considérer les événements comme étant dus à de l'excitation coulombienne pure. Ce paramètre d'impact minimal peut, par exemple, prendre l'expression suivante [Boer86] :

$$b_o = \mathcal{R}_p + \mathcal{R}_c + \delta_s$$

avec $\mathcal{R}_{p,c} \simeq 1.28 A_{p,c}^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_{p,c}^{-1/3}$ et $\delta_s \simeq 6 fm$.

application numérique (^{68}Ni sur une cible de ^{208}Pb) : $b_o \simeq 17.6 fm$

De plus, les énergies mises en jeu sont suffisamment importantes pour que des corrections relativistes soient nécessaires [Wint79]. Dans ce cadre, la section efficace coulombienne s'écrit :

$$\sigma_c = 2\pi \int_{b_o}^{+\infty} P b db$$

Dans le cas où on a $\frac{\hbar v \gamma}{E_f - E_i} > b_o$ (c'est-à-dire $\xi < 1$), on obtient une expression approchée de cette section efficace, qui, pour une transition $0^+ \rightarrow 2^+$, s'exprime ainsi :

$$\sigma_{E2} \simeq \left(\frac{Z_c e^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{\pi}{e^2 b_o^2} B(E2)$$

On constate donc que la section efficace est directement proportionnelle à la probabilité de transition réduite.

Comme on l'a dit précédemment, pour qu'un état soit excité, il est nécessaire que le temps de collision soit plus petit que la période nucléaire associée à cet état, ce qui s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{E_f - E_i}{\hbar} \frac{b_o}{v\gamma} < 1 \simeq \frac{(E_f - E_i) b_o}{200 \beta\gamma} < 1$$

où $E_f - E_i$ est exprimée en MeV et b_o en fm .

Pour une vitesse incidente de $0.3c$, un paramètre d'impact minimal de $17 fm$ et une énergie d'excitation comprise entre $500 keV$ et $2 MeV$, on obtient un rapport compris entre 0.1 et 0.5 , ce qui est bien inférieur à 1 . Si on reprend l'expression précédente, et qu'on isole l'énergie d'excitation,

$$E_f - E_i \lesssim \frac{200 \beta\gamma}{b_o},$$

on obtient l'énergie la plus élevée qu'il est possible d'exciter. A des vitesses de l'ordre de $0.3c$, celle-ci est proche de $4 MeV$. Pour des vitesses, et donc des énergies incidentes, plus élevées, cette énergie d'excitation augmente : elle est proche de $10 MeV$ pour une vitesse de l'ordre de $0.6c$.

Bien que les états peuplés par excitation coulombienne aient une durée de vie très courte (on a qualifié la désexcitation par émission γ d'« immédiate »), celle-ci n'est pas absolument nulle. En pratique, on peut la calculer ainsi [Rama87] :

$$T_{1/2} = 4.08 \cdot 10^{-9} E_\gamma^{-5} B(E2)^{-1} \quad (\text{dans la cas d'une transition } E2)$$

où $T_{1/2}$ s'exprime en s , E_γ en MeV et $B(E2)$ en $e^2 fm^4$.

application numérique (^{68}Ni sur une cible de ^{208}Pb) : $T_{1/2} \simeq 6.10^{-2} ps$ (en supposant un $B(E2)$ de $300 e^2 fm^4$)

Une autre conséquence de la grandeur des vitesses considérées dans le cadre de ce travail est l'absence de processus d'excitation coulombienne à deux étapes : on doit en effet tenir compte, lorsque les vitesses sont plus faibles, des processus constitués, par exemple, d'une excitation $0^+ \rightarrow 2^+$ suivie d'une excitation $2^+ \rightarrow 4^+$. Néanmoins, la connaissance de cet état 4^+ est importante (comme on a pu le voir au 1.1.5). Les énergies trop importantes du *GANIL* ne nous permettent pas d'avoir accès, par excitation coulombienne, à cet état. Le dispositif *SPIRAL*, mis en service prochainement, en réduisant les énergies disponibles, sera, lui, tout à fait adapté à l'étude de processus d'excitation coulombienne à plusieurs étapes.

2.3 Sections efficaces

L'expression théorique de la section efficace donnée au paragraphe précédent permet d'effectuer un traitement numérique. On peut ainsi simuler la réaction obtenue en laboratoire, en incorporant les données expérimentales connues (ce programme a été élaboré par J. Kiener). Il est alors possible de représenter la section efficace différentielle coulombienne en fonction de l'angle de diffusion du fragment, après passage dans la cible, pour une valeur de $B(E2)$ donnée. Les résultats obtenus par un calcul semi-classique sont illustrés par un trait continu sur la figure 2.3 dans le cas d'un fragment de ^{70}Zn (sur la gauche) et d'un fragment de ^{68}Ni (sur la droite). Ces graphiques correspondent aux données de l'expérience décrite dans le Chapitre 4, c'est-à-dire l'excitation coulombienne d'un faisceau secondaire dans une cible de Plomb (en prenant une vitesse des fragments de l'ordre de $c/3$, et un $B(E2)$ de $1600 e^2 fm^4$ pour le ^{70}Zn et de $200 e^2 fm^4$ pour le ^{68}Ni).

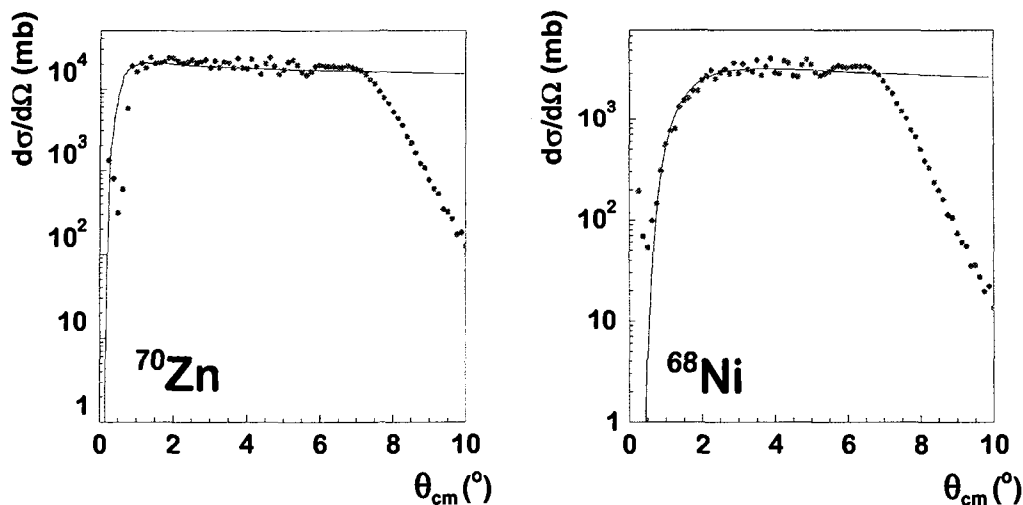


FIG. 2.3: Sections efficaces coulombiennes en calcul semi-classique (trait continu) et en calcul quantique (prise en compte de l'absorption nucléaire) (cercle plein) pour les noyaux de ^{70}Zn et de ^{68}Ni .

Si on calcule maintenant cette section efficace différentielle coulombienne dans le cadre d'un calcul quantique, on obtient les courbes symbolisées par des cercles pleins sur la figure 2.3. Ils ont été obtenus grâce à un calcul en canaux couplés effectué avec le code *ECIS* (par l'intermédiaire de J. Kiener) [Rayn71].

Dés qu'on atteint l'angle d'effleurement θ_{graz} (« grazing » en anglais), on constate une nette diminution de la section efficace (d'un facteur 100 en 2°). Celle-ci est due au phénomène d'absorption nucléaire : en-dessous d'un certain paramètre d'impact (et donc au-dessus d'un certain angle), les noyaux cible et projectile ne sont plus « transparents »

l'un par rapport à l'autre. Cette opacité va provoquer l'apparition de nouveaux processus (transfert de nucléons, ...) au détriment de l'excitation coulombienne.

De manière plus quantitative, on peut déterminer les section efficaces différentielles intégrées attendues (cf TAB. 2.1). On se place encore une fois dans les conditions de l'expérience du Chapitre 4.

isotope	section efficace (mb)
^{70}Zn	702
^{68}Ni	150


TAB. 2.1: Section efficace différentielle intégrée (entre 0 et 6.5°).

Ces calculs nous seront utiles par la suite, dans le but de comparer les résultats avec les données expérimentales.

3

Excitation coulombienne des noyaux de ^{76}Ge , ^{72}Zn et ^{70}Zn

3.1 Présentation générale

 L'excitation coulombienne est, nous venons de le voir, une méthode efficace, théoriquement bien comprise et qui a déjà été utilisée à de nombreuses reprises en spectroscopie nucléaire. Ce chapitre présente l'expérience que nous avons menée, à l'automne 1996, sur ce principe, dans la région $N = 40$, ainsi que l'analyse qui s'en est suivie.

On peut schématiser très simplement cette expérience par la figure 3.1. Des faisceaux secondaires sont produits par fragmentation d'un faisceau primaire dans une cible et les fragments intéressants sont sélectionnés au moyen du spectromètre *LISE3*. Ces fragments vont alors interagir dans une cible de plomb, être excités et se désexciter immédiatement en émettant un photon. Pour des noyaux pairs-pairs, ce photon caractérise l'écart en énergie entre le niveau fondamental 0^+ et le premier état excité 2^+ . Nous devons donc détecter ces photons en coïncidence avec les fragments identifiés. Toutes ces étapes, depuis la production des noyaux, jusqu'au traitement des données, en passant par la détection des fragments et des photons vont être détaillées dans la suite.

3.2 Production et sélection d'un faisceau secondaire

Cette expérience s'est déroulée au *GANIL* (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds). Cet accélérateur est capable d'accélérer tous les noyaux depuis le Carbone jusqu'à l'Ura-

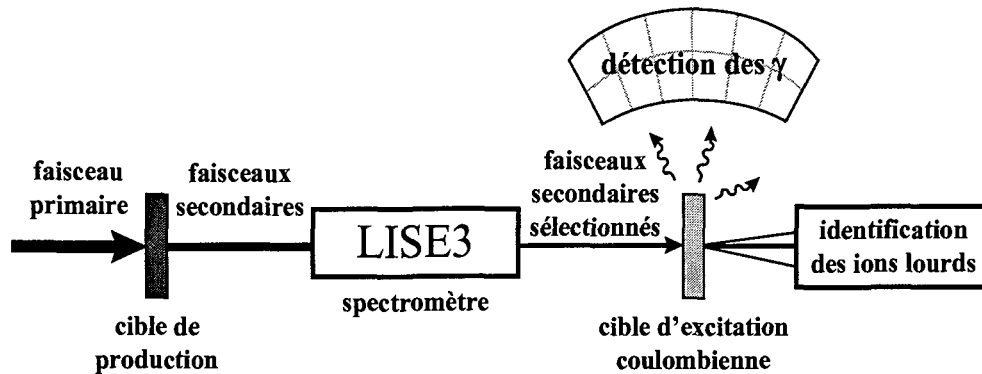


FIG. 3.1: Principe schématique de l'expérience.

niun, pour des énergies allant de 20 à 100 MeV par nucléon. Plus précisément, le système d'accélération est constitué d'un cyclotron compact (C01 ou C02) et de deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1 et CSS2), ce qui permet de conduire le faisceau primaire à l'énergie souhaitée (après une première analyse dans le spectromètre α) dans les différentes aires expérimentales (FIG. 3.3). Le faisceau primaire utilisé dans cette première expérience était du ^{86}Kr accéléré à une énergie de 60.5 MeV/A.

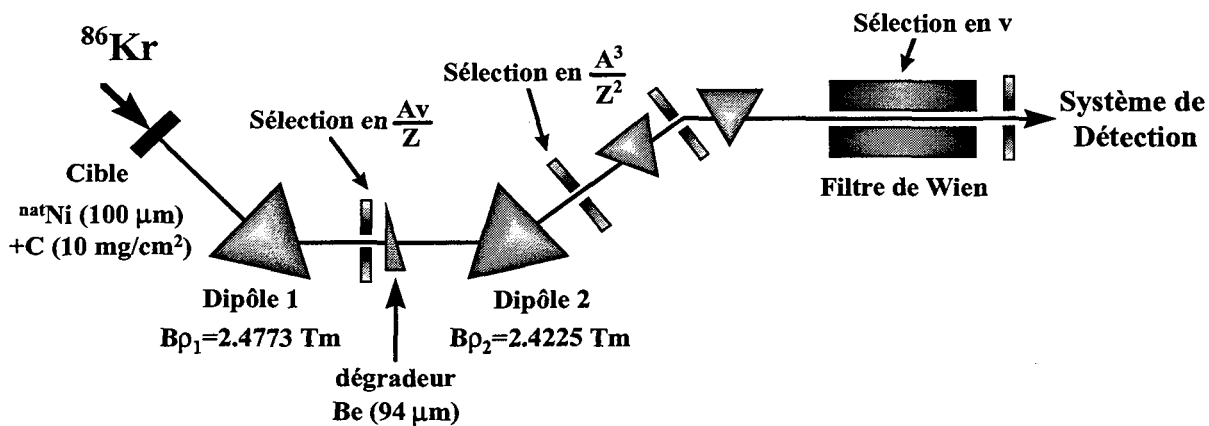


FIG. 3.2: La ligne LISE et les paramètres relatifs à l'expérience.

Le faisceau primaire interagit sur une cible primaire constituée de ^{nat}Ni (100 μm) + C (10 mg/cm^2) (cf FIG. 3.2 et 3.3) et placée à l'entrée du spectromètre. Aux énergies GANIL, dites énergies intermédiaires, c'est le phénomène de fragmentation du projectile qui est prédominant lors de l'interaction d'un faisceau sur une cible [Guer83]. Interprété théoriquement au milieu des années 70 [Gold74], il se caractérise par une émission des fragments dans une direction proche de celle du faisceau incident et avec une vitesse

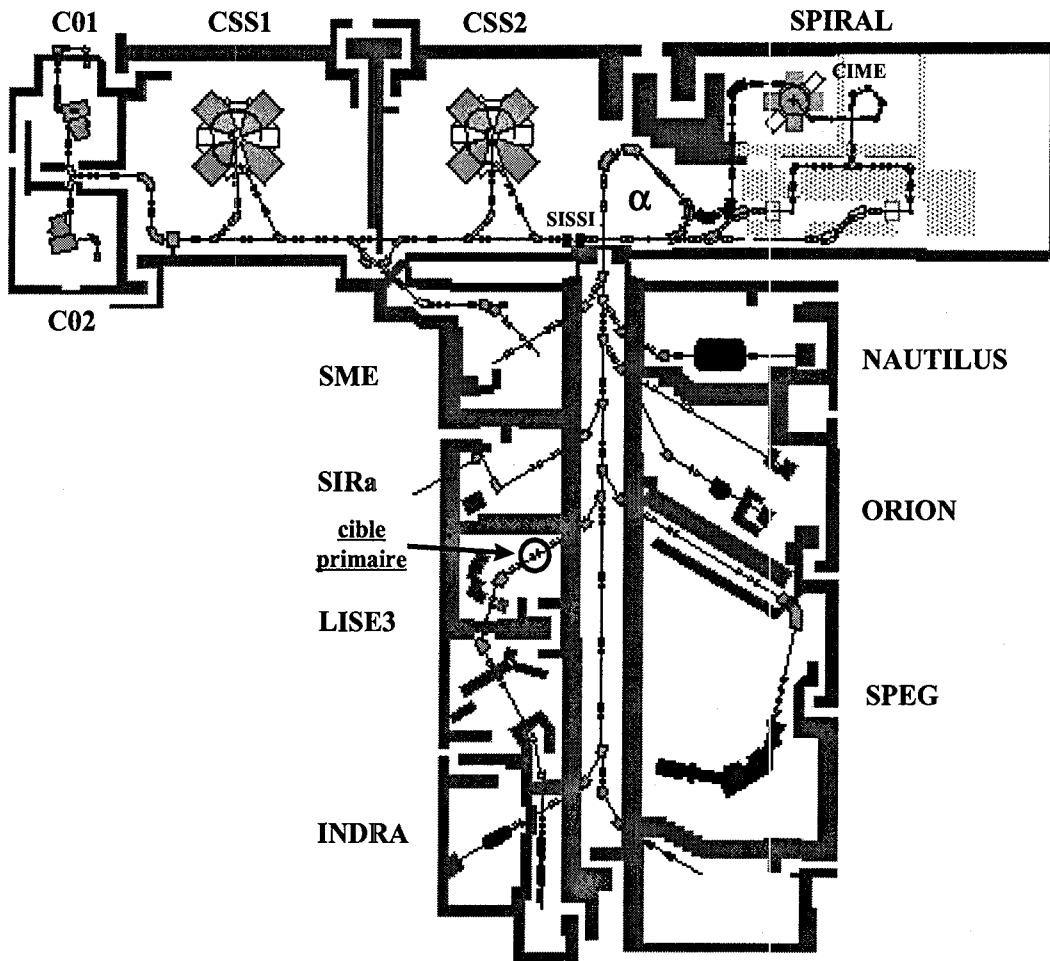


FIG. 3.3: Vue d'ensemble du GANIL et de ses aires expérimentales.

sensiblement égale à celle du projectile.

Parmi les nombreux noyaux créés lors de ce processus, ceux qui nous intéressent le plus sont produits dans de très faibles proportions, car ils ont beaucoup moins de protons et de neutrons que le faisceau primaire (ce qui rend leur formation très peu probable). Le choix du ^{86}Kr comme faisceau primaire est cependant justifié par les intensités importantes disponibles. Il va falloir exercer une très forte réjection du faisceau primaire et des fragments les plus fortement produits, ceci au profit du noyau à étudier. Cette séparation isotopique, pour un fragment de masse A , de charge Z et de vitesse v , est effectuée par le spectromètre *LISE3* en trois étapes successives : tout d'abord une sélection en $A v/Q$ grâce à un premier dipôle (qui peut être en $A v/Z$ lorsque les noyaux sont totalement épluchés, ce qui est le cas pour des noyaux avec $Z \lesssim 28$), puis une sélection en A^3/Z^2 grâce à l'association d'un dégradeur de Be ($94 \mu\text{m}$) et d'un second dipôle, et enfin une

sélection en v au moyen d'un filtre de Wien [Anne87][Anne92]. Toutes ces sélections, ainsi qu'un résumé des données relatives à l'expérience sont présentées sur la figure 3.2.

3.3 Identification des ions lourds

L'identification des noyaux, au cours de cette expérience, s'effectue au moyen d'un télescope de jonctions en silicium. Celle-ci peut être confirmée grâce aux photons de décroissance issus des isomères naturellement présents dans les faisceaux secondaires produits lors de la réaction de fragmentation.

3.3.1 Identification par le télescope

Le télescope d'identification se situe en bout de ligne *LISE3*. Il est positionné à 50 cm en aval de la cible secondaire de Plomb (où se produit l'excitation coulombienne) et se compose de deux jonctions de silicium de grande surface (25 cm^2) dont les épaisseurs sont $300\ \mu\text{m}$ et $3500\ \mu\text{m}$. Les ions sont implantés dans cette seconde jonction, qui détermine ainsi leur énergie résiduelle.

La première jonction mesure l'énergie perdue ΔE par les ions qui la traversent. Elle permet également de déterminer leur temps de vol (c'est-à-dire le temps nécessaire pour qu'ils parcourent l'ensemble du spectromètre).

Cette prise de temps, déclenchée par la première jonction silicium, est arrêtée par le signal radiofréquence du cyclotron CSS2. Cela a le grand avantage de ne déclencher l'acquisition que dans le cas où un ion est détecté dans le télescope et arrive au bout du spectromètre. Ainsi, on ne déclenche pas l'acquisition systématiquement à chaque « paquet » de noyaux accélérés par les cyclotrons (c'est-à-dire toutes les 80 ns).

La longueur de la ligne *LISE* est égale à 44 m. Il est important de noter ici que la double achromaticité du spectromètre fait que tous les noyaux parcourent sensiblement la même distance (à mieux que 1%, dans les limites d'acceptance, en moment et en énergie, du spectromètre). On obtient finalement deux informations pertinentes : la perte d'énergie ΔE et le temps de vol *TOF*.

L'identification événement par événement est réalisée au moyen d'une matrice $\Delta E - \text{TOF}$: un exemple de matrice d'identification est donné sur la figure 3.4. On remarque que les noyaux sont bien séparés ; il n'y a donc aucune incertitude, quant à l'identification, qui pourrait être due à d'éventuels « recouvrements » : on a, pour cela, volontairement limité l'acceptance en moment de façon à réduire la dispersion.

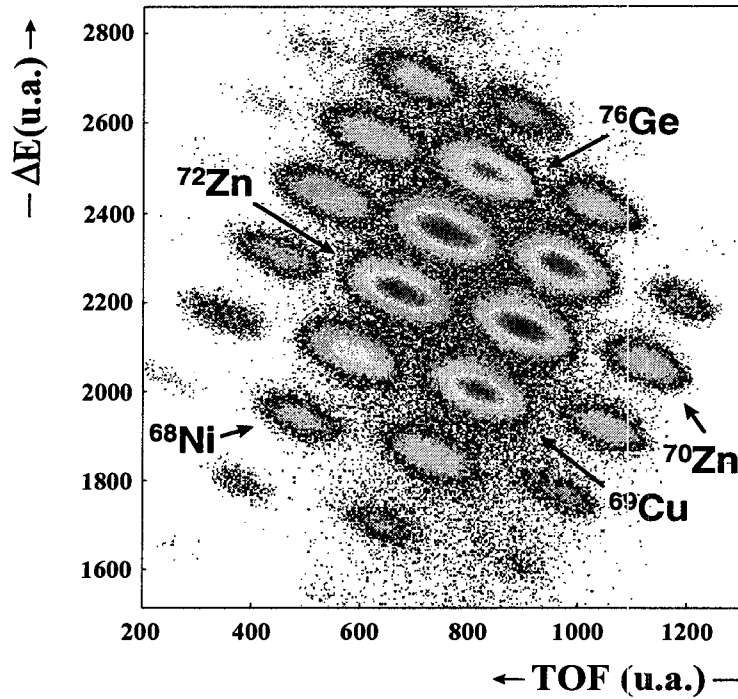


FIG. 3.4: Matrice $\Delta E - \text{TOF}$ et identification de quelques noyaux.

A partir d'un générateur calibré en énergie sur des noyaux identifiés dans une précédente mesure, on obtient une première identification, en perte d'énergie, sans ambiguïté. A partir de là, il est relativement aisé d'identifier l'ensemble des noyaux de la matrice $\Delta E - \text{TOF}$ (FIG. 3.4).

Quelques taux de production de faisceaux secondaires que nous étudierons dans la suite sont donnés dans le tableau 3.1.

isotope	^{76}Ge	^{72}Zn	^{69}Cu	^{68}Ni
taux (s^{-1})	$\simeq 100$	$\simeq 120$	$\simeq 100$	$\simeq 20$

TAB. 3.1: taux de production.

On peut noter ici la capacité de réjection du dispositif de sélection. Ces taux de production peuvent en effet être comparés à l'intensité du faisceau incident qui est typiquement de l'ordre de 10^{11-13} particules par seconde.

Ces taux relativement faibles s'expliquent en partie par la difficulté de sélectionner des noyaux dont la rigidité magnétique ($B\rho$) est proche des états de charge du faisceau primaire.

Grâce à la seconde jonction silicium du télescope, nous avons accès à l'énergie rési-

duelle déposée par les ions, lorsqu'ils s'y implantent. Si on sélectionne un fragment donné au moyen de la matrice $\Delta E - TOF$, par exemple le ^{76}Ge , on peut représenter sur un graphique, la perte d'énergie dans la première jonction *versus* l'énergie résiduelle dans la seconde jonction, pour le fragment sélectionné (cf FIG. 3.5).

Sur cette matrice $\Delta E - E$, la plupart des événements sont concentrés sur la droite du graphique ; ils représentent les noyaux qui n'ont pas été cassés dans la cible ou dans la première jonction. Cependant, un certain nombre d'événements sont situés à gauche de cette concentration. Ceux-ci correspondent à des noyaux déposant moins d'énergie dans la seconde jonction, différents de ceux que l'on a voulu sélectionner dans la matrice $\Delta E - TOF$. Ce sont des isotopes de masse plus faible qui sont produits dans la cible de Plomb, par réaction nucléaire, à plus faibles paramètres d'impact ; réactions qui s'accompagnent de l'émission de photons statistiques et de neutrons. Dans ce cas, deux isotopes différents ne sont pas discriminés par la sélection $\Delta E - TOF$ car ils ont la même perte d'énergie (quantité proportionnelle à Z^2/v^2) et le même temps de vol (la réaction n'a lieu qu'à 35 cm de la jonction, soit à peine 0.8% de la longueur totale du parcours (44 m)). Les événements correspondants à de l'excitation coulombienne, comme nous le verrons par la suite, sont situés dans la concentration de droite.

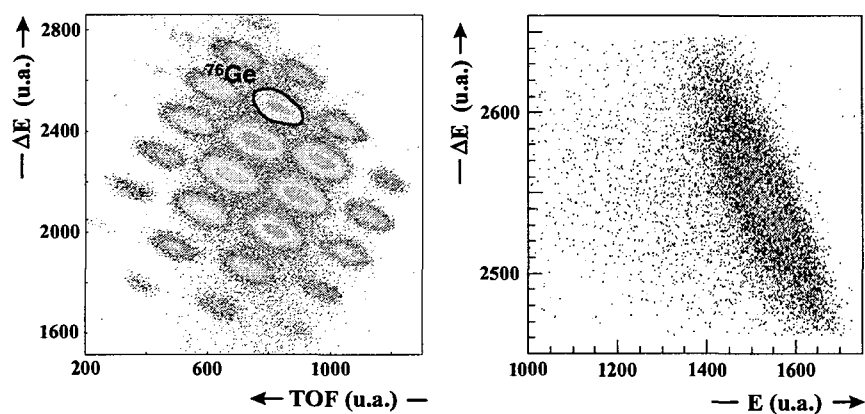


FIG. 3.5: Spectres bidimensionnels d'identification $\Delta E - TOF$ et $\Delta E - E$ pour le noyau de ^{76}Ge .

3.3.2 Utilisation des isomères pour l'identification

Une façon de vérifier la bonne identification des ions est de se servir des isomères produits lors de la fragmentation du ^{86}Kr . En effet, lorsque la durée de vie de ces états est du même ordre de grandeur, ou plus longue, que le temps de vol des noyaux le long

de la ligne du spectromètre, c'est-à-dire environ 400 ns , il y a une probabilité que ce soit dans cet état que le noyau s'implante dans la jonction silicium. Il va alors émettre un ou plusieurs photons retardés par rapport à l'implantation, caractéristiques de sa structure en deçà du niveau isomérique. C'est la raison pour laquelle deux détecteurs germanium ont été installés autour de la jonction d'implantation (cf FIG. 3.11). Ils se situent à une distance de 8 cm du centre de cette jonction. Et c'est au moyen de coïncidences ions lourds - γ retardés, que nous allons confirmer l'identification proposée précédemment.

Les calibrations en énergie et en efficacité sont effectuées grâce à une source d' ^{152}Eu . On obtient la courbe d'efficacité ci-dessous (FIG. 3.6). A titre d'exemple, pour une énergie de 1 MeV , l'efficacité est de l'ordre 0.37% .

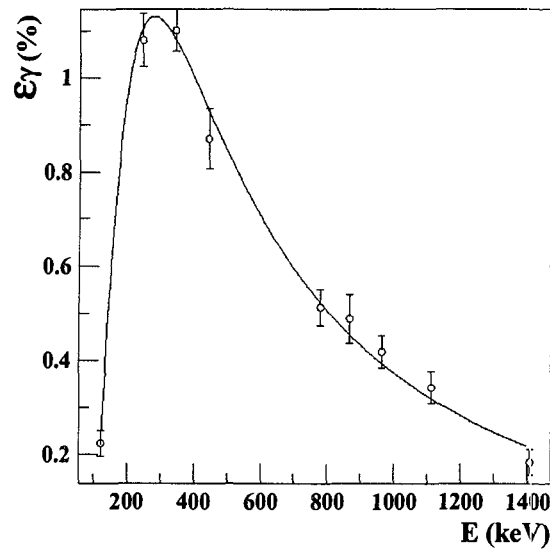


FIG. 3.6: Efficacité des deux détecteurs germanium placés autour du détecteur d'implantation ; la fonction d'ajustement est donnée dans la référence [Jack87].

On sélectionne un noyau au moyen de la matrice $\Delta E - TOF$ et on regarde les photons émis en coïncidence retardée, dans les deux détecteurs germanium. Plus exactement, cette coïncidence retardée s'étend sur une plage qui va de 10 ns (temps mis par les fragments pour aller de la cible de Plomb jusqu'à la première jonction) à $10\mu\text{s}$ (temps d'intégration du codeur — cf 3.5.2). Les spectres d'énergie γ sont représentés sur la figure 3.7 pour plusieurs noyaux de cette région. Les noyaux de ^{67}Ni , de ^{68}Ni , de ^{69}Cu et de ^{79}As possèdent un (ou plusieurs) état(s) isomère(s). Déjà étudiés auparavant [Grzy98], ces isomères, et leur raies associées, nous permettent de confirmer notre identification. Au contraire, les noyaux de ^{71}Zn et de ^{74}Ga n'ont pas de niveau isomère ; les raies observées sur les deux spectres sont fortuites : elles sont présentes quelque soit le noyau et proviennent vraisemblablement de la radioactivité ambiante (^{40}K , ...).

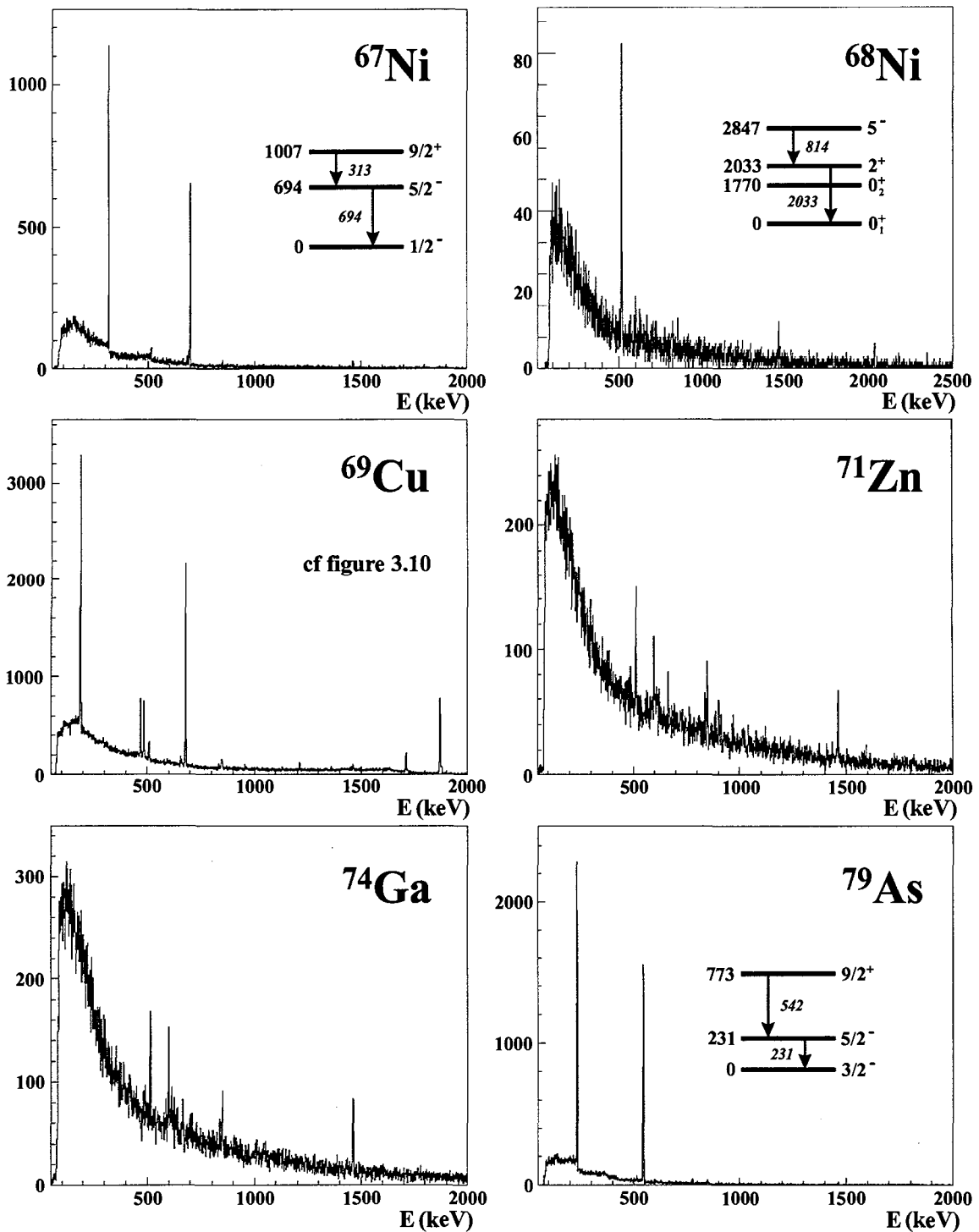


FIG. 3.7: Spectres d'énergie γ issus de la décroissance des isomères de ^{67}Ni , ^{68}Ni , ^{69}Cu et ^{79}As . Les noyaux de ^{71}Zn et ^{74}Ga ne possèdent pas d'état isomère (cf texte pour détails).

Intéressons-nous en particulier au noyau de ^{69}Cu , pour voir si le spectre énergie peut nous apprendre quelque chose de plus sur ce noyau au-delà d'une simple confirmation.

Avec 29 protons et 40 neutrons, il est constitué d'un proton supplémentaire (situé en principe sur la couche $p_{3/2}$) par rapport au noyau de ^{68}Ni . L'effet de la couche $N = 40$, comme nous l'avons vu précédemment, semble être très prononcé pour le ^{68}Ni , on peut donc en déduire qu'il est un bon noyau coeur pour la description de son proche voisin, le ^{69}Cu . La configuration de l'état fondamental du ^{69}Cu étant $p_{3/2}^{+1}$, on s'attend à retrouver, dans les configurations des états excités, le résultat du couplage entre ce $p_{3/2}^{+1}$ et les états excités du ^{68}Ni , à savoir 2^+ , 5^- et 4^+ (cf droite de la FIG. 3.10).

L'état isomère du ^{69}Cu se trouve à une énergie de 2.739 MeV [Ishi97]. Il a une durée de vie de $330(80)\text{ ns}$ [Brod98]. Le spectre de décroissance est donné à nouveau sur la figure 3.8, avec l'énergie de quelques raies.

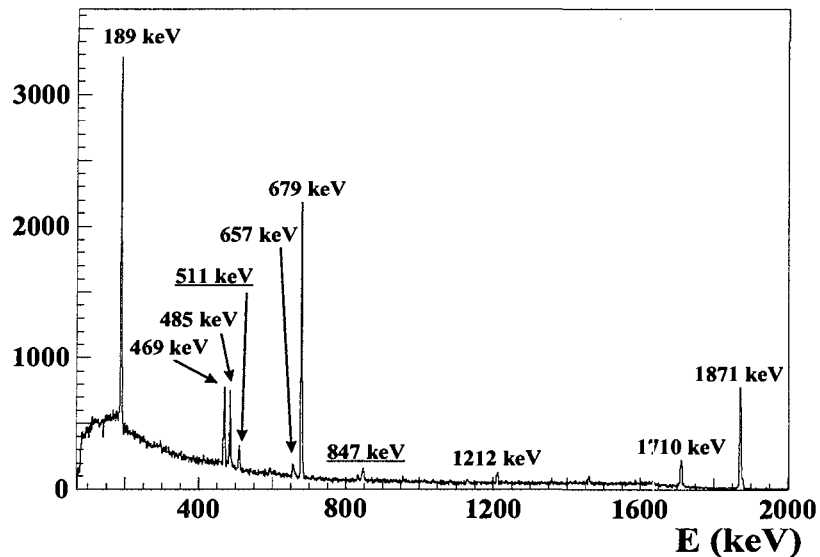


FIG. 3.8: Spectre en énergie de décroissance isomère du ^{69}Cu .

Tout d'abord, est-ce que l'ensemble de ces raies doit être attribué au ^{69}Cu ? La réponse à cette question peut facilement être donnée en considérant les spectres temps des détecteurs germanium (en se limitant à une raie donnée dans le spectre énergie, on obtient sa durée de vie, que l'on peut comparer à celle de l'état isomère). Malheureusement, les données concernant les spectres temps des détecteurs germanium sont inexploitable. Par contre, on constate que les énergies $511(1)\text{ keV}$ et $847(1)\text{ keV}$ sont présentes quelque soit le noyau sélectionné (FIG. 3.7). De plus, l'état isomère du ^{69}Cu a une durée de vie courte, ce qui rend peu probable l'observation de ces raies en coïncidence fortuite (si elles appartiennent vraiment au ^{69}Cu) dans les spectres des autres noyaux. Ces deux raies ne

sont donc vraisemblablement pas originaires de la décroissance de cet isomère. Il reste donc huit transitions, dont la liste est donnée dans le tableau 3.2.

E_γ (keV)	189(1)	469(1)	485(1)	657(2)	679(1)	1212(1)	1710(1)	1871(1)
N_γ	8400	1910	1910	350	7270	290	1070	4230
Γ_γ	98(9)	23(2)	23(2)	5(1)	100	6(1)	21(3)	84(12)

TAB. 3.2: γ attribués à la décroissance du ^{69m}Cu , statistique associée (N_γ) et intensité relative corrigée de l'efficacité absolue de détection (Γ_γ) en prenant comme référence une intensité de 100% pour la raie à 679 keV.

Les études précédentes menées sur ce noyau (par réaction de transfert [Ajze81] et, surtout, par désintégration β [Bosc88]), ont permis d'émettre des hypothèses quant à son schéma de niveau. La statistique très importante dont nous disposons peut nous permettre de confirmer ces hypothèses et même d'aller plus loin.

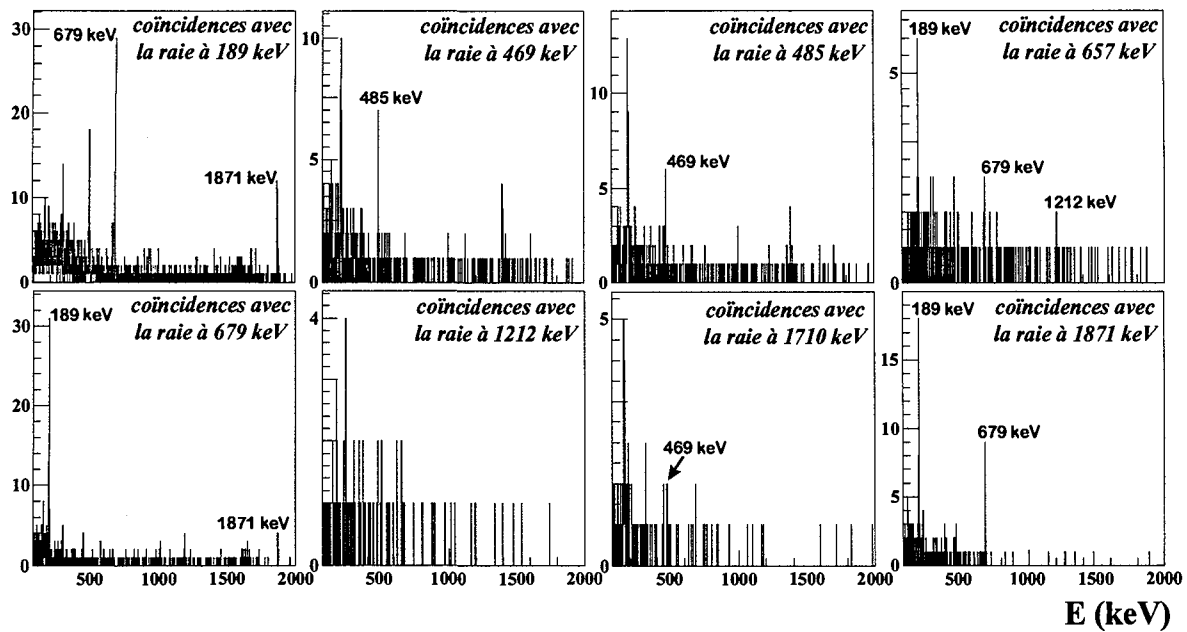


FIG. 3.9: Spectres en énergie de coïncidences γ - γ , pour le noyau de ^{69}Cu ; cer.

On réalise les coïncidences γ - γ pour chacune des huit raies du tableau 3.2. Les spectres obtenus sont donnés sur la figure 3.9. En considérant, en parallèle, les intensités relatives des raies, on établit l'existence de deux cascades : 189(1) keV – 679(1) keV – 1871(1) keV (la plus intense) et 469(1) keV – 485(1) keV – 1710(1) keV. La somme des énergies de la première cascade vaut 2739(2) keV, ce qui correspond à l'énergie d'excitation à laquelle se trouve l'état isomère. La somme des énergies de l'autre cascade ne vaut que 2664(2) keV :

cette différence de 77 keV par rapport au niveau isomère est sans aucun doute due à une transition située en-dessous du seuil de détection de notre dispositif. On peut d'ailleurs noter qu'une transition de cette énergie (si l'hypothèse faite ci-dessous sur sa parité est exacte) est convertie à 66% [Röse78].

Les deux raies les moins intenses, $657(2)\text{ keV}$ et $1212(1)\text{ keV}$, sont vraisemblablement en coïncidence : d'une part, elles ont sensiblement la même intensité, d'autre part, leur somme vaut $1869(2)\text{ keV}$, ce qui est compatible avec l'énergie de la raie observée à $1871(1)\text{ keV}$. On peut donc en conclure que la décroissance depuis l'état à $1871(1)\text{ keV}$ s'effectue par l'émission soit d'un γ de 1871 keV , soit de deux γ en cascade de 657 et 1212 keV (cf FIG. 3.10).

Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus récemment, par réaction profondément inélastique [Brod98].

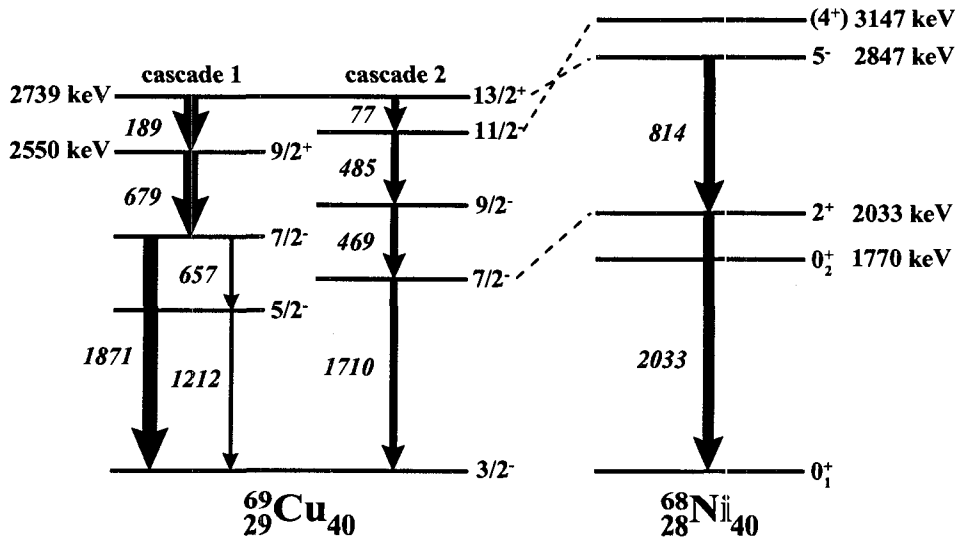


FIG. 3.10: Schéma de niveau du ^{69}Cu , lien avec le schéma du ^{68}Ni ; les incertitudes sur les énergies des transitions sont données dans le tableau 3.2.

La configuration de l'état fondamental ($p_{3/2}^{+1}$) lui confère un spin $3/2^-$. Le niveau isomère (2.739 MeV) est à une énergie proche de l'état 5^- du ^{68}Ni (FIG. 3.10), on peut donc penser qu'il a pour origine un couplage $p_{3/2} \otimes 5^-$, et que son spin vaut $13/2^+$: c'est la valeur maximale autorisée par ce couplage. Si cet état avait eu une valeur de spin inférieure, il n'aurait pas été isomère. Les niveaux à $1212(1)$, $1710(1)$ et $1871(1)\text{ keV}$, déjà établis par [Ajze81], ont respectivement pour spin $5/2^-$, $7/2^-$ et $7/2^-$.

Afin de déterminer le spin de l'état à 2550 keV , situé juste au-dessous de l'isomère,

on peut noter qu'il est peuplé lors de la décroissance β du ^{69}Ni [Bosc88], dont le spin de l'état fondamental est $9/2^+$. En raison des règles de sélection de la transition β (transition Gamow-Teller ; $\Delta J = 0, \pm 1$ sans changement de parité), les possibilités pour le spin se limitent à $11/2^+$, $9/2^+$ ou $7/2^+$. Pour lever l'indétermination, on utilise la relation qui lie la durée de vie d'un niveau isomère à la nature multipolaire de la décroissance qui est engendrée depuis ce niveau (« estimations de Weisskopf »), ainsi la durée de vie de l'état $13/2^+$ peut s'exprimer sous la forme :

$$T_{1/2,\gamma} = \frac{\xi_1 \times A^{\xi_2} \times 10^{\xi_3}}{E_\gamma^{2L+1}}$$

où $T_{1/2,\gamma}$ est la durée de vie du niveau, A le nombre de masse, E_γ l'énergie de la transition et L la multipolarité de cette transition. ξ_1 , ξ_2 et ξ_3 sont des constantes qui dépendent de la multipolarité.

Pour obtenir une durée de vie que l'on peut comparer avec les valeurs expérimentales, il faut tenir compte du phénomène de conversion interne qui entre en compétition avec la désexcitation par émission de photon.

$$T_{1/2} = \frac{T_{1/2,\gamma}}{(1 + \alpha)}$$

où α est le coefficient de conversion interne total.

hypothèse sur le spin de l'état à 2550 keV	$11/2^+$	$9/2^+$	$7/2^+$
transition	$M1$	$E2$	$M3$
coefficient de conversion interne total α (%)	1.2	6.3	45.8
durée de vie (s)	$\simeq 10^{-12}$	$\simeq 10^{-7}$	$\simeq 10$

TAB. 3.3: Estimations Weisskopf.

Ici, on a une transition de 189 keV depuis un niveau isomère de spin $13/2^+$ et de durée de vie 330(80) ns. Le tableau 3.3 résume les durées de vie théoriques de ce niveau dans les trois possibilités permises par la décroissance β . La durée de vie la plus proche de celle observée expérimentalement, 100 ns, coïncide avec une transition $E2$. On en déduit donc un spin $9/2^+$ pour l'état à 2550 keV.

La transition de 77 keV alimente un niveau qui n'est pas peuplé par décroissance β . Il peut donc s'agir d'un état $11/2^-$. Dans ce cas, c'est une transition $E1$ depuis l'isomère

$13/2^+$, et la durée de vie correspondante (incluant la conversion interne) est de l'ordre de 5.10^{-13} s. Ce qui signifie que cette voie de désexcitation devrait être largement majoritaire pour la décroissance de l'isomère et la durée de vie bien plus courte que mesurée. On peut émettre l'hypothèse que cette transition est ralentie pour des raisons liées à la structure de cette voie de désexcitation (transition entre deux états très différents du point de vue des fonctions d'onde). D'autre part, on sait que les transitions $E1$ sont mal calculées dans l'approximation Weisskopf, et on a systématiquement un facteur de ralentissement de l'ordre de $10^4 - 10^5$.

Le spin des niveaux inférieurs se déduit simplement. On peut en particulier interpréter le niveau $11/2^-$, comme un couplage $p_{3/2} \otimes 4^+$ avec le niveau 4^+ , à 3147 keV, du ^{68}Ni . Le niveau $7/2^-$ de cette même chaîne de décroissance serait alors vu comme un couplage $p_{3/2} \otimes 2^+$ avec le niveau 2^+ du ^{68}Ni .

3.4 Excitation coulombienne et détection des photons de décroissance

Nous sommes maintenant capables d'identifier événement par événement les noyaux qui arrivent sur la cible d'excitation coulombienne. On a choisi pour celle-ci une cible de Plomb, enrichie en l'isotope 208 (à 99.1%), d'épaisseur 220 mg/cm². Les noyaux vont interagir avec le champ coulombien de cette cible, être excités et se désexciter immédiatement après, par émission d'un photon dont l'énergie correspond à la différence d'énergie entre le premier état excité et l'état fondamental. Les données concernant les chambres à fils n'ont pu être utilisées au cours de cette expérience.

La détection de ces photons, en coïncidence avec les fragments identifiés dans le télescope, permet de mesurer certaines grandeurs caractéristiques de ces fragments, comme la probabilité d'excitation et peut ainsi nous en apprendre plus sur leur collectivité. Le détecteur « Château de Cristal », décrit ci-dessous, a été utilisé dans ce but.

3.4.1 Détection des photons : le « Château de Cristal »

Le « Château de Cristal » est constitué de 70 cristaux de Bifluorure de Baryum (BaF_2), groupés par sept, dans dix nacelles. Toutes les nacelles sont montées sur la structure *TAPS* (Two/Three Arm Photon Spectrometer), longtemps utilisée au *GANIL* pour des études de production de photons de très grande énergie.

L'ensemble des nacelles est orienté vers la cible de ^{208}Pb et situé à une distance de

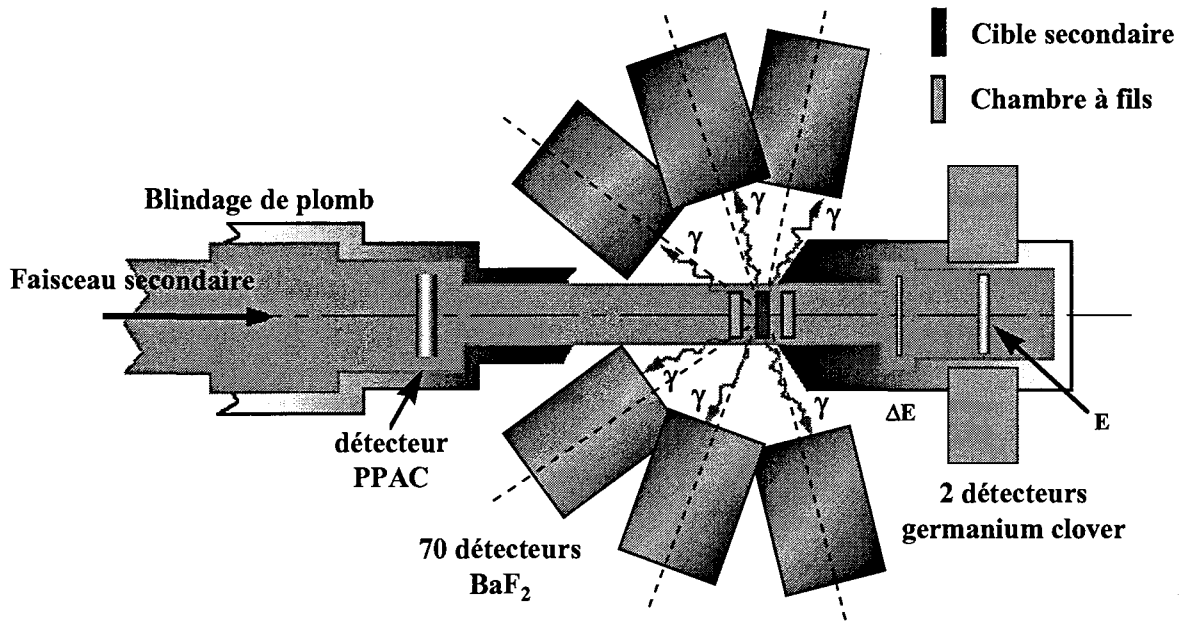


FIG. 3.11: Dispositif expérimental, situé au bout de la ligne LISE.

35 cm de celle-ci. Grâce à ce dispositif, on obtient une efficacité géométrique égale à 30% (3.7 sr). Les nacelles sont disposées suivant trois angles relativement à la direction du faisceau incident, comme indiqué ci-dessous et sur la figure 3.12.

- 4 nacelles (soit 28 détecteurs) autour de 79.2°
- 4 nacelles (soit 28 détecteurs) autour de 100.8°
- 2 nacelles (soit 14 détecteurs) autour de 142.6°

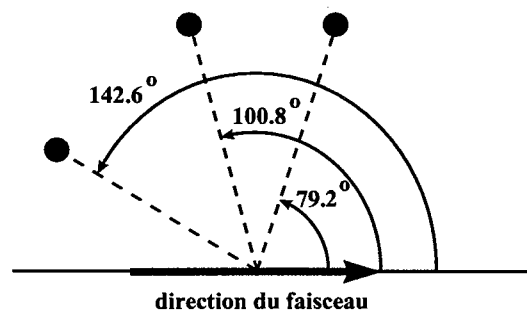


FIG. 3.12: Angles des nacelles de BaF_2 par rapport à la direction du faisceau.

Le cristal scintillant de BaF_2 (FIG. 3.13) a la particularité de présenter deux périodes de fluorescence, dont une très rapide ($T_{1/2} = 600\text{ps}$), ce qui permet d'obtenir une excellente

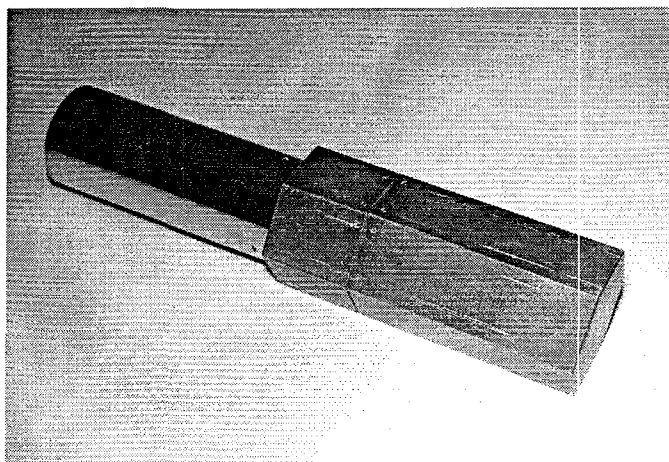


FIG. 3.13: Cristal de BaF_2 couplé à un tube photomultiplicateur.

résolution en temps. Cette propriété justifie l'emploi d'un tel cristal. D'autre part, ce matériau possède une densité élevée, ce qui lui confère une bonne efficacité d'absorption ; et un numéro atomique important, ce qui a pour conséquence d'augmenter la proportion d'effet photoélectrique par rapport à la diffusion Compton. Il dispose donc d'une bonne efficacité de détection. Chacun des cristaux a une section hexagonale (inscrite dans un cercle de 10 cm de diamètre) et une longueur de 14 cm.

3.4.2 Spectre énergie des BaF_2 avec source

Calibration en énergie

On peut regarder tout d'abord le spectre en énergie obtenu quand on place, hors faisceau, une source de calibration à l'emplacement de la cible secondaire (FIG. 3.14^a). Ce spectre a été réalisé en sommant les contributions de tous les cristaux ; la condensation est de 10 keV/canal. En fait, on a utilisé ici deux sources : du ^{22}Na et du ^{137}Cs ; on s'attend donc à retrouver les trois raies bien connues : 511 keV (^{22}Na), 662 keV (^{137}Cs) et 1274 keV (^{22}Na). On constate la présence de cinq pics supplémentaires, à plus haute énergie, qui sont dus à l'émission α de contaminants présents dans le scintillateur (^{224}Ra , ^{218}Po , ...) (FIG. 3.14^b). Les pics présents sur ce spectre correspondent aux énergies γ équivalentes. Cette contamination, due à la radioactivité intrinsèque des cristaux, a néanmoins l'intérêt de nous permettre d'utiliser des raies de calibration à relativement haute énergie. En outre, celles-ci disparaissent lorsqu'on impose une coïncidence prompte avec un γ .

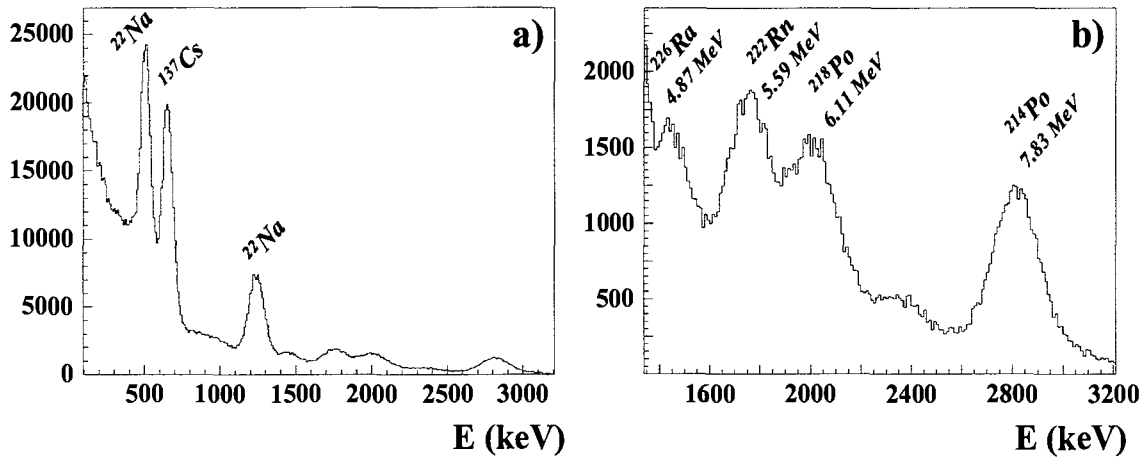


FIG. 3.14: a) Spectre en énergie avec deux sources de calibration (^{22}Na et ^{137}Cs), b) raies de contamination.

La résolution intrinsèque théorique des cristaux est égale à environ 12% de l'énergie à 662 keV (énergie de référence) et se déduit pour les autres énergies de la façon suivante :

$$\mathcal{R}_E = \mathcal{R}_{662} \frac{\sqrt{662}}{\sqrt{E(\text{keV})}}$$

La résolution mesurée ici est en bon accord avec cette relation (environ 13% à 511 keV et 9% à 1274 keV).

Calibration en efficacité

L'efficacité photopique de détection est déterminée au moyen de trois sources de calibration : ^{137}Cs , ^{152}Eu et ^{60}Co (cf FIG. 3.15). La source de Césium est utilisée en tant que source calibrée, ce qui nous donne un point absolu de calibration. En ce qui concerne les deux autres sources, on met à profit la possibilité de faire des coïncidences $\gamma - \gamma$. On procède ainsi de la façon suivante : on se restreint aux événements pour lesquels on détecte une raie donnée dans les détecteurs germanium placés à l'avant de la structure TAPS (par exemple la raie à 1173 keV du ^{60}Co), et on regarde parmi ces événements ceux pour lesquels on détecte une raie en coïncidence dans le « Château » (la raie à 1332 keV du ^{60}Co). On constate que les deux méthodes donnent des résultats cohérents. La fonction d'ajustement utilisée est de la forme $\varepsilon_\gamma = K_1 \cdot E_\gamma^{K_2}$.

L'utilisation des coïncidences est indispensable étant donné la résolution en énergie des détecteurs BaF_2 . C'est ce qui est illustré sur la figure 3.16 : le spectre en énergie a)

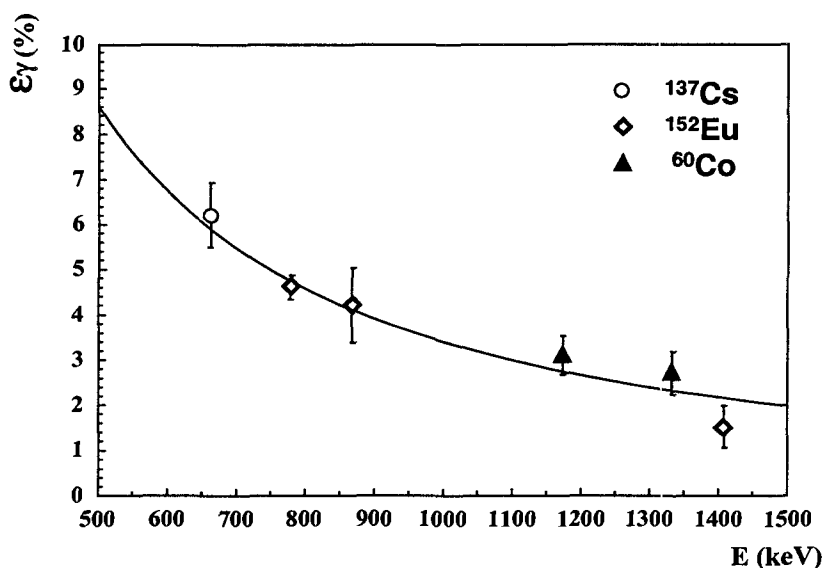


FIG. 3.15: Efficacité de détection totale du « Château de Cristal ». Les points correspondent à l'emploi de trois sources différentes.

est réalisé sans condition, alors que le spectre ^{b)} est obtenu est coïncidence avec la raie à 1173 keV détectée dans les détecteurs germanium. Sans cette sélection, on ne distingue que difficilement les deux raies du ⁶⁰Co, et on ne distingue que deux raies de l'¹⁵²Eu.

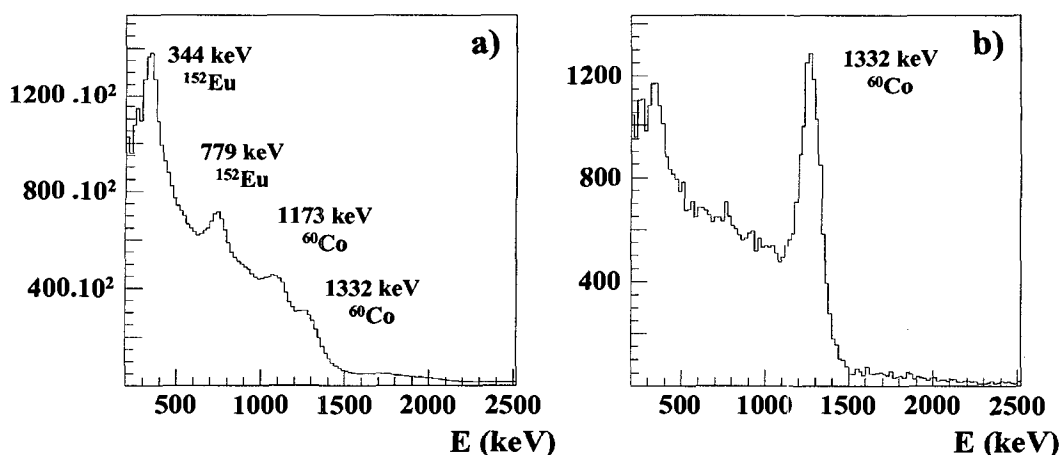


FIG. 3.16: ^{a)} Spectres énergie obtenus en présence d'une source de ¹⁵²Eu et d'une source de ⁶⁰Co; ^{b)} idem en coïncidence avec la raie à 1173 keV (dans les détecteurs germanium).

3.4.3 Spectres temps des BaF_2

Le grand avantage des cristaux de BaF_2 est de posséder une très bonne résolution en temps. On peut s'en persuader en constituant un spectre qui illustre l'intervalle de temps entre l'implantation d'un fragment dans le télescope et la détection d'un γ en coïncidence dans un des cristaux. La figure 3.17^{a)} montre un tel spectre, obtenu pour le noyau de ^{76}Ge identifié grâce à la matrice $\Delta E - \text{TOF}$.

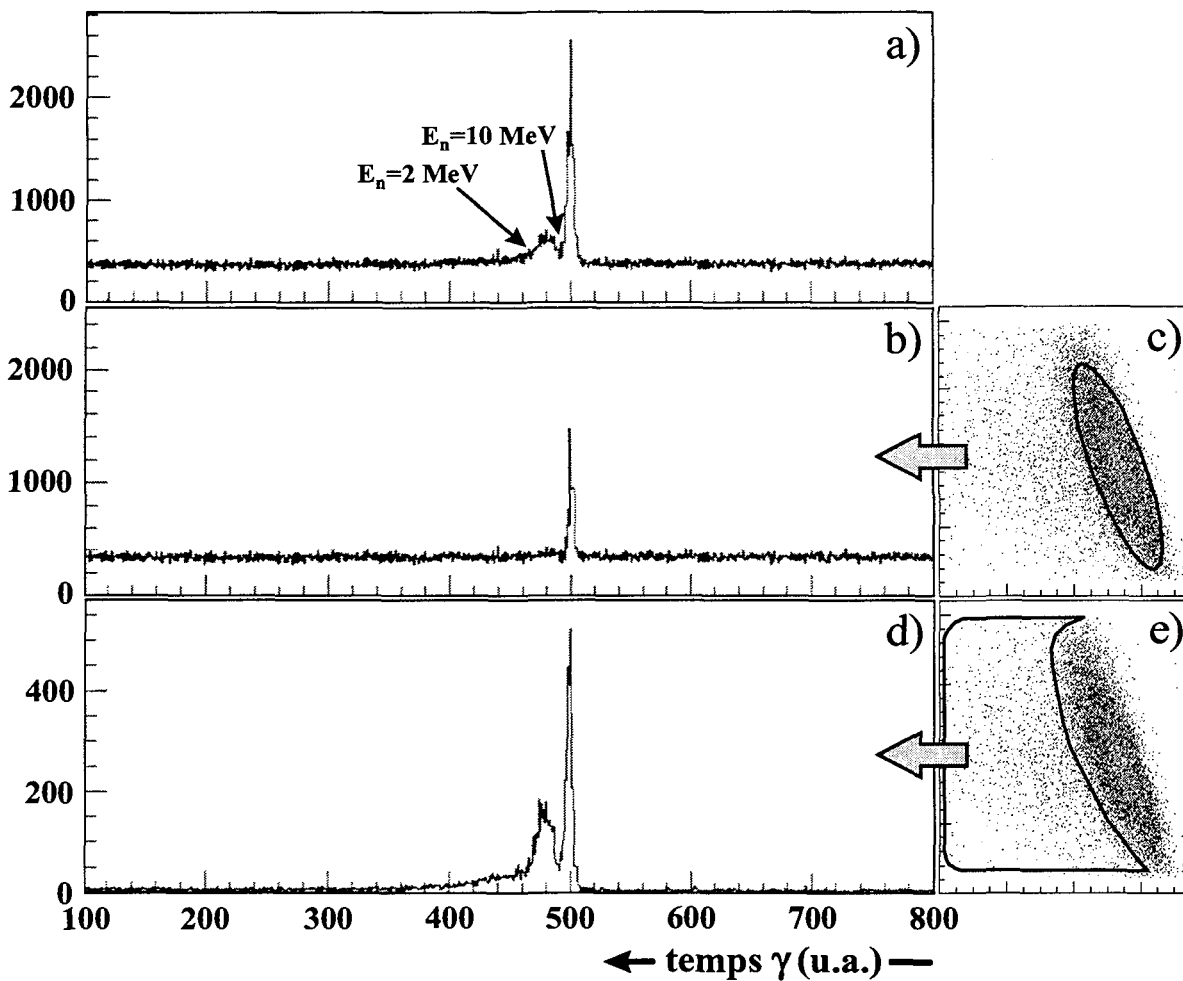


FIG. 3.17: Spectres temps conditionné par le ^{76}Ge .

Un pic se dégage très nettement; c'est le pic γ qui caractérise le temps que met le photon pour parcourir la distance cible-détecteur (soit 35 cm) et qui correspond donc aux photons émis avec la vitesse c lors de l'interaction avec la cible. A sa gauche, une bosse correspondant à un temps de vol plus long, est également visible. Elle est due à l'émission de neutrons provenant des réactions nucléaires induites dans la cible de Plomb. Ceux-ci

mettent un temps plus long pour parcourir le même chemin que les photons (de l'ordre de 10 ns). A l'aide d'une calibration en temps de ce spectre, on peut en déduire que l'énergie moyenne de ces neutrons est comprise entre 2 et 10 MeV . La forme particulière de cette bosse est une convolution entre le spectre de neutrons émis et l'efficacité de détection neutrons des BaF_2 .

La résolution en temps du pic γ est évaluée à 3 ns . Cette résolution est nettement moins bonne que la composante de fluorescence rapide d'un cristal de BaF_2 , à savoir 600 ps . La raison en est que la largeur de ce pic est une convolution entre la résolution de tous les cristaux d'une part, et la résolution en temps de la première jonction silicium (qui déclenche la prise de temps) d'autre part, dont la valeur typique est de 3 ns .

Le fond continu, présent à gauche et à droite du pic γ , est dû au bruit de fond ambiant et à la radioactivité intrinsèque des cristaux de BaF_2 . N'étant aucunement corrélé avec le faisceau, il est tout à fait normal de ne constater aucune variation de cette contribution de part et d'autre du pic. On comprend dès lors que les événements qui nous intéressent, les événements d'excitation coulombienne, sont « contenus » dans ce pic γ prompt. Mais il faut noter que ce pic contient aussi des γ dus à des cassures du projectile dans la cible, ou des cassures de la cible.

En plus d'une sélection en $\Delta E - TOF$, on ajoute une contrainte supplémentaire sur l'énergie résiduelle E . On se restreint aux noyaux qui n'ont pas été cassés dans la cible, c'est-à-dire aux événements contenus dans l'ellipse de la figure 3.17^c). On constate, dans le spectre en temps correspondant (FIG. 3.17^b), l'absence de la bosse signant la présence des neutrons. On réduit en même temps le pic γ prompt, ne conservant dans celui-ci que des événements d'excitation coulombienne. Le fond continu de coïncidences fortuites est relativement élevé, car le phénomène d'excitation coulombienne est caractérisé par une faible multiplicité, ce qui rend la probabilité de détection d'un photon prompt faible. Si on considère les noyaux qui ont une énergie résiduelle inférieure, dus à la fragmentation de l'ion en un noyau de Ge plus léger que le ^{76}Ge (FIG. 3.17^e), la bosse neutron est très nettement visible dans le spectre associé (FIG. 3.17^d). Il n'y a, par contre, pratiquement plus de coïncidences fortuites. En effet, la cassure d'un des deux noyaux lors de la collision correspond à un événement de haute multiplicité, caractérisé également par l'évaporation de neutrons, ce qui rend la probabilité de détection d'un photon en coïncidence, beaucoup plus grande.

Avec une sélection en $\Delta E - E$ appropriée, on se limite donc bien à des noyaux de ^{76}Ge en sortie, non fragmentés, pour lesquels la collision n'a pas induit d'émission de neutrons d'évaporation.

3.4.4 Spectre énergie des BaF_2 conditionnés par un temps

Spectres issus de la détection de neutrons

En présence de faisceau, on peut conditionner les spectres en énergie par le temps qui leur est associé. On sélectionne tout d'abord une partie correspondant au « bruit de fond » (à savoir la partie du spectre à hauteur constante, non corrélée avec le faisceau, sur la figure 3.17^a). Il n'est bien entendu fait référence à aucun noyau en particulier ici (on ne pratique donc aucune sélection en $\Delta E - \text{TOF}$). Le résultat (FIG. 3.18^a) montre sans surprise, la présence des cinq pics de contamination déjà évoqués.

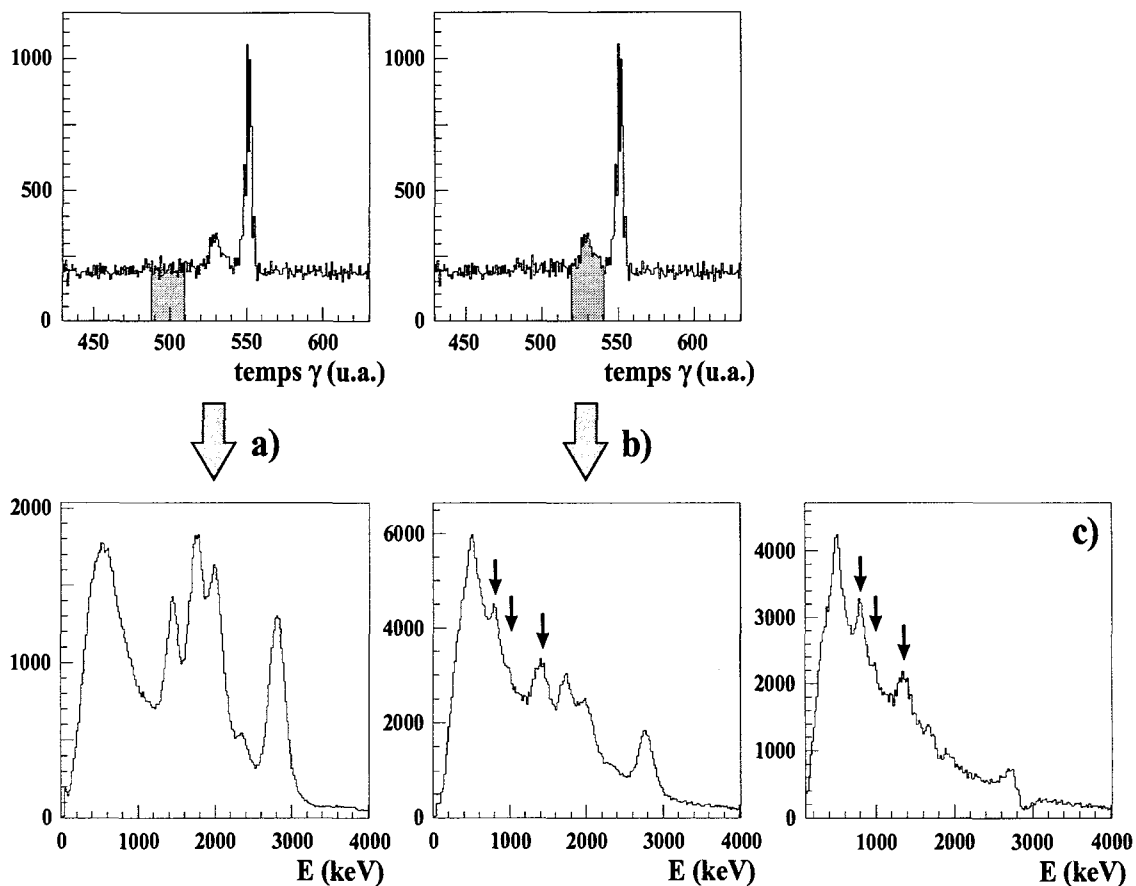


FIG. 3.18: Spectres obtenus en conditionnant en temps par le bruit de fond ^{a)} et par la composante neutron ^{b)} ; différence des deux spectres ^{c)}.

Si on sélectionne la partie du spectre temps associé à la « bosse neutron », le spectre en énergie qui en résulte (FIG. 3.18^b) marque la présence de trois pics supplémentaires. Lorsque on applique cette sélection en temps, on accepte aussi une composante non négligeable d'événements fortuits que l'on peut soustraire, puisque cette « bosse » est su-

perposée à une composante de photons fortuits. On construit un spectre conditionné en temps sur une plage de bruit de fond, et de même largeur que la largeur de la bosse. Après soustraction de la composante fortuite de bruit de fond (cf FIG. 3.18^c), on ne voit pratiquement plus apparaître de pics de contamination sur la figure. Les trois pics supplémentaires sont par contre plus nettement visibles, à des énergies d'environ 800, 1000 et 1400 keV. Ils sont dus aux interactions violentes qui se produisent au niveau de la cible de plomb et qui provoquent l'émission de neutrons. Ces neutrons induisent des réactions ($n, n'\gamma$) avec les isotopes de Baryum contenus dans les cristaux. Ainsi, on retrouve, dans les énergies observées, le premier état excité des noyaux de ^{136}Ba et de ^{138}Ba , isotopes les plus abondants dans le cristal.

Spectres issus d'une émission de photons en vol

Lorsqu'on s'intéresse à des photons de désexcitation, émis lors de l'interaction du projectile avec la cible de Plomb, la différence fondamentale avec le cas d'une source de calibration, est que l'émetteur de ce photon (ici le noyau) est animé d'une vitesse non nulle (environ 30% de la vitesse de la lumière), par rapport au référentiel du laboratoire. Cette émission en vol va induire un effet Doppler sur les raies γ observées. Il se caractérise par un décalage entre l'énergie mesurée E et l'énergie d'émission E_o , qui s'exprime de la façon suivante :

$$E = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} E_o$$

où E est l'énergie mesurée (c'est-à-dire l'énergie dans le référentiel du laboratoire \mathcal{R}), E_o est l'énergie dans le référentiel du noyau émetteur \mathcal{R}' , β est égal à v/c et θ est l'angle, mesuré dans le référentiel \mathcal{R} , entre la direction du faisceau et la droite source-détecteur (cf FIG. 3.19).

Le rapport E/E_o dépend donc, pour une valeur de β donnée, de l'angle de détection θ . Cette dépendance est représentée sur la figure 3.20.

Pour remonter exactement à la valeur de l'énergie du photon dans le référentiel de la source émettrice, il nous faut connaître avec une très grande précision les valeurs de θ et de β . Nous ne les connaissons cependant qu'approximativement : l'incertitude sur θ est due à la taille intrinsèque des cristaux (on ne connaît pas exactement le point d'impact du γ à l'intérieur du cristal). L'incertitude sur β est due à l'acceptance en moment du faisceau secondaire et à la dispersion en énergie dans la cible secondaire : cette dernière est la plus importante du fait que les noyaux perdent jusqu'à 30% de leur énergie dans la cible. Ceci fait que les noyaux produits n'ont pas tous la même énergie (et donc pas la même vitesse) au moment où ils interagissent avec un noyau de la cible. Ces incertitudes vont

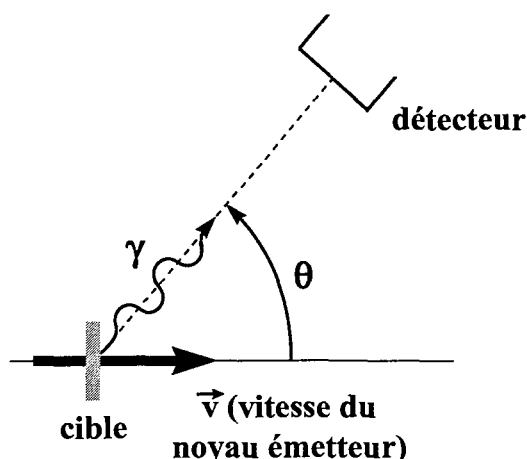


FIG. 3.19: Schéma de principe de l'effet Doppler.

engendrer toutes les deux un élargissement sur la précision de l'énergie que l'on mesure. En différenciant la relation ci-dessus, on obtient les incertitudes suivantes :

- élargissement engendré par l'incertitude sur θ :

$$\Delta E_{\theta} = E_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{(1 - \beta \cos \theta)^2} |\beta \sin \theta| \Delta \theta$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta E_{\theta}}{E} = \frac{|\beta \sin \theta|}{(1 - \beta \cos \theta)} \Delta \theta$$

- élargissement engendré par l'incertitude sur β :

$$\Delta E_{\beta} = E_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \frac{|-\beta + \cos \theta|}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \theta)} \Delta \beta$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta E_{\beta}}{E} = \frac{|-\beta + \cos \theta|}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \theta)} \Delta \beta$$

En ce qui nous concerne, le faisceau de ^{86}Kr est accéléré à une énergie de 60.5 MeV/A . Les faisceaux secondaires, quant à eux, ont une énergie de l'ordre de 50 MeV/A lorsqu'ils arrivent sur la cible de Plomb. Ils vont encore perdre de l'énergie à l'intérieur de celle-ci et sortir avec une énergie proche de 30 MeV/A . La valeur moyenne de β pour ces noyaux, lorsqu'ils sont en milieu de cible (c'est-à-dire à l'endroit où on considère que l'excitation coulombienne se produit), est égale à environ 0.3.

L'excitation coulombienne et la désexcitation par émission d'un photon qui s'ensuit ne sont pas rigoureusement simultanées. Puisque l'on connaît la durée de vie de l'état peuplé par excitation coulombienne (cf 2.2.2), on peut estimer le parcours des noyaux excités dans

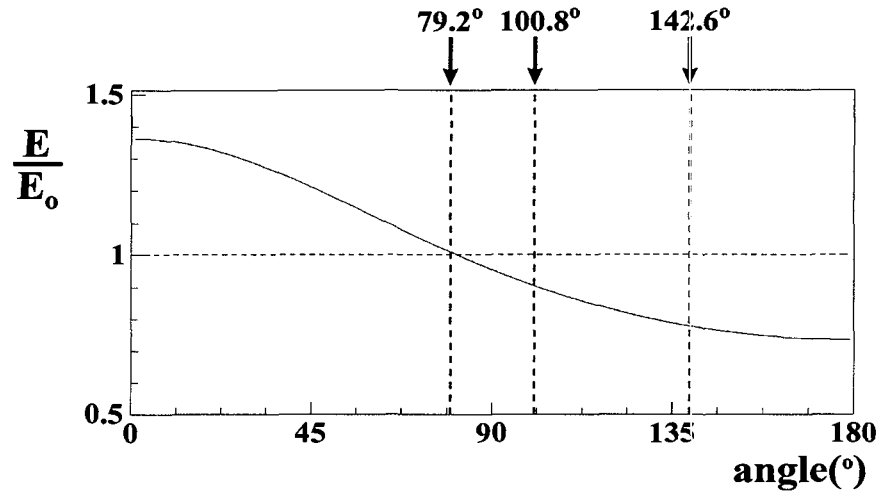


FIG. 3.20: Rapport entre l'énergie mesurée et l'énergie dans le référentiel du noyau émetteur, en fonction de l'angle (pour $\beta = 0.3$).

noyau	^{76}Ge	^{72}Zn	^{70}Zn	^{69}Cu	^{68}Ni
énergie en début de cible (MeV/A)	48.9	48.0	50.8	48.9	47.0
énergie au milieu de la cible (MeV/A)	40.2	39.8	42.8	41.0	39.2
énergie en fin de cible (MeV/A)	30.3	30.4	33.6	30.5	32.0
β_{moy} (calculé en milieu de cible)	0.28	0.28	0.29	0.29	0.28

TAB. 3.4: Énergie de différents noyaux au début, au milieu et en fin de cible; valeur moyenne de β .

la cible de Plomb. Pour les noyaux produits ici, la durée de vie est de l'ordre de 10 ps. Étant donné leur vitesse, ils parcourent environ 1 mm. Cette distance est à comparer à l'épaisseur de la cible secondaire: 220 mg/cm², ce qui équivaut à environ 2 mm. On voit donc qu'on n'induit pas d'erreur importante en considérant la simultanéité des deux processus.

La première source d'incertitude est due à notre méconnaissance de l'angle θ auquel est émis le photon. Celle-ci s'élève à environ 8°. L'erreur relative sur l'énergie qui en résulte est représentée sur la figure 3.21 ^{a)}.

D'autre part, on ne connaît pas la valeur de β à laquelle un γ est émis, événement par événement. La valeur que l'on va donc prendre lors de la correction Doppler, sera seulement une valeur moyenne, correspondant à la valeur au milieu de la cible. Bien entendu, certains noyaux interagissent au début de la cible, avec une vitesse plus élevée;

d'autres interagissent en sortie de cible, avec une vitesse moins élevée. L'incertitude que nous avons sur β peut se déduire du tableau 3.4. Elle s'évalue environ à $\Delta\beta = 0.03$ pour tous les noyaux que nous avons considérés ici, ce qui correspond à une incertitude d'environ 10% en $\frac{\Delta\beta}{\beta}$. Ceci se traduit par une incertitude sur l'énergie du γ émis, aisément dérivable (cf FIG. 3.21^b).

A ces deux contributions, il faut ajouter la résolution intrinsèque des cristaux, ΔE_{int} qui, elle, ne dépend ni de la vitesse ni de l'angle auquel le photon est émis. On a vu précédemment qu'elle est par contre fonction de l'énergie (cf 3.4.2).

On a donc :

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E_\theta}{E}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_\beta}{E}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{int}}{E}\right)^2$$

On se rend compte que c'est la contribution due à la résolution intrinsèque qui est prépondérante, quelque soit l'angle de détecteur considéré. A titre d'exemple, pour un photon de 1 MeV, pour un β égal à 0.3 et pour un angle de 79.2° , on s'attend à obtenir une résolution totale de 110 keV, avec une contribution intrinsèque ΔE_{int} égale à 100 keV.

3.5 Electronique et acquisition des données

3.5.1 Montage électronique

Le schéma du montage électronique de l'expérience est présenté sur la figure 3.22.

Les ions lourds génèrent un signal dans la première jonction silicium traversée. Ce signal va ensuite être divisé en deux voies. Une voie énergie, amplifiée puis codée, et une voie temps. Cette dernière, une fois amplifiée, permet les mesures du temps de vol des ions dans le spectromètre et du temps entre l'implantation de l'ion et la détection d'un éventuel γ dans chacun des BaF_2 (ce qu'on a appelé le temps γ , un pour chaque détecteur).

En sortie de la seconde jonction silicium, on code seulement un signal énergie (l'énergie résiduelle de l'ion).

Les photons, émis au niveau de la cible de plomb, déposent de l'énergie dans les cristaux de BaF_2 . Ceux-ci émettent alors de la lumière (phénomène de luminescence), qui va être collectée par un photomultiplicateur (optiquement collé au scintillateur). La photocathode et les dynodes successives vont créer et amplifier un courant d'électrons utilisable. Le signal énergie (correspondant à la sortie anode) est directement intégré par un codeur de charge. Les signaux temps de chaque BaF_2 (correspondant à la sortie de la 12^{ème} dynode, moins amplifiée, mais plus rapide que la sortie anode) démarrent la mesure

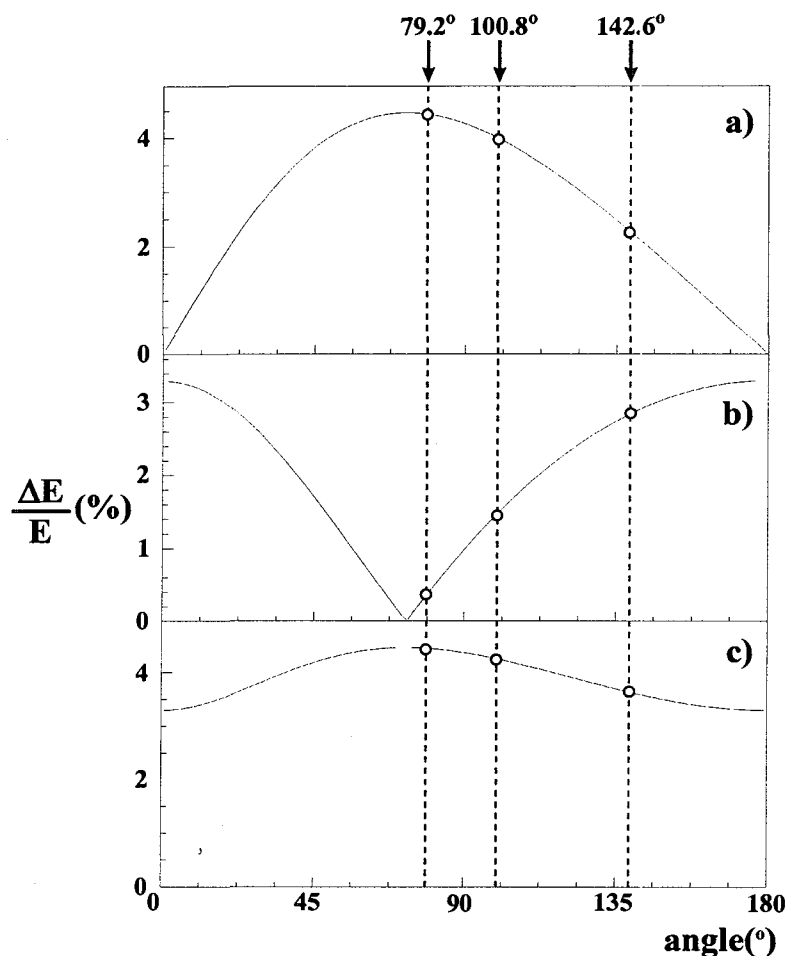


FIG. 3.21: Incertitude relative sur l'énergie mesurée due à l'incertitude sur les angles ^{a)} et sur la vitesse ^{b)} ; somme quadratique des deux contributions ^{c)} (pour une valeur de β de 0.3 et des détecteurs situés à 35 cm de la cible).

du temps γ qui leur est associé.

Les détecteurs germanium situés au niveau de l'implantation représentent au total seize voies de codage (voies énergie et temps, pour chacun des quatre cristaux, des deux détecteurs). Tous ces signaux, une fois préamplifiés, sont introduits dans un amplificateur spectroscopique. Les signaux énergie sont ensuite codés.

Il est important de bien définir les différents signaux qui vont participer à la décision d'acceptation ou non de l'événement. Ils sont ici au nombre de trois. La voie temps de la première jonction silicium en fournit deux :

- ▷ un signal est transmis à chaque passage d'un ion (dans le but de faire des coïncidences γ -ion lourd).

- ▷ un signal « divisé » est transmis périodiquement (pour ne pas saturer l'acquisition avec des événements, largement majoritaires, où aucun γ n'a été détecté). Si la division vaut, par exemple, 300, un signal sera émis pour 300 ions détectés.

Le dernier signal qui entre dans la décision de déclenchement est donné par un « ou » logique de toutes les voies temps des BaF_2 .

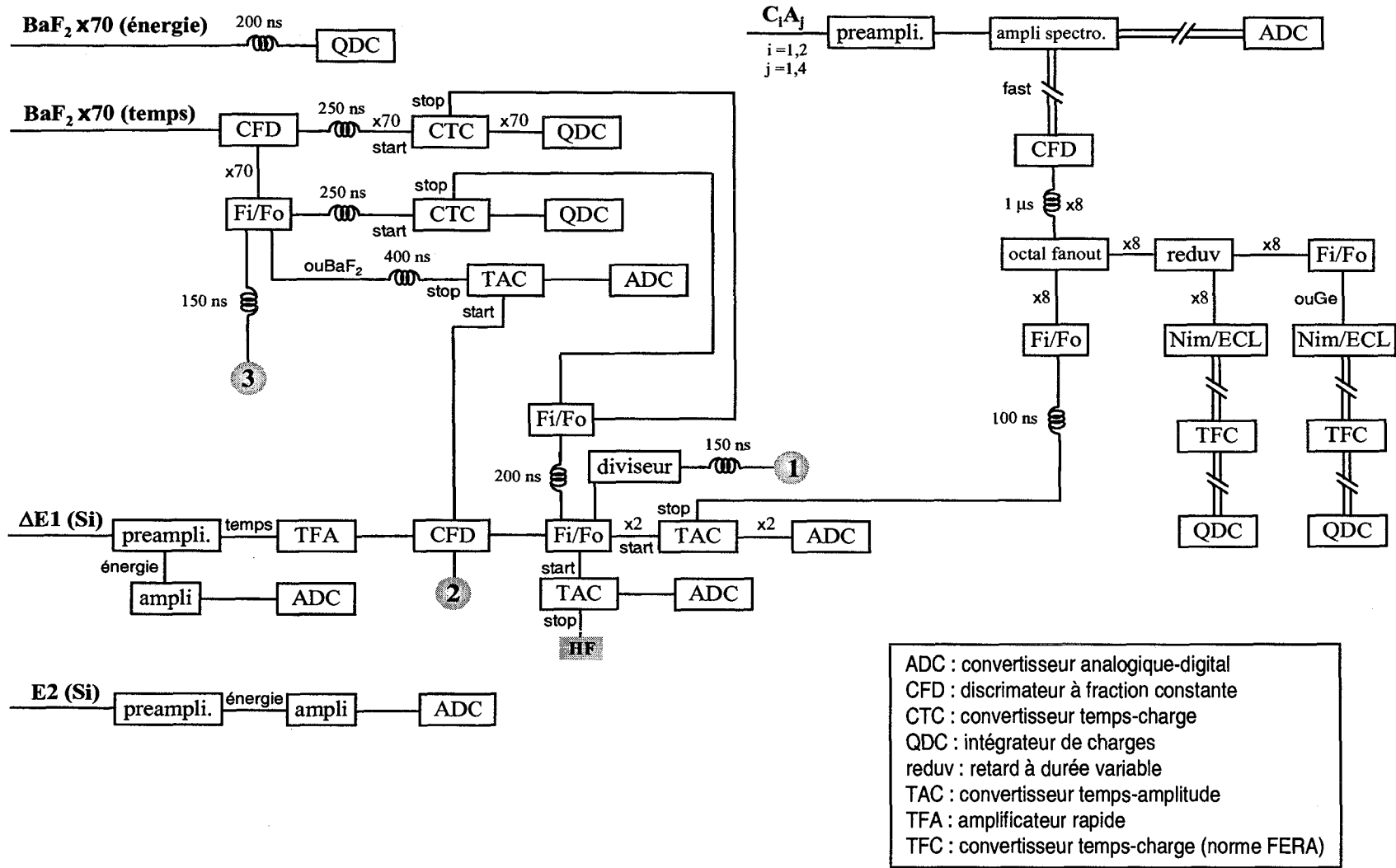
3.5.2 Principe de l'acquisition

On vient de définir trois signaux de déclenchement : c'est-à-dire trois types de signaux logiques qui sont susceptibles de déclencher l'acquisition des données : codage des données brutes, lecture des codeurs, enregistrement sur bande, Ces trois signaux entrent dans un module électronique *MCR* (Module de Coïncidence Rapide) (cf FIG. 3.23), qui va aider à la décision en pratiquant un tri rapide des événements logiques selon leur configuration.

Chronologiquement, dès que le *MCR* reçoit un signal de déclenchement, il génère une porte de 500 ns (fenêtre de coïncidence). A la fin de cette période, il analyse les coïncidences des voies logiques d'entrée (trois en ce qui nous concerne) et délivre la décision d'acceptation ou de rejet de l'événement. Les configurations acceptées sont données sur la figure 3.23 et décrites ci-dessous. Si la décision est positive, le système ouvre une (ou plusieurs) fenêtre(s) d'intégration. Deux fenêtres sont utilisées ici : une de 2 μs pour les codeurs de temps et de charge relatifs aux détecteurs BaF_2 , et une de 10 μs pour les autres codeurs (*Ge*, silicium, . . .). Une fois l'intégration terminée, le *MCR* est remis à zéro, prêt à accepter un nouvel événement.

En résumé, on distingue deux types d'événements intéressants :

- ① les événements pour lesquels on ne détecte, dans la fenêtre de coïncidence, que des signaux relatifs aux jonctions silicium et pas de signaux « γ » (utilisation du facteur de division). Ces événements nous permettent de remonter à une donnée importante, à savoir le nombre total d'ions incidents, indépendamment de ce qui se passe dans la cible de plomb. On peut ainsi effectuer une normalisation.
- ② et ③ les événements pour lesquels on détecte une coïncidence ion lourd- γ . Beaucoup moins nombreuses (elles représentent à peine 5%), ce sont ces données qui vont être significatives pour visualiser la désexcitation coulombienne proprement dite.



ADC : convertisseur analogique-digital
 CFD : discriminateur à fraction constante
 CTC : convertisseur temps-charge
 QDC : intégrateur de charges
 reduv : retard à durée variable
 TAC : convertisseur temps-amplitude
 TFA : amplificateur rapide
 TFC : convertisseur temps-charge (norme FERA)

FIG. 3.22: Montage électronique.

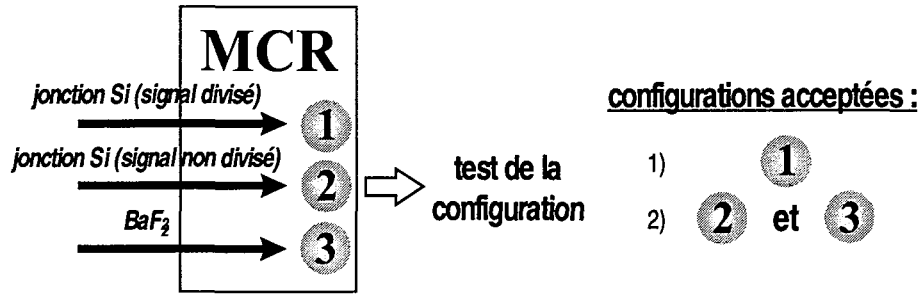


FIG. 3.23: Schéma de principe de l'acquisition.

3.6 Analyse des données

Une fois les événements physiques codés électroniquement et enregistrés sur bande, il reste à les analyser pour essayer d'en tirer les informations que nous recherchons.

Comme nous l'avons montré précédemment, connaître la section efficace d'excitation coulombienne permet d'être renseigné directement sur la probabilité de transition réduite $B(E2)$. Cette section efficace s'écrit de la façon suivante :

$$\sigma_{E2} = \frac{N_{\gamma}^{coul\ ex}}{\mathcal{N}_F \mathcal{N}_C}$$

où $N_{\gamma}^{coul\ ex}$ est le nombre de photons de désexcitation successifs à l'excitation coulombienne, \mathcal{N}_F est le nombre d'ions incidents (pénétrant dans la cible secondaire) et \mathcal{N}_C est le nombre de noyaux contenus dans la cible par unité de surface.

Nombre d'ions incidents

Le nombre total d'ions incidents qui arrivent sur la cible secondaire, c'est-à-dire le nombre total d'ions qui peuvent potentiellement subir un processus d'excitation coulombienne, est déterminé par les jonctions silicium, qui détectent les ions en sortie de la cible de ^{208}Pb , qu'ils aient ou non interagi avec celle-ci. Ces nombres sont indiqués dans le tableau 3.5).

Nombre de photons de désexcitation

Le nombre de photons de désexcitation $N_{\gamma}^{coul\ ex}$ est égal au nombre de photons que l'on détecte dans le « Château de Cristal », corrigé de l'efficacité de détection.

On sait identifier et sélectionner un ion lourd, ainsi que ne conserver que la partie non

isotope	nombre d'ions implantés
^{76}Ge	$4.56 \cdot 10^6$
^{72}Zn	$5.51 \cdot 10^6$
^{70}Zn	$1.14 \cdot 10^6$
^{69}Cu	$3.70 \cdot 10^6$
^{68}Ni	$0.75 \cdot 10^6$

TAB. 3.5: Statistique ions lourds.

fragmentée du projectile dans la matrice $\Delta E - E$ (cf 3.3.1). D'autre part, on sait que les événements d'excitation coulombienne sont prompts par rapport au faisceau et qu'il faut donc contraindre la durée de temps, entre les détections de l'ion et du γ de désexcitation, dans une plage très courte (cf 3.4.3). De plus, on vient de voir que la prise en compte de l'effet Doppler, pour obtenir un spectre énergie dans le référentiel du centre de masse, était nécessaire (cf 3.19).

Une opération reste à effectuer : elle concerne les coïncidences γ -ion lourd provoquées par un photon non corrélé au faisceau (bruit de fond). En se restreignant au pic γ , on intègre en même temps un certain nombre de « mauvais » photons ; en effet, de façon imagée, ce pic « surmonte » une partie de la composante due au bruit de fond. Pour remédier à cela, on procède comme précédemment : on soustrait à la partie du spectre énergie correspondant au pic γ , un spectre conditionné en temps sur une plage de bruit de fond de même largeur que la largeur pied-à-pied du pic γ prompt.

La figure 3.24^{a)} présente le spectre en énergie de désexcitation du ^{76}Ge , corrigé de l'effet Doppler, et contraint en temps par le pic γ « prompt » (FIG. 3.24^{b)}). Le spectre en énergie dont le temps se trouve situé sur une plage de bruit de fond (FIG. 3.24^{d)}) est donné sur la figure 3.24^{c)}. La soustraction des deux contributions est représentée sur la figure 3.24^{e)}. La condensation est de $20 \text{ keV}/\text{canal}$. On constate que l'on soustrait une partie importante des signaux détectés aux alentours de $1.2 \text{ MeV} - 3 \text{ MeV}$.

Le ^{76}Ge est un noyau pair-pair possédant un premier état excité 2^+ à une énergie de 562.9 keV [Fire96]. C'est la désexcitation de cet état que nous observons. Aucune autre structure n'est visible sur le spectre E_γ , ce qui montre que nous n'excitons pas le noyau dans d'autres états que cet état 2^+ .

Il est intéressant de regarder ici l'effet de la correction Doppler. C'est ce qu'illustre la figure 3.25. On constate que l'effet de cette correction, sans être très important pour des énergies inférieures à 1 MeV , permet d'améliorer légèrement la résolution en énergie du

pic observé.

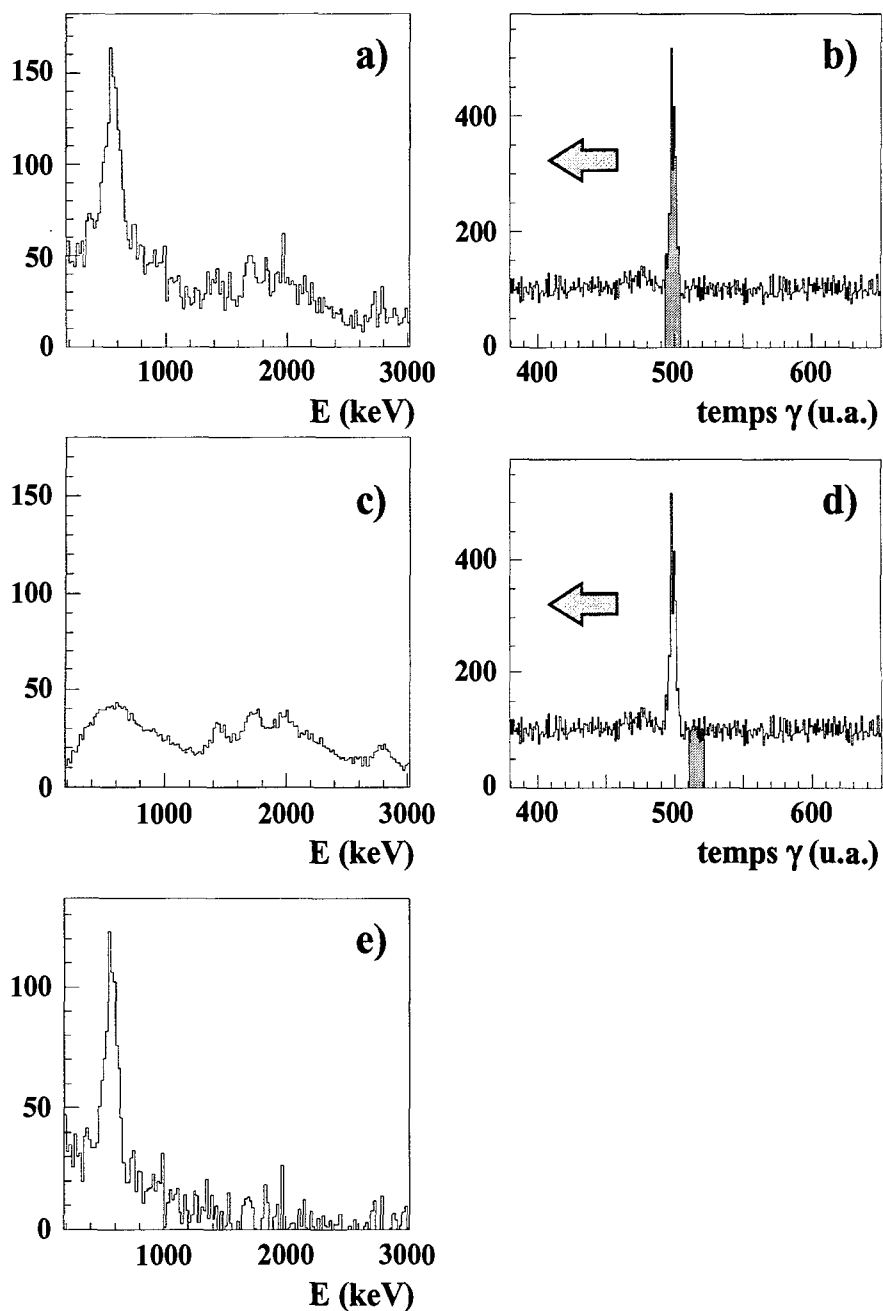


FIG. 3.24: a), c), e) Spectres énergie corrigés de l'effet Doppler pour le ^{76}Ge ; b), d) Spectres temps (voir texte pour plus de détails).

On peut refaire ces mêmes opérations pour d'autres noyaux pairs-pairs produits dans le même réglage du spectromètre. Les spectres en énergie, corrigés (colonne de gauche)

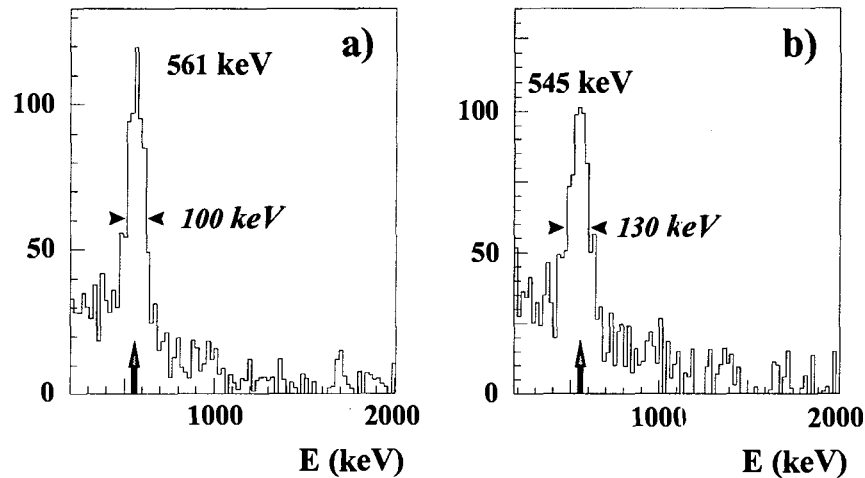


FIG. 3.25: Spectres en énergie avec et sans correction Doppler, pour le noyau de ^{76}Ge ; les flèches grisées indiquent la position de l'état 2^+ .

et non corrigés (colonne de droite) de l'effet Doppler, pour les noyaux de ^{72}Zn , ^{70}Zn et ^{68}Ni , sont donnés sur la figure 3.26.

► Spectre en énergie du ^{72}Zn

Comme dans le cas du ^{76}Ge , on distingue nettement sur ce spectre la désexcitation de l'état 2^+ vers l'état fondamental ($E_\gamma = 652.4 \text{ keV}$ [Fire96]). Sa probabilité de transition réduite $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ n'est pas connue.

► Spectre en énergie du ^{70}Zn

Isotope pair-pair voisin du ^{72}Zn , situé sur la ligne $N = 40$, le ^{70}Zn possède un état 2^+ à 884.9 keV . La probabilité de transition réduite associée $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ a été mesurée à $1600(140) e^2 fm^4$ [Stel62]. La statistique est ici moins importante, mais on distingue néanmoins facilement cet état. La correction Doppler se révèle dans ce cas indispensable.

► Spectre en énergie du ^{68}Ni

La statistique n'est pas suffisante pour que l'on puisse observer la désexcitation de l'état 2^+ (2033 keV [Brod85]). Pour ce noyau également, la probabilité de transition réduite $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ n'est pas connue.

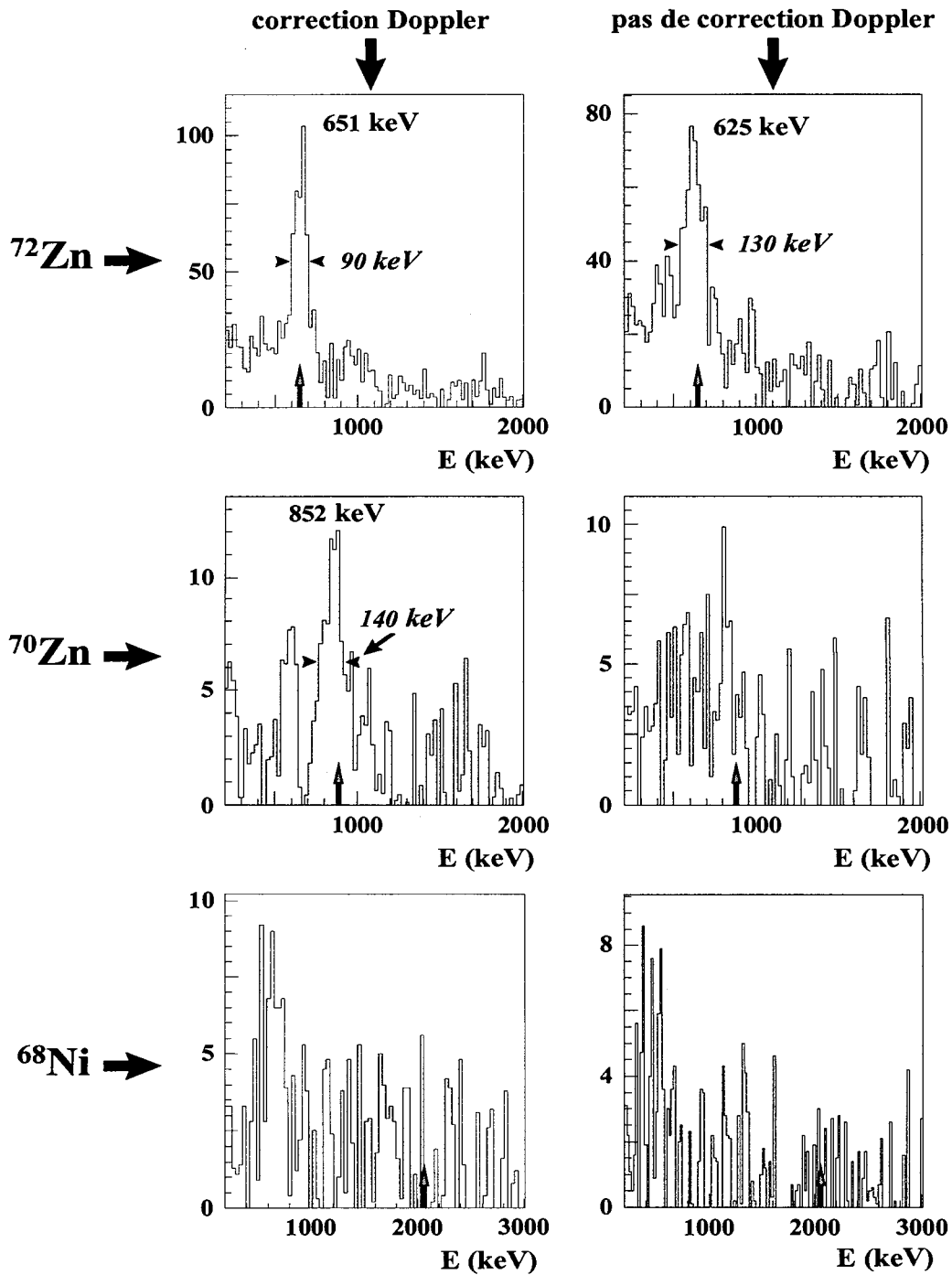


FIG. 3.26: Spectres en énergie avec et sans correction Doppler, pour le ^{72}Zn , le ^{70}Zn et le ^{68}Ni ; les flèches grises indiquent la position de l'état 2^+ .

Détermination d'un $B(E2)$ relatif

Pour la détermination de $B(E2)$, nous allons utiliser le noyau de ^{76}Ge comme référence : on dispose d'une statistique importante et son $B(E2)$, relativement bien connu, vaut $2680(80) e^2 fm^4$ [Rama87]. En accord avec la formule qui lie la section efficace de réaction et la probabilité de transition réduite (cf 2.2.2), on écrit :

$$\frac{\sigma_{E2}(X)}{\sigma_{E2}(^{76}\text{Ge})} = \frac{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, X)}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, ^{76}\text{Ge})}$$

où X représente le noyau dont on cherche la probabilité de transition. Rappelons que la validité de cette formule nécessite que seuls des processus électromagnétiques interviennent. Pour cela on doit s'assurer que l'angle de diffusion des ions lourds, en sortie de la cible de Plomb, soit « suffisamment » petit, c'est-à-dire inférieur à l'angle d'effleurement θ_{graz} . Dans notre cas, l'angle maximal de détection (angle sous-tendu par la seconde jonction silicium), vaut 2.9° , ce qui correspond à un angle de 4.0° dans le référentiel de repos du projectile. Ce dernier chiffre est à comparer à θ_{graz} au-delà duquel la contribution nucléaire devient prépondérante : pour le cas présent, celui-ci varie entre 6.1 et 6.5° . Les processus nucléaires (non électromagnétiques) sont donc négligeables ici.

On peut donc écrire que :

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, X) = B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, ^{76}\text{Ge}) \frac{N_\gamma^{coul\grave{e}x}(X)}{N_\gamma^{coul\grave{e}x}(^{76}\text{Ge})} \frac{\mathcal{N}_F(^{76}\text{Ge})}{\mathcal{N}_F(X)}$$

avec $N_\gamma^{d\acute{e}tect\acute{e}} = N_\gamma^{coul\grave{e}x} \times \epsilon_\gamma$.

Les données concernant le nombre de photons détectés sont rassemblées dans le tableau 3.6.

isotope	$N_\gamma^{d\acute{e}tect\acute{e}}$	ϵ_γ	$N_\gamma^{coul\grave{e}x}$
^{76}Ge	640(20)	7.3%	8710(300)
^{72}Zn	423(15)	6.2%	6830(250)
^{70}Zn	68(10)	4.5%	1530(200)
^{68}Ni	$\lesssim 5$	1.3%	$\lesssim 400$

TAB. 3.6: Nombre de photons de désexcitation.

On en déduit finalement les valeurs de $B(E2)$ suivantes :

isotope	$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)(e^2 fm^4)$
^{72}Zn	1740(210)
^{70}Zn	1870(340)
^{68}Ni	$\lesssim 700$

TAB. 3.7: Probabilités de transition réduites, en prenant comme référence le ^{76}Ge ($B(E2) = 2680(80) e^2 fm^4$).

Incertitude sur le $B(E2)$

Les principales incertitudes sur la valeur du $B(E2)$ sont dues à l'erreur statistique concernant le nombre de coups dans le pic de décroissance $2^+ \rightarrow 0^+$ et à l'erreur sur les facteurs de l'ajustement de la calibration en efficacité. On arrive finalement à une incertitude globale de 12% dans le cas du ^{72}Zn (soit $\simeq 210 e^2 fm^4$) et 18% dans le cas du ^{70}Zn (soit $\simeq 340 e^2 fm^4$).


La valeur de la probabilité de transition réduite du ^{70}Zn , $1870(340) e^2 fm^4$, est en accord avec la valeur précédemment mesurée, $1600(140) e^2 fm^4$ [Stel62]. Cette dernière avait été obtenue, à plus basse énergie, par l'excitation coulombienne du ^{70}Zn , induite par un faisceau de particules α .

Tous ces résultats sont reportés dans [Leen98] et [Leen99].

4

Excitation coulombienne des noyaux de ^{70}Zn , ^{68}Ni et ^{66}Ni

4.1 Présentation générale

a première expérience a montré la faisabilité de la méthode d'excitation coulombienne, au *GANIL*, pour des noyaux riches en neutrons. Malheureusement, il n'a pas été possible d'obtenir d'informations très précises sur certains noyaux produits et étudiés, notamment le ^{68}Ni . Ce sont les raisons qui ont motivé cette seconde expérience. Les similarités sont nombreuses entre les deux expériences (notamment en ce qui concerne le dispositif général), mais les différences, relativement importantes, justifient cette seconde prise de données. Ce sont sur ces différences, et les améliorations qu'elles apportent, que je vais me concentrer dans la suite.

4.2 Production de faisceaux secondaires

4.2.1 Choix du faisceau primaire

La première modification notable est le changement de faisceau primaire. On a utilisé cette fois-ci un faisceau de ^{70}Zn enrichi constitué de 30 protons et de 40 neutrons (pour mémoire, le faisceau primaire de la première expérience était du ^{86}Kr , constitué de 36 protons et de 50 neutrons). On se rend compte que le grand avantage de ce nouveau faisceau est d'être plus proche en masse du ^{68}Ni , noyau que l'on veut étudier plus particulièrement. On s'attend à une forte augmentation des taux de production. On comprend bien, en effet, que lors du processus de fragmentation, la probabilité est bien plus impor-

tante, pour le faisceau, de ne perdre que 2 protons comparé à une perte de 8 protons et 10 neutrons. D'ailleurs, si on se réfère aux résultats du programme de simulation *LISE* qui simule ces taux de production, on constate qu'avec un faisceau de ^{70}Zn , il est prévu un taux de production 50 fois supérieur à celui obtenu avec un faisceau de ^{86}Kr (à intensité de faisceau égale). La présence de plusieurs états de charge du ^{86}Kr dans la première expérience ne nous a, de plus, pas permis d'obtenir l'intensité en ^{68}Ni prévue, ne pouvant pas se régler sur la valeur de rigidité optimale. Ceci explique qu'en réalité, les taux de production du ^{68}Ni lors des deux expériences, différaient d'un facteur très supérieur à 50.

4.2.2 *SISSI*

Le dispositif *SISSI* (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intenses), installé au *GANIL* depuis quelques années, permet de fournir des faisceaux secondaires intenses possédant de bonnes qualités optiques. Il se situe en sortie du cyclotron *CSS2*, juste avant le spectromètre α (cf FIG. 3.3). Il est constitué de deux solénoïdes supraconducteurs entourant la cible de production (FIG. 4.1) : le premier (S1) focalise le faisceau incident (en provenance du *CSS2*) sur la cible et le second (S2) collecte les fragments produits pour les refocaliser ensuite, de façon à ce qu'ils pénètrent dans la ligne de faisceau.

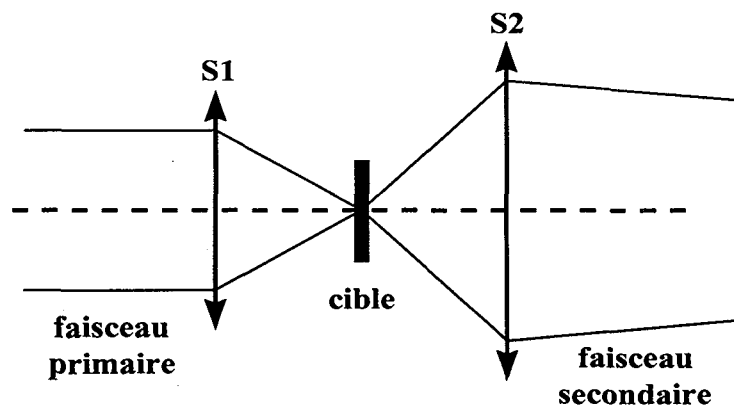


FIG. 4.1: Schéma de principe du dispositif *SISSI*.

Un des intérêts du dispositif est de posséder une large acceptation angulaire : elle atteint $\pm 80 \text{ mrad}$ (au lieu de 17 mrad dans *LISE*). Ce dispositif permet donc un gain sensible des taux de production. Une fois produits dans *SISSI*, les fragments sont analysés dans le spectromètre α , puis sélectionnés dans le spectromètre *LISE3*. Une différence entre les deux méthodes de production (soit dans *SISSI*, soit dans la cible de *LISE3*) réside dans la longueur de vol des fragments produits. On a vu qu'elle était égale à 44 m dans le

cas d'une production avec *LISE*. Dans le cas d'une production avec *SISSI*, elle atteint 120 m.

Certains noyaux transmis par le spectromètre possèdent des niveaux isomères (le ^{68}Ni , le ^{69}Cu , ...). Si ceux-ci sont produits dans *SISSI*, ils vont parcourir une distance environ trois fois plus grande avant d'interagir sur la cible secondaire de Plomb. Dans le cas où ils sont produits dans leur état isomérique, le temps de désexcitation va donc être trois fois plus important. Ceci va avoir une incidence cruciale sur les taux isomériques obtenus au niveau de la cible secondaire, c'est-à-dire le rapport entre le nombre de fragments dans l'état isomérique sur le nombre de fragments dans l'état fondamental. Par exemple, pour un noyau qui possède un niveau isomère de période égale à $1\mu\text{s}$, deux fois moins d'isomères auront survécu s'ils sont produits dans *SISSI* (par rapport à *LISE*). Si la durée de vie est de 200 ns , il y aura quatorze fois moins d'isomères rescapés. On peut donc utiliser successivement les deux lieux de production dans le but de favoriser ou non l'étude du niveau isomérique (notamment pour le ^{68}Ni , qui possède un isomère dont la durée de vie est de l'ordre de 250 ns environ).

4.2.3 Les différents réglages du spectromètre

Dans tous les réglages effectués, le faisceau primaire se fragmente dans la cible de production à une vitesse initiale de $65.9\text{ MeV}/A$. Cette cible est composée de $^{nat}\text{Ni}(155\mu\text{m}) + \text{C}$ ($10\text{ mg}/\text{cm}^2$). Elle est située soit dans *SISSI*, soit à l'entrée du spectromètre *LISE3*, suivant l'option choisie. La sélection des noyaux est toujours assurée successivement par le spectromètre α , à la sortie de *SISSI*, puis par le spectromètre *LISE3*. Quatre études ont été menées :

- ▷ La première concerne le ^{70}Zn produit dans *LISE*. L'intensité du faisceau primaire est de l'ordre de 10^{11} pps . On a ainsi transmis en bout de ligne un seul état de charge du faisceau primaire (le $^{70}\text{Zn}^{27+}$), de façon à obtenir un taux de comptage raisonnable. Les propriétés de ce noyau sont déjà bien connues, il peut donc nous servir de référence. Pour ce réglage, on n'utilise pas de dégradeur.
- ▷ Un deuxième réglage a été effectué sur le noyau de ^{66}Ni , avec une production dans *SISSI*. Il est intéressant d'étudier ce noyau, car il est l'isotope pair-pair voisin du ^{68}Ni . Ceci peut nous permettre d'observer l'évolution de la probabilité de transition réduite $B(E2)$ sur la ligne isotopique des Nickels, dont les valeurs pour le ^{66}Ni et le ^{68}Ni ne sont pas connues.
- ▷ Enfin, on a étudié le ^{68}Ni dans deux configurations différentes : une avec production

dans *LISE* et l'autre avec production dans *SISSI*. Etant donné que ce noyau possède un isomère dont la durée de vie est de l'ordre de 200 ns, ces deux modes de production peuvent nous permettre soit d'exciter le niveau fondamental, soit le niveau isomérique, dans des proportions différentes. Ils peuvent également nous être utile pour déterminer le taux isomérique de cet état, la cible de production étant la même dans les deux cas.

Les valeurs des rigidités magnétiques $B\rho_1$ et $B\rho_2$ des deux dipôles, pour chaque réglage, sont résumées dans le tableau ci-dessous, ainsi que les taux de production des faisceaux secondaires.

noyau	$B\rho_1$ (Tm)	$B\rho_2$ (Tm)	épaisseur du dégradeur de Be (μm)	taux de production (pps)
$^{70}\text{Zn}^{27+}$	2.7702	2.7702	pas de dégradeur	$\simeq 6000$
^{68}Ni \rightsquigarrow <i>LISE</i>	2.5453	2.4247	217	$\simeq 2500$
^{68}Ni \rightsquigarrow <i>SISSI</i>	2.5433	2.4247	217	$\simeq 14000$
^{66}Ni	2.5433	2.4321	217	$\simeq 18000$

TAB. 4.1: Les réglages du spectromètre au cours de l'expérience.

Les deux chiffres concernant la production du ^{68}Ni sont intéressants puisqu'ils nous permettent d'évaluer le gain réel que procure l'utilisation du solénoïde *SISSI*. Etant donné la différence d'intensité du faisceau primaire lors de ces deux réglages, on peut estimer que ce dispositif permet un gain de presque 200%.

4.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de cette seconde expérience est représenté sur la figure 4.2. Le principe de base est identique à celui de la première : les faisceaux secondaires issus du spectromètre interagissent dans une cible de Plomb, avant d'être identifiés événement par événement dans un télescope ou dans un scintillateur plastique. Les photons émis lors de l'interaction avec la cible de Plomb sont alors détectés, en coïncidence, par des détecteurs germanium placés autour de la cible.

La cible de Plomb, enrichie à 99.1% en ^{208}Pb , a une épaisseur de 220 mg/cm^2 .

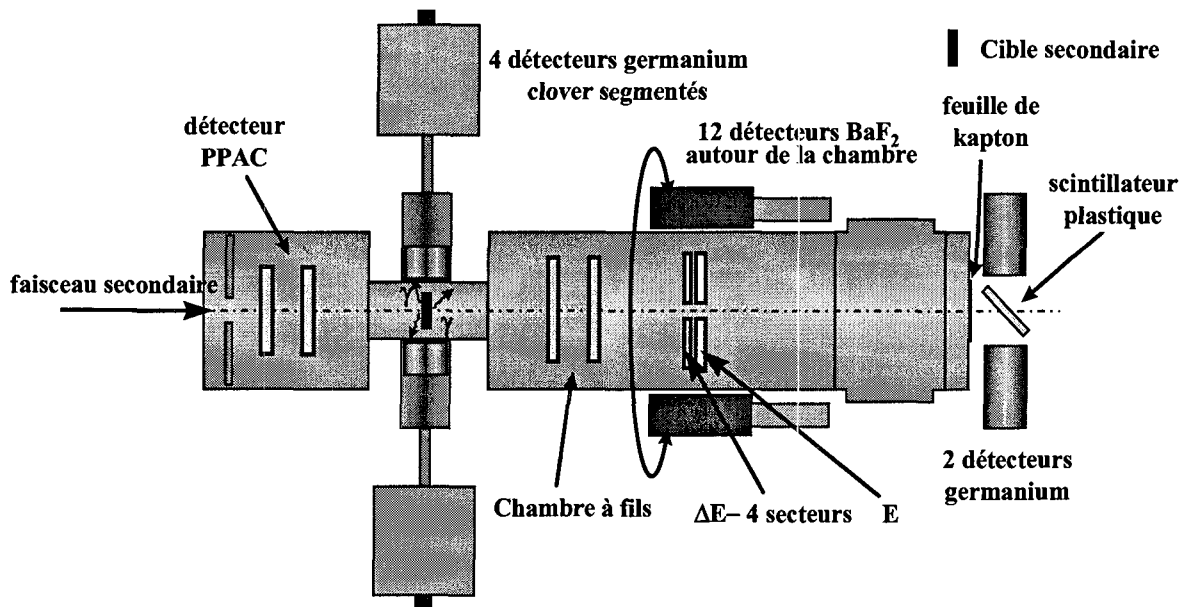


FIG. 4.2: Dispositif expérimental.

Autour des jonctions sont installés douze BaF_2 (identiques à ceux qui ont été utilisés précédemment). Ils ont pour fonction de détecter les transitions de désexcitation des niveaux isomériques des noyaux implantés dans le télescope. Enfin, de part et d'autre du scintillateur plastique d'implantation, sont disposés deux détecteurs germanium « coaxiaux ». Le but du scintillateur plastique est d'obtenir une normalisation du nombre des ions, celui des détecteurs germanium est de réaliser des coïncidences ions lourds- γ retardés, en vue de déterminer les taux isomériques des noyaux lors de chaque réglage.

4.3.1 Identification des ions

L'identification des noyaux est assurée par deux jonctions silicium annulaires (FIG. 4.3) et un scintillateur plastique situé derrière la chambre de réaction. La majeure partie des noyaux, dont la trajectoire correspond à de grands paramètres d'impact, ne subissent pas de déflexion et passent par le trou central. Pour déterminer cette trajectoire avec précision, on utilise des détecteurs *PPAC* et des chambres à dérive, localisés respectivement avant et après la cible secondaire. L'utilisation de ces jonctions annulaires nous permet d'accepter un fort taux de comptage sur la cible de Plomb, sans pour autant saturer les jonctions avec des événements peu intéressants (étant donné que les noyaux à faible angle n'ont pas subi d'excitation coulombienne). La taille du trou central est de l'ordre de 3 cm, il existe donc un angle de déflexion minimal en-dessous duquel les fragments ne sont pas identifiés

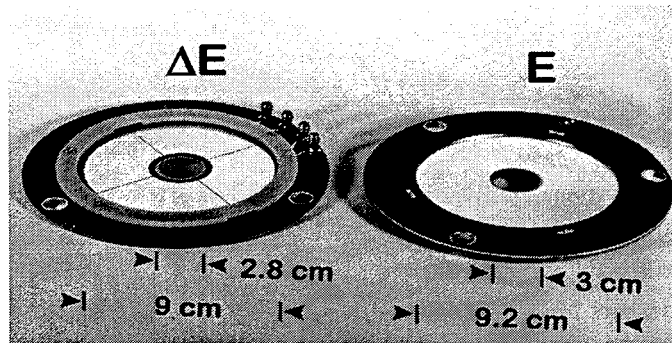


FIG. 4.3: Photographie des deux jonctions de silicium utilisées.

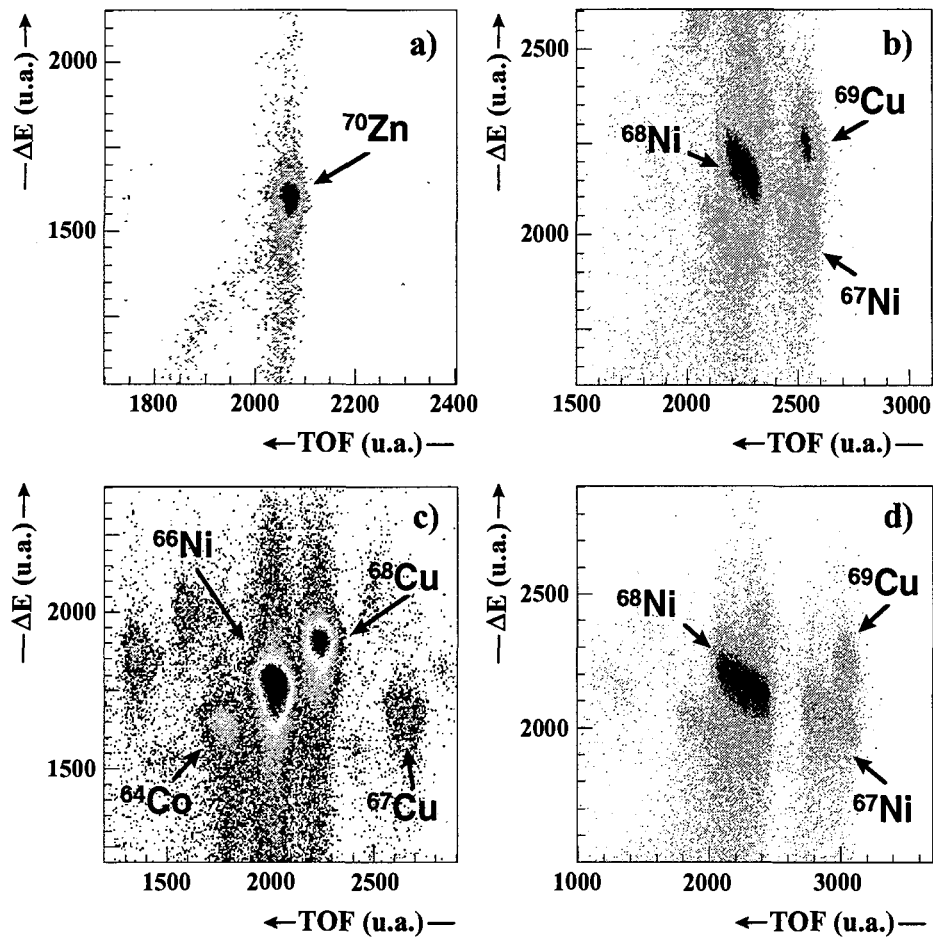


FIG. 4.4: Matrices $\Delta E - \text{TOF}$ obtenues avec la jonction silicium pour un réglage du spectromètre optimisé sur a) le ^{70}Zn , b) le ^{68}Ni (production LISE), c) le ^{66}Ni et d) le ^{68}Ni (production SISSI).

par celles-ci: $\theta_{min} = 1.5^\circ$, $\theta_{max} = 5^\circ$ dans le référentiel du laboratoire. Dans ce cas, ils continuent leur parcours dans la chambre de réaction. A l'extrémité de cette dernière se trouve une feuille de kapton qui laisse passer les fragments, sans pour autant dégrader le vide ($\simeq 10^{-6}$ bar). Les ions s'implantent finalement dans le scintillateur plastique. Ce dernier est incliné à 45° par rapport à la direction du faisceau, de façon à ne pas altérer trop fortement la détection des photons γ de désexcitation qui peuvent être absorbés par le plastique lorsqu'ils traversent une grande quantité de matière.

Les deux jonctions ont pour épaisseur respective $500\mu m$ et $3000\mu m$; elles sont montées sur un même support et sont distantes de 4 mm . Elles sont situées à 53 cm de la cible de Plomb. La première jonction est divisée en quatre secteurs égaux. Elle sert à déterminer le temps de vol et la perte d'énergie.

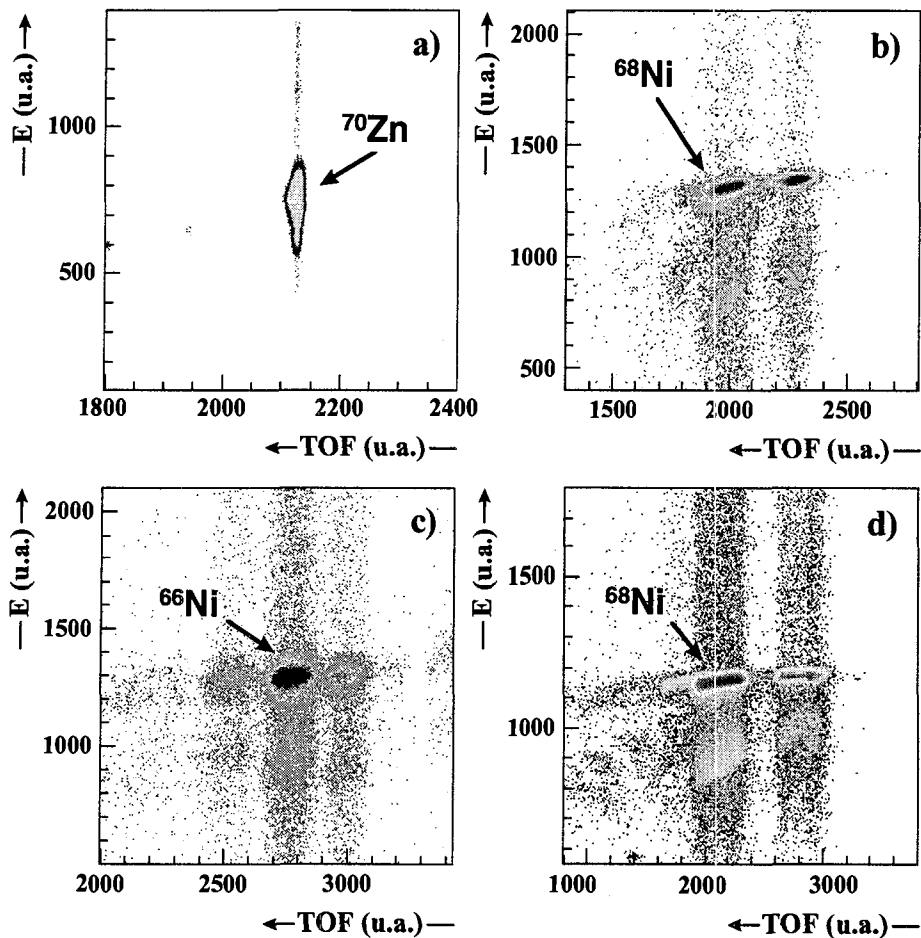


FIG. 4.5: Matrices $E - TOF$ obtenues avec le scintillateur plastique pour un réglage du spectromètre optimisé sur ^a) le ^{70}Zn , ^b) le ^{68}Ni (production LISE), ^c) le ^{66}Ni et ^d) le ^{68}Ni (production SISSI).

La seconde jonction donne accès à l'énergie résiduelle. Pour identifier les fragments produits, on peut donc utiliser les représentations bidimensionnelles $\Delta E - TOF$, pour chacun des quatre secteurs, et pour chacun des quatre réglages. Etant donné que ces matrices sont similaires, quel que soit le secteur considéré, on ne s'intéressera dans la suite qu'à une seule d'entre elles par réglage. Elles sont représentées sur la figure 4.4, pour chacun des réglages. Quelques commentaires s'imposent :

- Le premier réglage correspond à une transmission du faisceau primaire. Pour ne pas risquer d'endommager les PPAC avec un taux de comptage trop élevé, on a volontairement limité l'intensité du faisceau.
- Les deux réglages sur le noyau de ^{68}Ni (FIG. 4.4^b) et ^d) correspondent à deux matrices d'identification semblables. La seule différence notable concerne les taux de production relatifs du ^{69}Cu et du ^{67}Ni qui sont inversés.

La plupart des noyaux s'implantent dans le scintillateur plastique. Ce type de détecteur peut traiter une grande quantité d'événements par seconde ; ce qui justifie son utilisation. Il permet de connaître l'énergie totale déposée par l'ion, ainsi que son temps de vol. Les matrices $E - TOF$ associées sont données sur la figure 4.5.

4.3.2 Trajectoire des particules

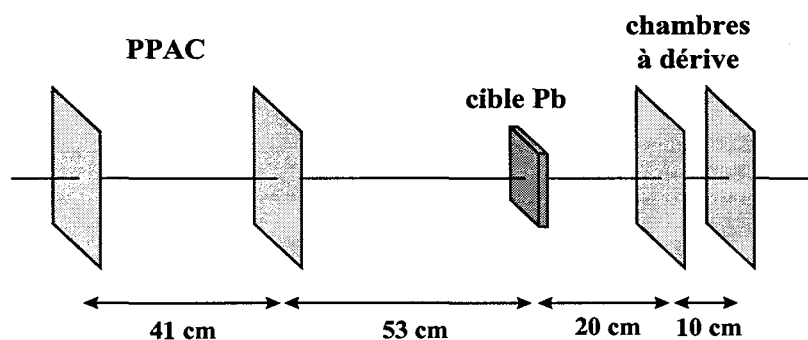


FIG. 4.6: Localisation des PPAC et des chambres à dérive.

Pour déterminer la trajectoire des particules, on dispose de deux PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) (X et Y) et de deux chambres à dérive (X et Y). Les deux PPAC sont montées à 41 cm l'une de l'autre, en amont de la cible de Plomb. Les chambres à dérive, séparées de 10 cm, sont en aval de la cible (cf FIG. 4.6). Grâce aux informations

recueillies par les chambres à dérive, on peut reconstruire la tâche du faisceau sur la cible secondaire. C'est ce que montre la figure 4.7.

Le fait de déterminer la tâche du faisceau sur cible à partir des chambres à dérive n'est pas très précis, car ces dernières sont situées après la cible de Plomb. Cette détermination est ainsi entâchée d'une erreur provenant des processus se produisant à l'intérieur de la cible (« straggling », ...). Un choix plus judicieux aurait consisté à utiliser les *PPAC*; mais ces dernières n'ont pas fonctionné correctement pendant l'ensemble de l'expérience.

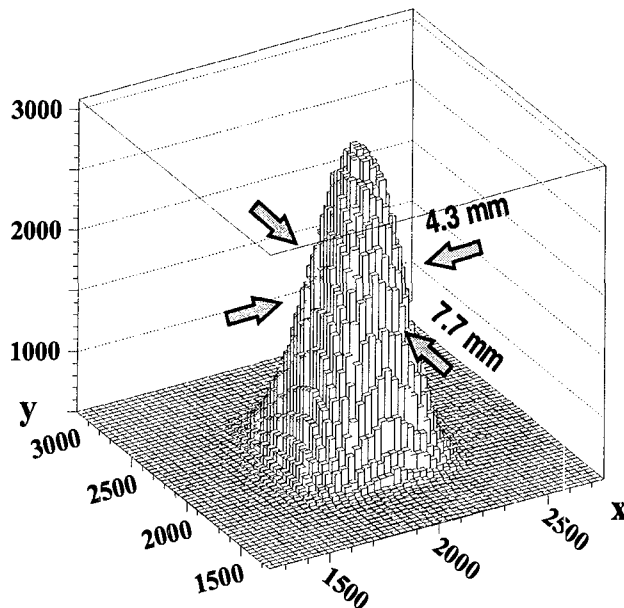


FIG. 4.7: Taille du faisceau sur cible.

On peut simuler le parcours des fragments à l'intérieur du spectromètre dans le but de déterminer la proportion des événements qui parviennent dans les détecteurs (jonctions silicium et plastique) et ceux qui sont perdus. On a pour cela fait un calcul Monte-Carlo (travail dû à C.Donzaud). On cherche donc à déterminer la distribution angulaire des fragments lorsqu'ils sortent de la cible de Plomb. On part de la distribution $d\sigma/d\Omega$ dans le référentiel du centre de masse, illustrée sur la figure 2.3. On en déduit la distribution $d\sigma/d\theta$ dans le référentiel du laboratoire; c'est ce qui est représenté sur la figure 4.8^a), dans le cas du noyau de ^{68}Ni . Il faut alors simuler la convolution de cette distribution avec l'élargissement provoqué par le « straggling » dans la cible de Plomb (diffusion angulaire multiple avec les atomes de la cible). Le résultat est montré sur la figure 4.8^b). Il ne reste plus qu'à introduire les données géométriques de l'expérience: les dimensions de la tâche du faisceau (cf FIG. 4.7) et celles des détecteurs.

Dans le référentiel du laboratoire le plastique couvre une plage qui s'étend de 0 et

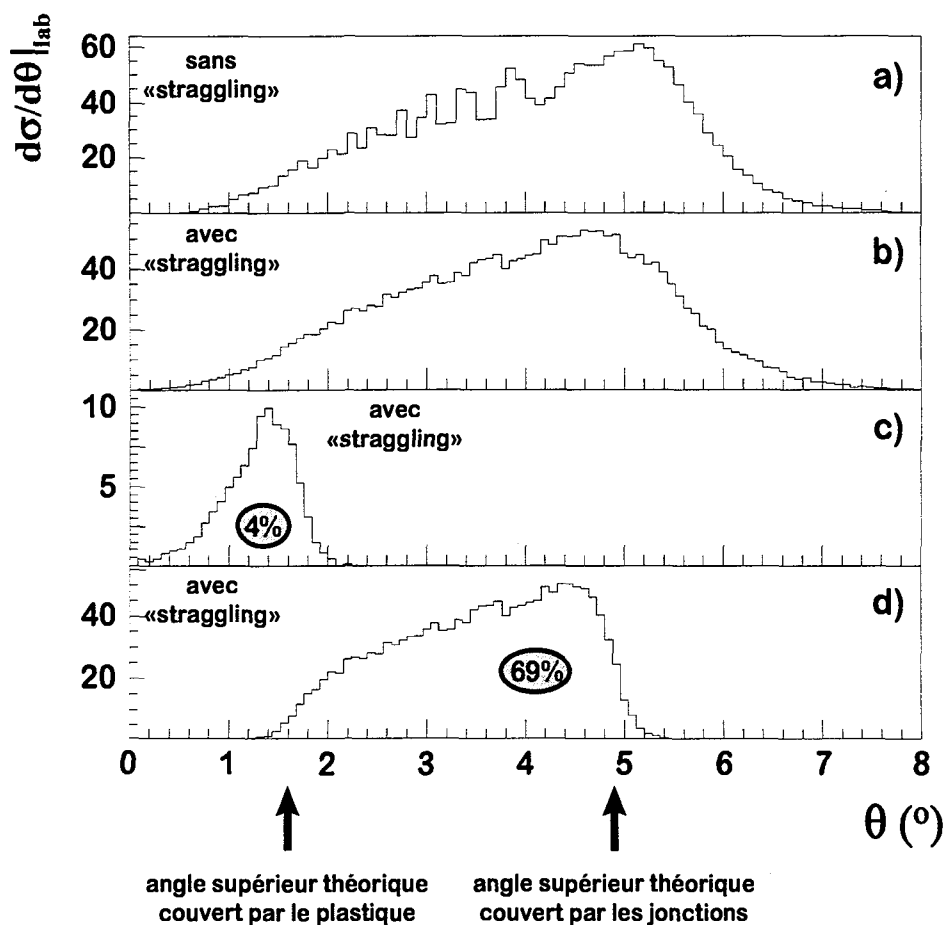


FIG. 4.8: Distributions angulaires des fragments de ^{68}Ni en sortie de la cible de Plomb (générées par un code Monte-Carlo) ^{a)} et ^{b)}; proportion des événements détectés dans les jonctions silicium ^{c)} et le plastique ^{d)}.

1.6°; les jonctions annulaires couvrent des angles de 1.6 à 4.9°. On a indiqué ces limites physiques sur la figure 4.8. La proportion d'événements détectés dans le plastique est donnée par la figure 4.8^{c)}; ils représentent 4% de la totalité des fragments émis. La figure 4.8^{d)} correspond à la détection dans les jonctions, soit 69% des événements.

Grâce à ces données, on se rend compte premièrement que le « straggling » rend les limites angulaires théoriques de détection moins franches; d'autre part, la section efficace étant très faible aux petits angles, le nombre de fragments attendus dans le plastique est extrêmement limité.

La figure 4.9 résume la situation: l'enveloppe globale correspond à l'ensemble des événements émis, ① aux événements perdus, ② aux événements détectés dans les jonctions

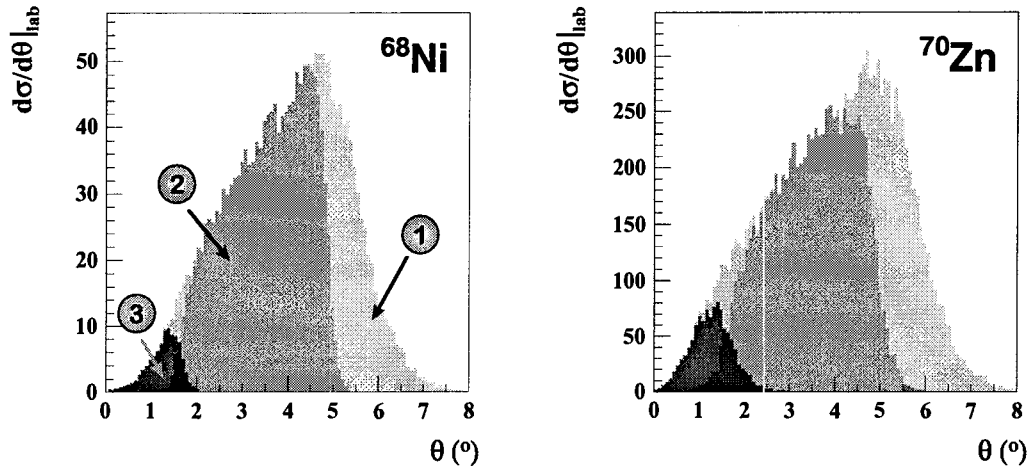


FIG. 4.9: Proportion des événements détectés dans le cas du ^{70}Zn ^{a)} et du ^{68}Ni ^{b)}.

silicium et ③ aux événements détectés dans le plastique, dans le cas du ^{68}Ni et du ^{70}Zn .

On peut comparer les résultats de cette simulation (en particulier la zone ②) avec les données expérimentales, qui sont représentées sur la figure 4.10, en trait plein pour le ^{68}Ni et en trait pointillé pour le ^{70}Zn . On constate que la simulation reproduit assez bien l'expérience, avec cependant un nombre trop élevé d'événements entre 4 et 5°. Le point important est que les résultats sont sensiblement identiques dans les cas du ^{68}Ni et du ^{70}Zn (ce qui n'est pas rigoureusement le cas en ce qui concerne la taille du faisceau sur la cible) : cela justifie la possibilité d'effectuer une détermination relative des probabilités de transition $B(E2)$.

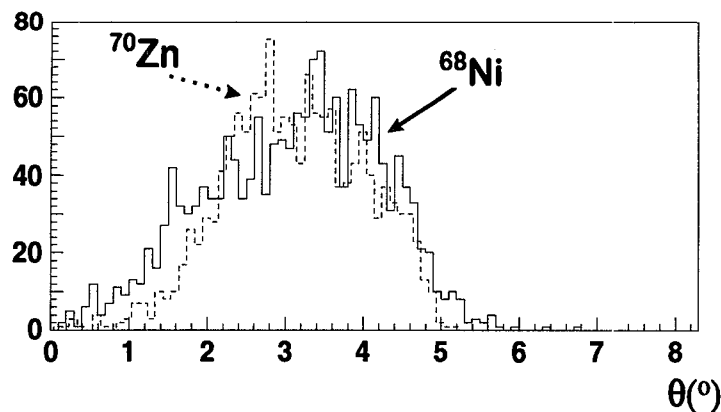


FIG. 4.10: Proportion des événements détectés dans le cas du ^{70}Zn (trait pointillé) ^{68}Ni (trait plein).

4.3.3 Taux isomériques du ^{68}Ni

Le noyau de ^{68}Ni possède deux états isomères (cf 1.14). Il est donc tout à fait possible que lors du processus de fragmentation au niveau de la cible primaire de production, le fragment de ^{68}Ni se retrouve non pas dans son niveau fondamental 0_1^+ , mais dans un état 0_2^+ ($T_{1/2} = 270 \text{ ns}$) ou un état 5^- ($T_{1/2} = 0.86 \text{ ms}$). Il est important de pouvoir estimer précisément ces deux taux (un pour chaque état isomérique), étant donné qu'ils ont une incidence directe sur la valeur de la probabilité de transition réduite $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ du ^{68}Ni .

Les deux détecteurs germanium, installés autour du scintillateur plastique, dans lequel les noyaux sont implantés, collectent les photons de désexcitation consécutifs à la décroissance retardée issue de ces états isomériques. Ces photons caractérisent donc les taux isomériques au niveau de la cible secondaire. Ces taux diffèrent suivant le lieu de production des noyaux : dans *LISE* ou dans *SISSI*. Étant donné le temps de vol des ions depuis *SISSI* ($\simeq 1 \mu\text{s}$), l'état isomère 0_2^+ est totalement dépeuplé lors de son parcours dans le spectromètre, jusqu'à la cible secondaire.

L'isomère 0_2^+ décroît dans 2/3 des cas selon un processus de création de paires. L'énergie disponible pour la paire e^+e^- est de $E(0_2^+) - (2 \times 511) = 748 \text{ keV}$. Cette énergie est partagée équitablement entre l'électron et le positron. Pour déterminer l'efficacité de détection d'une source de création de paires dont l'énergie des e^+e^- est de 370 keV environ, on a utilisé une source de ^{22}Na , collée sur la face avant du détecteur (par rapport au faisceau), qui émet des positrons dont l'énergie est de l'ordre de 500 keV . Ces positrons s'annihilent à l'arrêt en émettant des photons de 511 keV . À l'aide de la calibration de source, nous avons déduit un taux isomérique pour le 0_2^+ inférieur à 2 %, dans le cas de production dans *LISE*.

Un taux isomérique de 18.5 % a été déterminé pour l'état 5^- , grâce à la détection de photons de 814 keV qui désexcitent cet état.

Les spectres de la figure 4.12 sont obtenus grâce à une sélection en $\Delta E - \text{temps de vol}$ dans le plastique, sur le noyau de ^{68}Ni , avec une production au niveau de *LISE* (temps de vol = 400 ns) d'une part, et au niveau de *SISSI* (temps de vol = $1.2 \mu\text{s}$) d'autre part. On fait également une sélection sur la gamme en temps des codeurs : $10 \mu\text{s}$ (gamma complète du *TAC*) dans un cas, et $2.5 \mu\text{s}$ dans l'autre. On constate que la raie de 511 keV , due à la décroissance de l'isomère de courte durée de vie dans le noyau de ^{68}Ni , est nettement favorisée lorsque le temps de vol et la gamme du *TAC* sont plus courtes. Les deux autres raies successives à la décroissance de l'isomère 5^- de longue durée de vie du ^{68}Ni sont, par contre, plus visibles lorsque le temps de vol et la gamme du *TAC* sont plus larges.

Coïncidences retardées γ -ions lourds

On peut déterminer la période de l'état 0_2^+ du ^{68}Ni . Pour cela, on construit le spectre en temps obtenu en coïncidence avec la raie de 511 keV . Le résultat est donné sur la figure 4.11. La valeur mesurée est égale à $270(5)\text{ ns}$. Ceci est en bon accord avec la mesure $211(50)\text{ ns}$ [Bern84]. La précision obtenue est néanmoins bien meilleure.

Malgré la sélection sur le ^{68}Ni , des raies provenant d'autres noyaux sont visibles (cf FIG. 4.12). Elles sont dues à des désexcitations d'isomères de longue durée de vie ou d'émetteurs $\beta\gamma$ pour lesquels les γ sont donc observés fortuitement avec le noyau de ^{68}Ni . Elles sont ainsi caractérisées par des temps très longs, comparés à la plage en temps des *TAC*. Par conséquent, elles sont proportionnellement bien plus importantes, comparées au 511 keV par exemple, pour les temps de vol et d'intégration les plus longs.

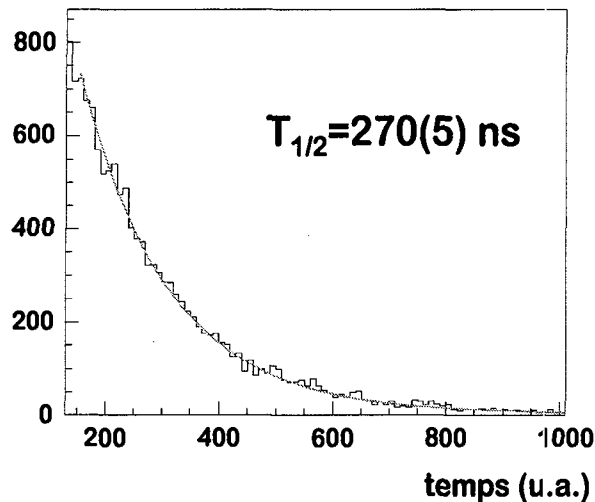


FIG. 4.11: Spectre en temps correspondant au pic de 511 keV dans la décroissance isomère du ^{68}Ni avec une production dans *LISE* ; mesure de la période de l'état 0_2^+ .

On peut donner quelques exemples de raies observées :

- L'isomère $9/2^+$ du ^{67}Ni , dont la durée de vie est de $13.3\ \mu\text{s}$ [Grzy98], se désexcite avec émission de deux γ de 313 et 694 keV en cascade.
- Les transitions à 1078 et 1262 keV sont attribuées au ^{68}Zn ; elles sont consécutives à la décroissance β^- du ^{68}Ni (dont la durée de vie est 19 s) vers le ^{68}Cu , suivi d'une seconde décroissance β^- de ce dernier vers le ^{68}Zn (dont la durée de vie est 31 s).

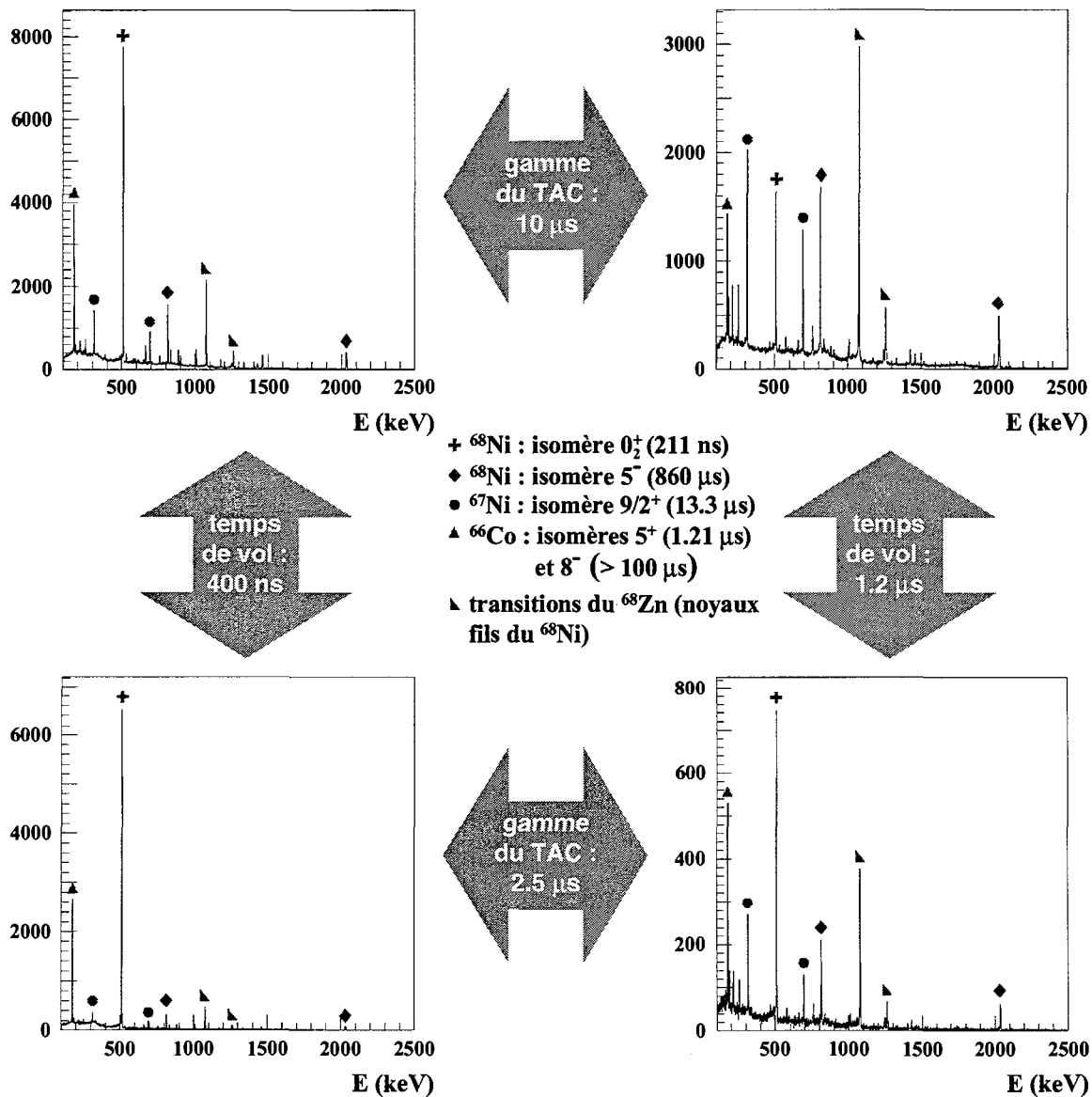


FIG. 4.12: Spectres en énergie de décroissance isomérique du ^{68}Ni avec une production dans LISE (spectres de gauche) et dans SISSI (spectres de droite).

4.3.4 Détection des photons — utilisation de détecteurs germanium segmentés

Présentation du détecteur

Les soixante-dix BaF_2 qui entouraient la cible de plomb lors de la précédente expérience sont ici remplacés par quatre détecteurs germanium « clovers » segmentés. Ils vont

détecter les photons de désexcitation émis en coïncidence avec les ions lourds dans la cible. Ils sont placés perpendiculairement au faisceau, en croix, à une distance de 55 mm de la cible. Une fine épaisseur de Cuivre ($500\ \mu\text{m}$) est placée directement sur le capot de chaque détecteur pour atténuer la proportion des rayons X émis de basse énergie ($\simeq 95\%$ des X d'énergie inférieure à 100 keV).

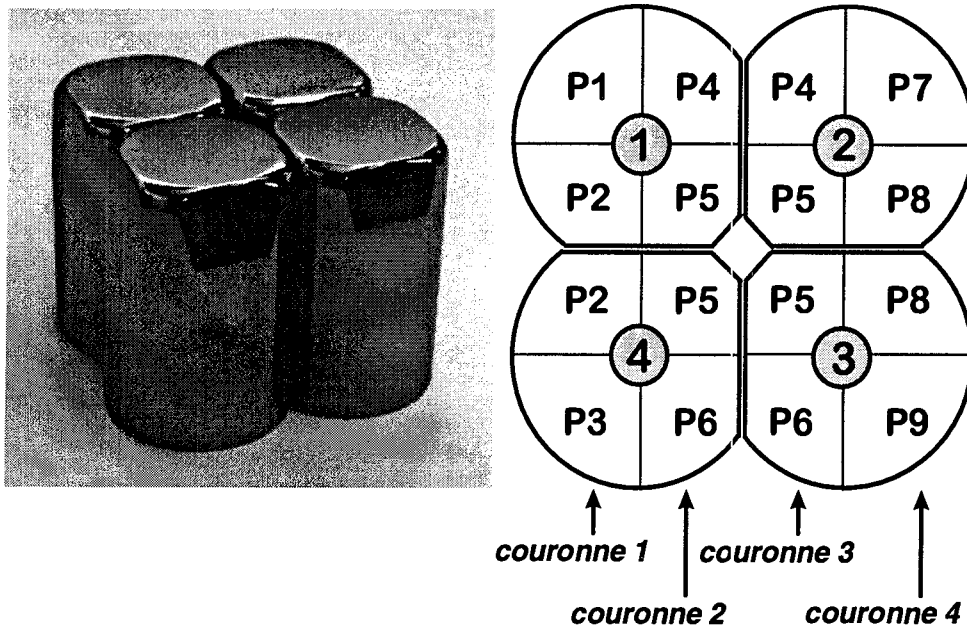


FIG. 4.13: La segmentation des quatre cristaux de germanium permet de définir neuf zones distinctes (P1 à P9).

Ces détecteurs sont chacun composés de quatre cristaux de germanium (cylindre de 45 mm de diamètre sur 70 mm de profondeur), indépendants les uns des autres et maintenus ensemble par l'arrière (FIG. 4.13). La distance séparant deux cristaux adjacents est égale à 0.2 mm . Chaque cristal est lui-même électroniquement segmenté en quatre parties (dans le sens de la longueur). Ceci permet de séparer le détecteur en neuf zones distinctes, comme cela est illustré sur la figure 4.13. Ainsi, on améliore la reconnaissance du point d'interaction du photon à l'intérieur du cristal (ce qui permet de réduire sensiblement l'incertitude sur l'angle d'émission des γ). A terme, il est prévu de pouvoir disposer de seize zones indépendantes par détecteur. Ce sera le cas des détecteurs constituant l'ensemble EXOGAM qui sera utilisé au *GANIL* auprès du post-accélérateur de faisceaux secondaires SPIRAL, dans les années à venir.

Efficacité de détection γ

L'efficacité d'un détecteur « clover » segmenté est améliorée par la possibilité de sommer les contributions de plusieurs cristaux adjacents d'un même détecteur (technique du « add-back »). On peut ainsi prendre en compte les photons qui effectuent une diffusion Compton dans un premier cristal, puis un effet photoélectrique dans un autre.

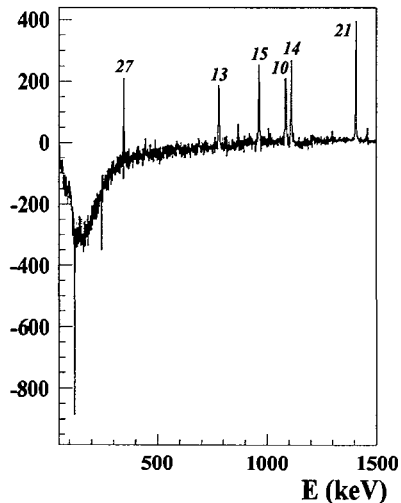


FIG. 4.14: Différence entre les spectres en énergie obtenus avec et sans le mode « add-back » (source de ^{152}Eu); les nombres correspondent aux intensités relatives de chaque pic.

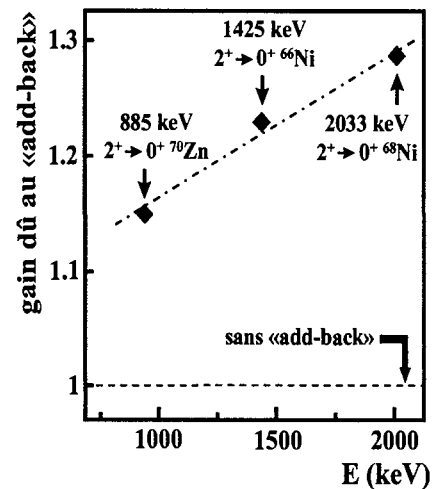


FIG. 4.15: Gain en statistique obtenu grâce au « add-back ».

Plus précisément, lorsque deux cristaux adjacents d'un clover détectent un signal, qui correspondent à une énergie $A \text{ keV}$ pour l'un et à une énergie $B \text{ keV}$ pour l'autre, le choix est le suivant :

- mode sans « add-back » : on considère que ces deux signaux proviennent de deux γ distincts d'énergie A et $B \text{ keV}$.
- mode avec « add-back » : on considère que ces deux signaux proviennent d'un unique γ , et on lui affecte l'énergie $(A + B) \text{ keV}$ (il y a diffusion Compton du photon dans le premier cristal qui perd ensuite le reste de son énergie dans le second cristal).

La figure 4.14 représente la différence, pour un clover donné, entre les spectres obtenus avec et sans mode « add-back », pour une source de ^{152}Eu . On constate que le mode « add-back » permet un gain en statistique pour des raies d'une énergie au moins égale

à 300 keV : en effet, on voit une augmentation pour les raies dont l'énergie est supérieure à cette valeur de 300 keV . Ce gain augmente avec l'énergie du photon : on s'en convainc facilement si on compare les intensités de chaque raie corrigées par rapport aux différents rapports d'alimentation de ces raies dans la décroissance de ^{152}Eu . Par contre en-dessous de 300 keV , l'emploi du « add-back » est inefficace (cf raies à 121.8 et 244.7 keV de ^{152}Eu). Ceci s'explique par le fait que la probabilité, pour un photon pénétrant dans le cristal, d'interagir par effet Compton, puis par effet photoélectrique (au lieu d'un unique effet photoélectrique), et donc d'émettre successivement deux photons, augmente avec l'énergie. D'ailleurs, pour des détecteurs de Germanium ($Z = 32$), les deux processus sont équiprobables pour une énergie d'environ 200 keV [Kran88]. Etant donné que nous nous intéressons, dans cette expérience, à des énergies supérieures à 800 keV , l'emploi du « add-back » est tout à fait justifié.

Cette tendance est confirmée par les données obtenues pendant l'expérience. La figure 4.15 donne, pour trois énergies, le gain réalisé grâce à l'utilisation du « add-back ».

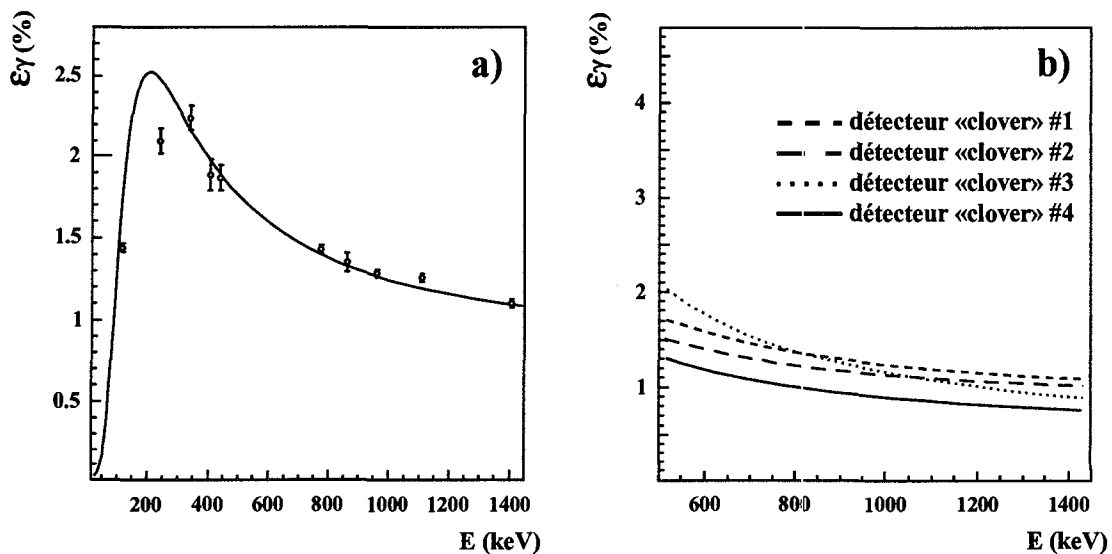


FIG. 4.16: ^{a)} Efficacité d'un des détecteurs clover segmenté avec la fonction d'ajustement ; ^{b)} Comparaison des ajustements pour les quatre détecteurs.

Les calibrations ont été obtenues grâce à l'utilisation de sources de ^{152}Eu et de ^{60}Co . Le résultat obtenu pour un des clovers est illustré sur la figure 4.16^{a)} (on utilise à nouveau l'ajustement proposé par [Jack87]). La figure 4.16^{b)} présente les ajustements pour chaque clover. Toutes ces calibrations ont utilisé la technique du « add-back ». Finalement, pour une énergie de 1 MeV , l'efficacité totale est proche de 4.5%.

Il est intéressant, à ce niveau, de comparer les efficacités obtenues par chacun des deux

dispositifs : le « Château de cristal », constitué de 70 cristaux de BaF_2 situés à 35 cm de la cible, d'une part, et quatre détecteurs « clovers » segmentés situés à une distance de 5 cm. On constate qu'à partir de 700 keV, ce sont les détecteurs germanium qui constituent le dispositif le plus efficace : à 2 MeV, ils permettent d'avoir une efficacité de plus de 3%, alors que celle du « Château de cristal » n'atteint pas 1.5%.

Spectres temps

Pour déterminer la résolution en temps, on représente l'intervalle de temps entre l'implantation d'un fragment dans le télescope ou dans le plastique, et la détection d'un γ en coïncidence. Ceci donne lieu à la construction de deux spectres (FIG. 4.17^{a)} et ^{b)}).

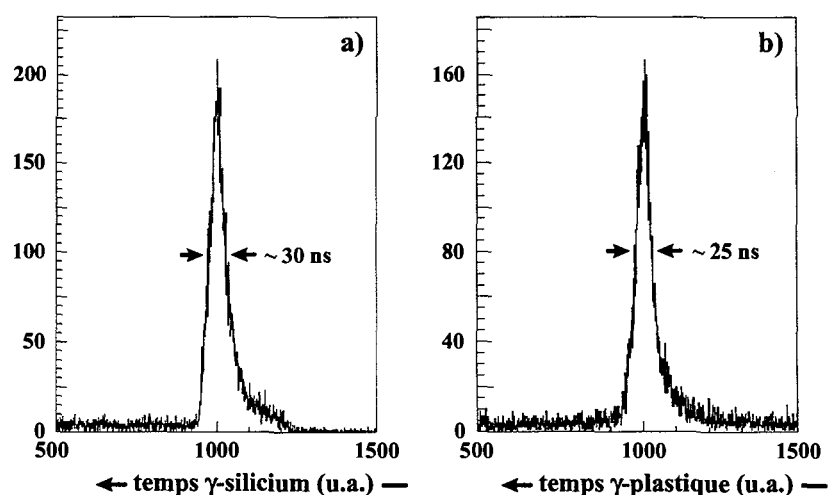


FIG. 4.17: Spectres temps conditionnés par un noyau de ^{68}Ni dans le télescope ^{a)} ou dans le plastique ^{b)}.

Cette résolution en temps est essentiellement due à la résolution intrinsèque des cristaux de germanium. Elle est bien moins bonne que celle obtenue avec des détecteurs BaF_2 , comme on peut s'en convaincre en se reportant au paragraphe 3.4.3. Une comparaison entre les figures 4.17 et 3.17 permet aussi de constater qu'il n'y a pratiquement plus, dans le cadre de cette nouvelle expérience, de bruit de fond dû à des coïncidences fortuites. Ceci confirme que l'origine de ces coïncidences fortuites était principalement due à la radioactivité intrinsèque des cristaux de BaF_2 .

Incertitude sur l'énergie du photon détecté

On a vu que celle-ci dépend de l'incertitude sur l'angle d'une part et sur l'énergie à laquelle l'ion émet le photon d'autre part.

noyau	^{70}Zn	^{66}Ni	^{68}Ni	^{68}Ni
lieu de production	<i>LISE</i>	<i>SISSI</i>	<i>LISE</i>	<i>SISSI</i>
énergie en début de cible (<i>MeV/A</i>)	53.6	50.1	47.1	47.0
énergie au milieu de la cible (<i>MeV/A</i>)	45.8	42.5	39.4	39.2
énergie en fin de cible (<i>MeV/A</i>)	37.1	32.9	30.5	33.6
β_{moy} (calculé en milieu de cible)	0.30	0.29	0.28	0.28

TAB. 4.2: Lieu de production ; énergie des noyaux au début, au milieu et en fin de cible ; valeur moyenne de β .

En ce qui concerne l'angle d'émission, la segmentation, développée en détails au 4.5.1, permet de ramener l'angle d'ouverture à 22.2° pour les segments des couronnes 2 et 3, et à 17° pour ceux des couronnes 1 et 4 (elle aurait été de 39.3° sans cela). A cela s'ajoute l'incertitude due à la perte d'énergie des fragments à l'intérieur de la cible de Plomb, qui peuvent émettre leur photon partout entre les deux extrémités de la cible, et ainsi à des énergies sensiblement différentes. Comme précédemment, on détermine une valeur de β moyenne, lorsque les noyaux sont en milieu de cible (cf TAB. 4.2). L'incertitude sur cette valeur de β est de l'ordre de 10%.

On peut résumer l'influence de ces erreurs sur l'incertitude de l'énergie par la figure 4.18.

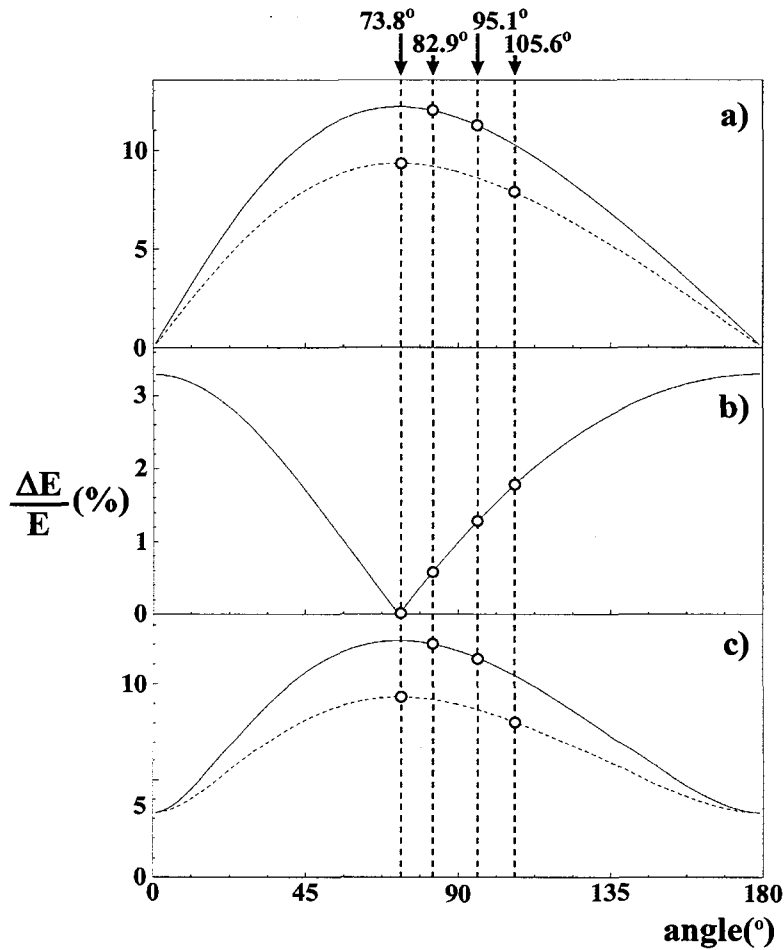


FIG. 4.18: Incertitude relative sur l'énergie mesurée due à l'incertitude sur les angles ^{a)} et sur la vitesse ^{b)} ; somme quadratique des deux contributions ^{c)} (pour une valeur de β de 0.3 et des détecteurs situés à 55 mm de la cible).

4.4 Electronique et acquisition des données

4.4.1 Montage électronique

La figure 4.19 présente le schéma du montage électronique.

Les ions sont détectés dans les jonctions silicium pour certains d'entre eux, et dans le scintillateur plastique pour les autres, lorsque l'angle de diffusion est plus faible.

Les signaux de chacun des secteurs de la première jonction silicium sont traités électroniquement de façon indépendante : les quatre voies énergie et les quatre voies temps sont codées séparément. Chacune des quatre voies temps permet d'effectuer une première

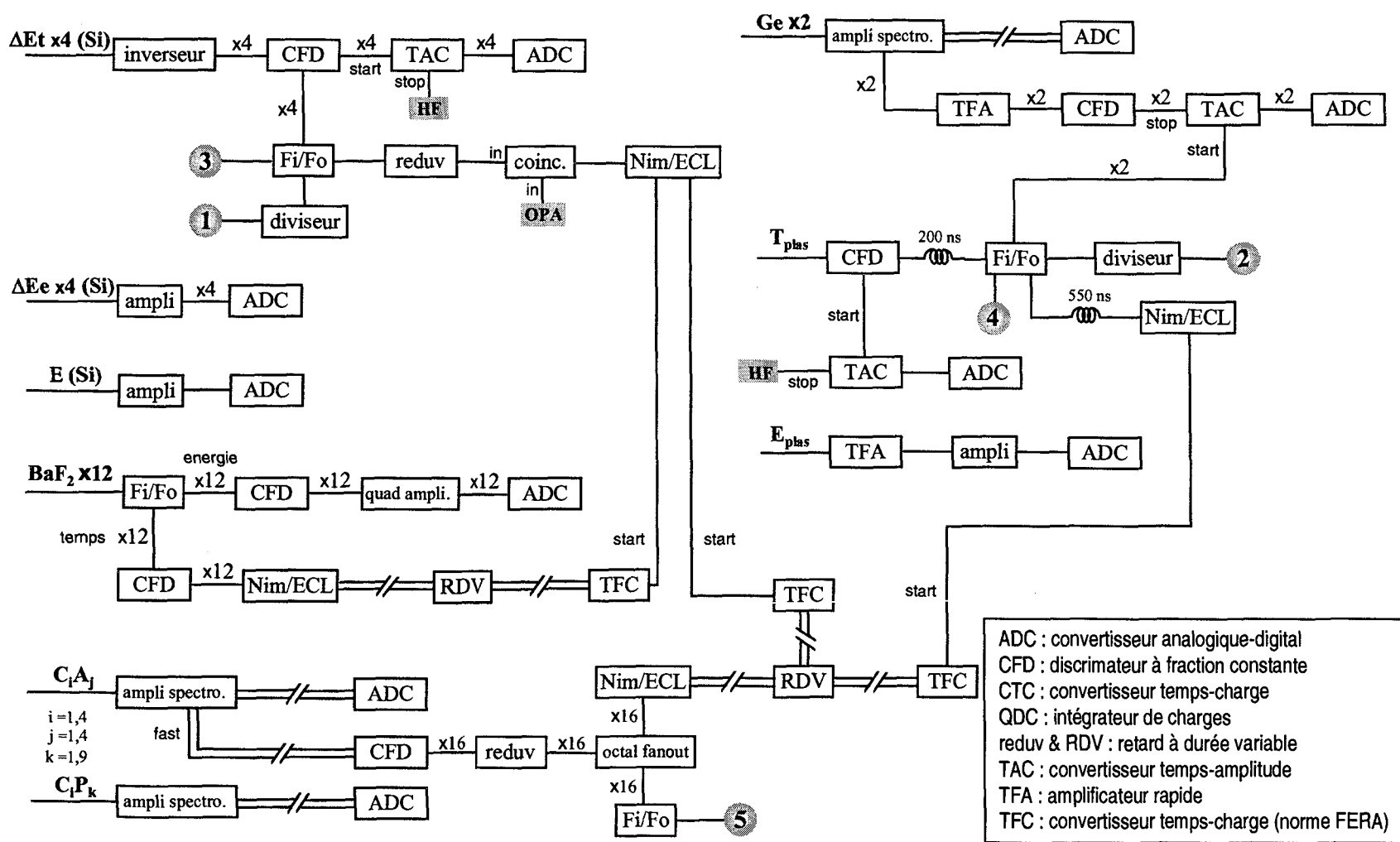


FIG. 4.19: Montage électronique.

mesure du temps de vol des ions qui sont implantés dans le télescope. Un « ou » logique de ces quatre voies déclenche la prise de temps entre l'implantation et la détection éventuelle d'un γ dans un ou plusieurs des seize cristaux (quatre cristaux pour chacun des quatre détecteurs). La seconde jonction silicium délivre uniquement un signal énergie (mesure de l'énergie résiduelle de l'ion).

Le scintillateur plastique génère un signal énergie directement amplifié, puis codé. De la même façon que la première jonction, le signal temps permet une mesure du temps de vol des ions, ainsi que de la durée entre l'implantation (dans le plastique) et l'observation d'un γ dans les détecteurs clover. Ce signal mesure aussi le temps entre l'implantation d'un ion dans le plastique et la détection d'un photon dans les germaniums situés à l'arrière du dispositif.

La détection de photons utilise deux ensembles différents. Tout d'abord les quatre détecteurs germanium segmentés. Chacun d'eux possède quatre voies « centrales » (correspondant chacune à un cristal différent) et neuf voies position. Les signaux provenant d'une position sont directement amplifiés, puis codés. Les signaux « centraux » sont divisés en deux : une première voie d'amplification conduit à des signaux directement codés, alors qu'une voie d'amplification rapide sert à définir les « temps germanium » (qui correspondent à la durée entre l'implantation d'un ion dans les jonctions ou dans le plastique et la détection d'un photon).

Les deux détecteurs germanium à l'arrière sont utiles pour l'identification des isomères implantés dans le plastique. Ils donnent eux aussi accès à un temps ion lourd- γ : deux *TAC* (convertisseur temps-amplitude) sont déclenchés par la voie temps du scintillateur plastique et stoppés par ces détecteurs germanium ; la gamme est de $10 \mu\text{s}$.

Les signaux participant à la décision d'acceptation de l'événement sont finalement au nombre de cinq. Quatre d'entre eux sont fournis par les détecteurs d'ions lourds.

▷ signaux divisés :

- « ou » logique des voies temps des quatre secteurs de la jonction silicium
- voie temps du scintillateur plastique

▷ signaux non divisés :

- « ou » logique des voies temps des quatre secteurs de la jonction silicium
- voie temps du scintillateur plastique
- « ou » logique des seize voies temps des quatre détecteurs segmentés

4.4.2 Principe de l'acquisition

Le principe général est identique à celui de l'expérience précédente. Les entrées dans le module MCR sont néanmoins différentes (cf FIG. 4.20), ce qui modifie les configurations acceptées ou rejetées.

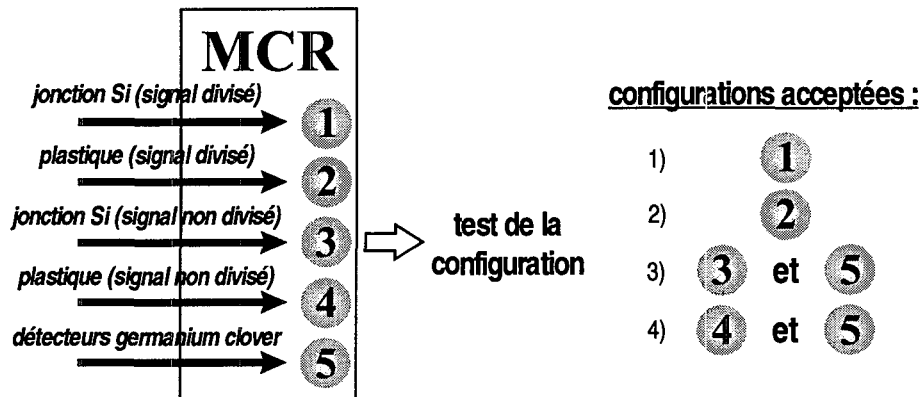


FIG. 4.20: Schéma de principe de l'acquisition.

On retrouve la distinction entre les deux types d'événements intéressants :

- ①, ② les événements où seulement un ion lourd est détecté (dans les jonctions ou dans le scintillateur), mais pas de photons. Les signaux divisés permettent de contrôler le nombre d'ions implantés au cours de l'expérience.
- ③ et ⑤ les événements (beaucoup moins nombreux) où une coïncidence ion lourd- γ est effectivement observée.

4.5 Analyse des données

La grande différence entre cette analyse des données et la précédente concerne le traitement des détecteurs germanium « clover » segmentés. Nous allons détailler ce point avant de déterminer les probabilités de transition réduites.

4.5.1 Traitement des données « clovers »

Segmentation et correction Doppler

La segmentation des cristaux est utile dès que l'on considère l'émission d'un photon en vol. En effet, celle-ci permet de connaître plus précisément l'angle auquel il est détecté

par rapport à la direction du faisceau.

Pour corriger efficacement l'effet Doppler, on doit déterminer avec une grande précision les angles de chacun des segments des détecteurs. On utilise pour cela le ^{70}Zn comme référence. Ce noyau est bien produit, on connaît l'énergie de son premier état excité 2^+ (884.9 keV [Fire96]) et il possède une probabilité de transition élevée vers cet état [Stel62].

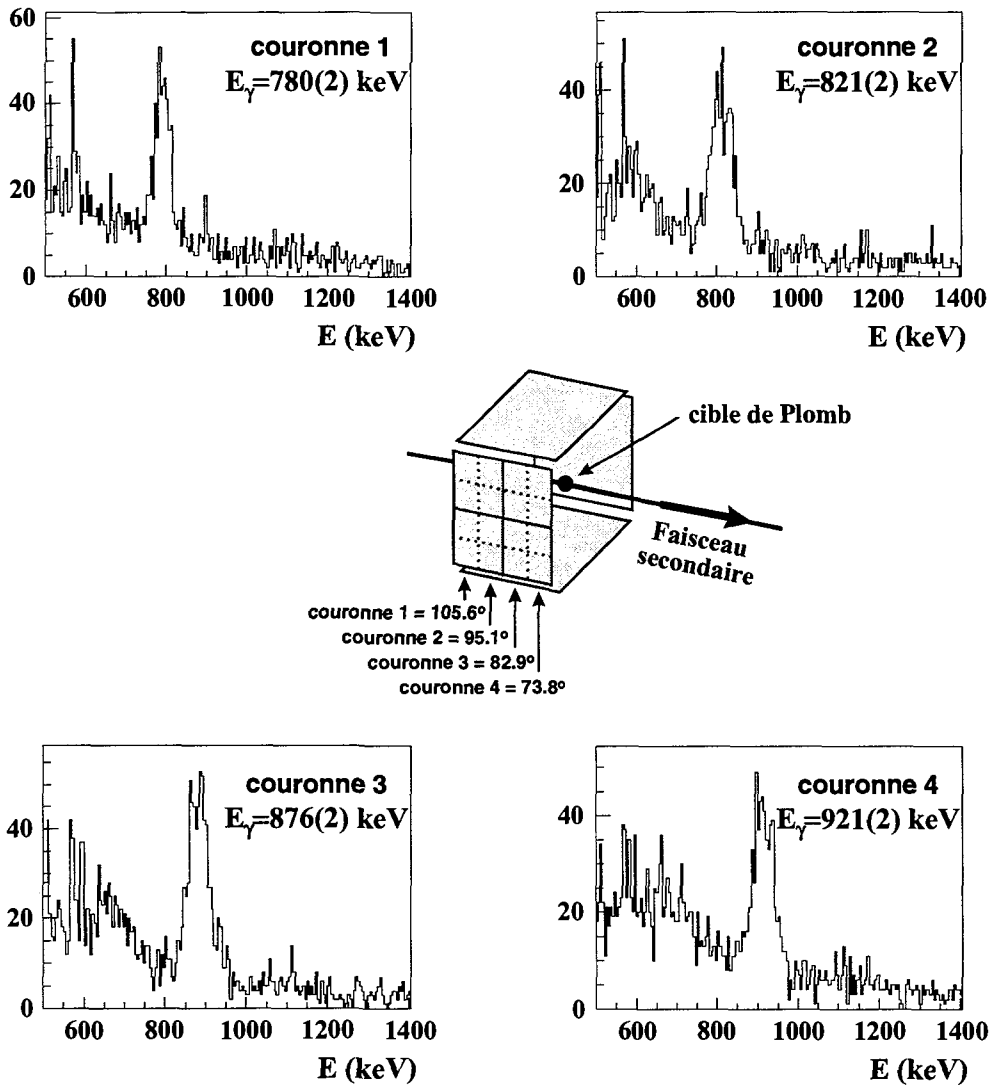


FIG. 4.21: Spectres en énergie non corrigés de l'effet Doppler, pour chacune des couronnes ; position et angle (déterminé expérimentalement) par rapport à la direction du faisceau de chacune de ces couronnes.

On construit donc tout d'abord les spectres énergie non corrigés de l'effet Doppler, de chacun des segments, répartis en quatre couronnes (cf FIG. 4.21). L'énergie moyenne est proche de la valeur du $E(2^+) \approx 885\text{ keV}$ car les détecteurs sont proches de 90° , angle

où le déplacement Doppler est minimal. On recale ensuite l'énergie détectée sur la valeur connue. Connaissant l'énergie moyenne du faisceau et donc la valeur moyenne de β , on peut ainsi affecter un angle moyen précis à chacune des couronnes. Ceux-ci sont donnés sur la figure 4.21. Il est important de noter que les angles que nous déterminons ainsi sont sensiblement différents des angles géométriques, qui sont égaux respectivement à 121.5, 101.6, 78.4 et 58.5°. Cette différence est probablement due, d'une part, à notre méconnaissance du lieu exact où le photon interagit dans le cristal (ce qu'on appelle la longueur de pénétration du photon) et, d'autre part, au fait que les détecteurs sont très proches de la cible.

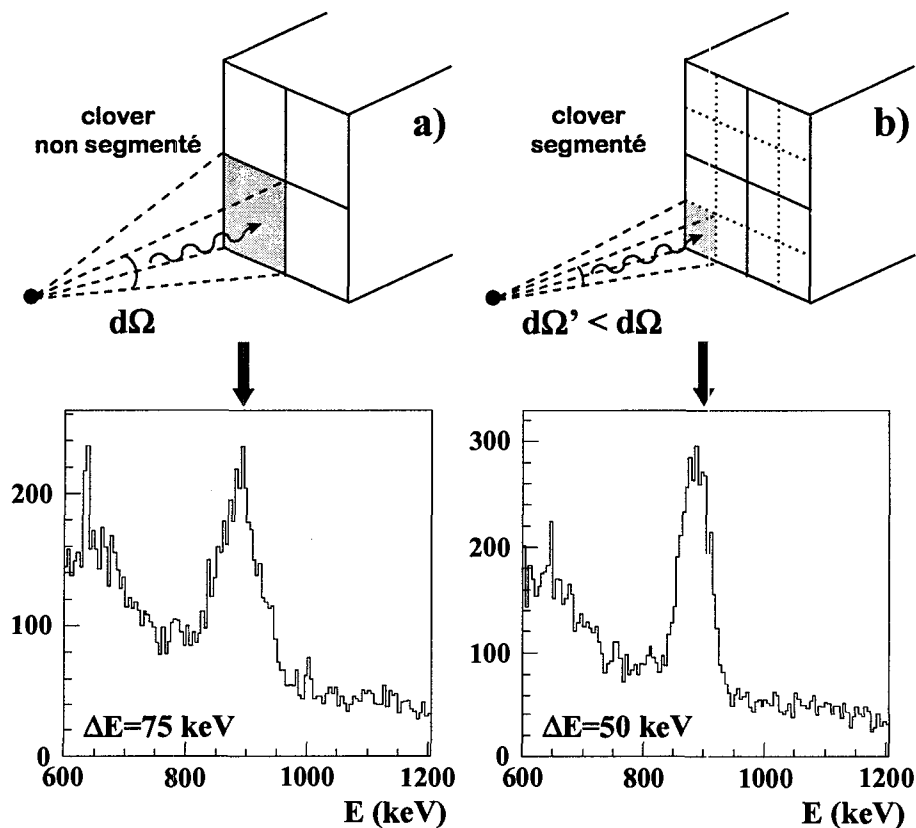


FIG. 4.22: Intérêt de la segmentation sur la connaissance de l'angle d'émission.

L'erreur sur ces angles déterminés expérimentalement est une conséquence de l'incertitude sur la position du pic à 885 keV, pour chaque couronne, mais aussi de l'incertitude sur la parfaite orthogonalité entre les détecteurs « clovers » et la direction du faisceau. En tout état de cause, les valeurs utilisées dans la suite de ce travail ne doivent pas être considérées comme valables pour une analyse future.

Une fois que l'on connaît ces angles, il ne reste plus qu'à analyser une nouvelle fois les données, en constituant cette fois des spectres corrigés. Le résultat est visible sur la figure

4.22^b), toujours pour le noyau de ^{70}Zn .

On peut se demander ici ce qu'apporte effectivement la segmentation supplémentaire de chaque cristal, par rapport à un détecteur germanium clover classique, c'est-à-dire non segmenté électroniquement. La réponse est donnée par la comparaison des figures 4.22^a) et ^b). Elles présentent deux spectres énergie pour le ^{70}Zn : dans le cas ^a), on considère un détecteur « clover » non segmenté, dans le cas ^b), un détecteur, de même taille, avec la prise en compte de la segmentation. On constate ainsi qu'une meilleure connaissance de l'angle d'émission conduit à une nette amélioration de la résolution du pic : celle-ci passe de 75 à 50 keV.

Multiplicité γ

Intéressons-nous ensuite à la multiplicité γ dans les détecteurs germaniums. On la définit comme le nombre de photons que l'on observe dans un même événement, ce qui signifie qu'elle est sensiblement égale au nombre de détecteurs « clover » touchés pour cet événement (si on exclut les photons qui diffusent dans un premier détecteur et qui interagissent ensuite dans un second).

Multiplicité un (%)		Multiplicité deux (%)		Multiplicité trois (%)		Multiplicité quatre (%)	
^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni
86.3	75.0	10.7	17.9	2.4	6.9	0.6	0.2

TAB. 4.3: Multiplicité γ : nombre de détecteurs « clover » touchés lors d'un même événement (pour les noyaux de ^{70}Zn et de ^{68}Ni).

On peut faire une comparaison dans deux cas distincts : l'excitation coulombienne du ^{70}Zn et celle du ^{68}Ni (cf TAB. 4.3). La multiplicité observée résulte de la production de photons respectivement de 885 et 2033 keV. On constate que la grande majorité des cas correspond à des événements de multiplicité un, ce qui est cohérent avec l'excitation coulombienne, processus de faible multiplicité.

4.5.2 Reconstruction générale de l'angle

Chaque détecteur segmenté fournit quatre signaux provenant de chacun des cristaux (signaux centraux) et neuf signaux provenant des positions. On se sert des signaux positions afin de déterminer avec plus de précision l'angle de détection.

Parmi toutes les combinaisons possibles de cristaux et de positions touchés, on se

Un cristal touché (%)		Deux cristaux touchés (%)		Plus de deux cristaux touchés (%)	
^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni
84.0	76.2	14.0	18.4	2.0	5.4

TAB. 4.4: Nombre de cristaux touchés lorsqu'un clover détecte un signal (pour les noyaux de ^{70}Zn et de ^{68}Ni).

limite aux cas où deux cristaux adjacents au maximum sont touchés. La justification d'un tel choix est donnée par le tableau 4.4. On constate en effet que le nombre d'événements pour lesquels trois cristaux (ou plus) sont touchés, est très peu important.

On va s'intéresser successivement aux cas où un, puis deux cristaux (d'un même détecteur) sont touchés. Il est important de définir au préalable ce que l'on entend par cristal ou position touchés. Un cristal est considéré comme touché si l'énergie collectée par le signal central correspondant est supérieure à 100 keV (ce seuil dépend légèrement du cristal considéré). Une position est considérée comme touchée si l'énergie recueillie est cette fois-ci supérieure à environ 80 keV .

Configurations correspondant à un cristal touché

La proportion d'événements γ correspondant à un seul cristal touché est la plus importante : elle représente près de 85% des cas pour le ^{70}Zn et plus de 75% des cas pour le ^{68}Ni (cf TAB. 4.4).

On comptabilise le nombre de positions touchées : les proportions obtenues dans ce cas sont données dans le tableau TAB. 4.5.

Cas où un cristal est touché							
Aucune position (%)		Une position (%)		Deux positions (%)		Plus de deux positions (%)	
^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni
17.3	12.8	68.3	63.6	12.6	18.5	1.8	5.1

TAB. 4.5: Nombre de positions touchées lorsqu'un seul cristal est activé (pour les noyaux de ^{70}Zn et de ^{68}Ni).

Si une seule position est touchée (ce qui représente la majorité des cas), il est très simple de déduire l'angle où a été détecté le photon (c'est-à-dire l'angle qu'on va utiliser dans la correction Doppler). Dans le cas où deux positions sont touchées, on exige que celles-ci appartiennent au cristal en question (par exemple si le cristal A est touché : $P1$ et

$P2 \Rightarrow OK$, $P1$ et $P4 \Rightarrow OK$, $P1$ et $P8 \Rightarrow \text{OK}$) (cf FIG. 4.23). Ceci permet de tenir compte des événements constitués d'une diffusion Compton suivie d'un effet photoélectrique (dans deux segments différents d'un même cristal). On reconstruit ensuite l'angle de détection à l'aide d'une moyenne pondérée sur les signaux énergie de chacune des deux positions impliquées.

De façon plus formelle, l'angle effectivement employé lors de la correction Doppler, est déterminé ainsi :

- ◇ une position valide touchée :

$$\theta_{Dopp} = \theta_{position}$$

- ◇ deux positions valides touchées :

$$\theta_{Dopp} = \frac{\theta_{position 1} E_{\gamma,1} + \theta_{position 2} E_{\gamma,2}}{E_{\gamma,1} + E_{\gamma,2}}$$

où $E_{\gamma,i}$ est l'énergie détectée par la position i .

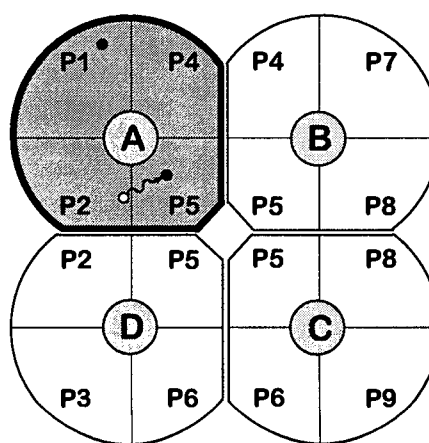


FIG. 4.23: Cas d'un segment touché; $\circ \rightsquigarrow$ symbolise une diffusion Compton et \bullet symbolise un effet photoélectrique.

Configurations correspondant à deux cristaux touchés

On considère maintenant la situation où deux cristaux sont touchés. L'énergie du photon n'est, dans ce cas, plus entièrement récupérée par un signal central; on fait donc intervenir la technique du « add-back », présentée précédemment. Ces événements représentent presque 15% des cas pour le ^{70}Zn et presque 20% pour le ^{68}Ni (cf TAB. 4.4).

Cas où deux cristaux sont touchés							
Aucune position (%)		Une position (%)		Deux positions (%)		Plus de deux positions (%)	
^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni	^{70}Zn	^{68}Ni
7.1	2.2	33.6	25.4	43.6	52.6	15.7	19.8

TAB. 4.6: Nombre de positions touchées lorsque deux cristaux sont activés (pour les noyaux de ^{70}Zn et de ^{68}Ni).

La marche à suivre est identique à ce qui se passe pour les configurations où une position est touchée. On comptabilise à nouveau le nombre de signaux positions qui collectent une énergie (cf TAB. 4.6). Si un des cristaux possède une ou deux positions conformes (c'est-à-dire appartenant à un des deux cristaux) (cf FIG. 4.24), on valide l'événement et on somme les énergies des deux cristaux. Pour ce qui est de l'angle de détection, on applique à nouveau une moyenne pondérée soit sur les signaux énergie des deux centraux, soit sur les signaux énergie des deux positions.

Plus précisément, supposons que deux cristaux A et B et deux positions λ et κ sont activées, l'énergie corrigée de l'effet Doppler s'écrit :

$$E = \frac{1 - \beta \cos(\theta_{Dopp})}{\sqrt{1 - \beta^2}} (E_{\gamma,A} + E_{\gamma,B})$$

où θ_{Dopp} est égal soit à

$$\frac{\theta_{position \lambda} E_{\gamma,A} + \theta_{position \kappa} E_{\gamma,B}}{E_{\gamma,A} + E_{\gamma,B}},$$

soit à

$$\frac{\theta_{position \lambda} E_{\gamma,\lambda} + \theta_{position \kappa} E_{\gamma,\kappa}}{E_{\gamma,\lambda} + E_{\gamma,\kappa}}$$

suivant le cas considéré.

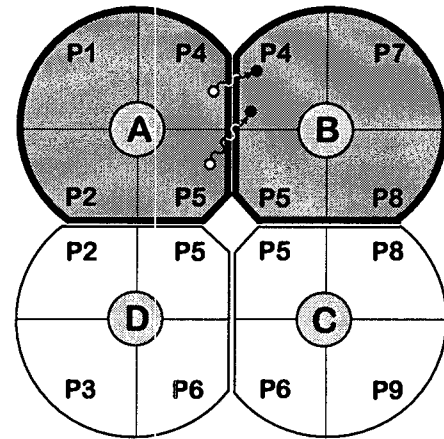


FIG. 4.24: Cas de deux segments touchés (cf FIG. 4.23 pour la légende).

On peut ainsi obtenir l'énergie totale déposée (somme de deux signaux énergies collectées), tout en gardant une précision relativement bonne sur l'angle d'émission du photon de désexcitation.

4.5.3 Détermination des probabilités de transition réduites lors de l'excitation coulombienne

Comme précédemment, la section efficace d'excitation coulombienne s'exprime de la façon suivante :

$$\sigma_{E2} = \frac{N_{\gamma}^{coul\ ex}}{\mathcal{N}_F \mathcal{N}_C}$$

où $N_{\gamma}^{coul\ ex}$ est le nombre de photons de désexcitation successifs à l'excitation coulombienne, \mathcal{N}_F est le nombre d'ions incidents (pénétrant dans la cible secondaire) et \mathcal{N}_C est le nombre de noyaux contenus dans la cible par unité de surface.

Nombre d'ions incidents

Le comptage des ions est assuré par les jonctions silicium et par le scintillateur plastique. Les chiffres sont donnés dans le tableau 4.7.

isotope	production	nombre d'ions implantés	nombre d'ions implantés dans leur état 0_1^+
^{70}Zn	<i>LISE</i>	$0.15 \cdot 10^9$	$0.15 \cdot 10^9$
^{68}Ni	<i>LISE</i>	$0.36 \cdot 10^9$	$0.30 \cdot 10^9$
^{68}Ni	<i>SISSI</i>	$2.01 \cdot 10^9$	$1.65 \cdot 10^9$
^{66}Ni	<i>SISSI</i>	$0.94 \cdot 10^9$	$0.94 \cdot 10^9$

TAB. 4.7: Statistique ions lourds.

On se rend compte que grâce à la nette amélioration des taux de production d'une part, et au temps plus important de prise de données d'autre part, le nombre de ^{68}Ni implantés a été multiplié par 4000 par rapport à ce que nous avons obtenu lors de la précédente expérience.

Nombres de photons de désexcitation

Le nombre de photons de désexcitation $N_{\gamma}^{coul\ ex}$ est égal au nombre de photons observés par l'ensemble des quatre détecteurs germanium segmentés, corrigé de l'efficacité de détection.

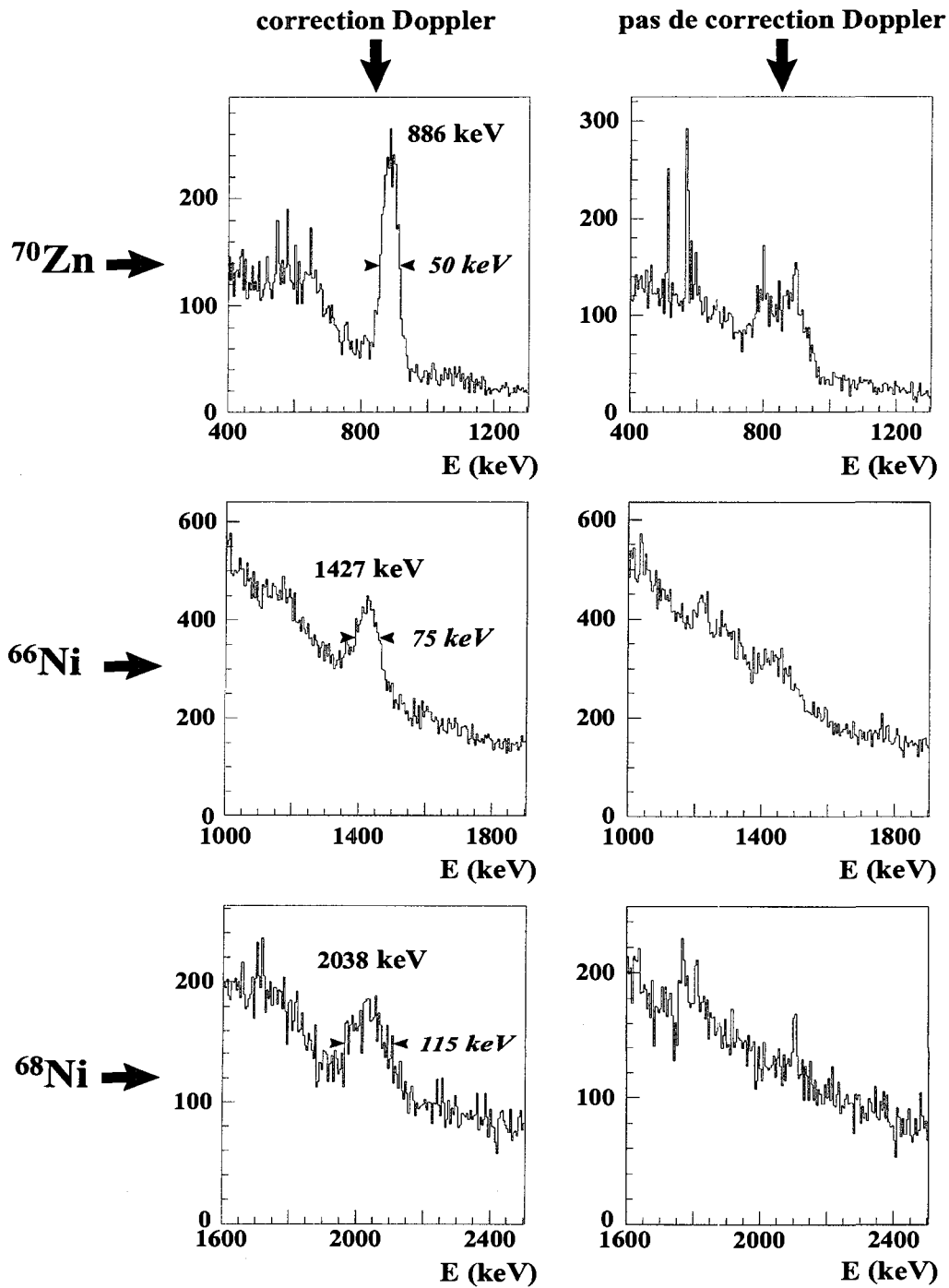


FIG. 4.25: Spectres en énergie avec et sans correction Doppler, pour le ^{70}Zn , le ^{66}Ni et le ^{68}Ni .

L'identification des ions d'intérêt est assurée par les jonctions silicium et le plastique (cf 4.3.1). Une contrainte supplémentaire sur la matrice $\Delta E - E$, obtenue au moyen des deux jonctions, permet de ne conserver que la partie non fragmentée du projectile (cette sélection est identique à celle qui est présentée au 3.3.1). Une contrainte sur la durée de temps entre les détections de l'ion et du γ de désexcitation est également nécessaire, pour ne sélectionner que les événements prompts avec l'interaction dans la cible. Cependant, si on compare les spectres en temps obtenus précédemment (FIG. 3.17) et lors de cette expérience (FIG. 4.17), on a déjà remarqué que, d'une part, la résolution est bien moins bonne, et, d'autre part, le bruit de fond provenant de la radioactivité intrinsèque est nettement plus faible. Tout ceci fait que cette contrainte sur le temps est beaucoup moins critique qu'elle ne l'était auparavant.

Les spectres en énergie obtenus, corrigés et non corrigés de l'effet Doppler, sont représentés sur la figure 4.25, pour les noyaux de ^{70}Zn , de ^{66}Ni et de ^{68}Ni (avec une production au niveau de *SISSI*). Ils correspondent à une identification par les jonctions silicium. Tous ces spectres ont une compression de $5\text{ keV}/\text{canal}$.

Le pic correspondant à la désexcitation de l'état 2^+ vers l'état 0^+ est visible sur tous les spectres corrigés de l'effet Doppler. Sans cette correction, le pic du ^{70}Zn se résume à une structure large et mal définie ; celui du ^{66}Ni est à peine séparable du bruit de fond. Quant au spectre non corrigé du ^{68}Ni , il ne présente aucune structure notable. On voit donc tout l'intérêt de la segmentation des cristaux de germanium qui est, dans le cas précis de la désexcitation du ^{68}Ni , indispensable.

Si l'on s'intéresse maintenant aux photons détectés en coïncidence avec une identification dans le plastique, on constate que la statistique est tout à fait négligeable. Le résultat est illustré sur la figure 4.26. Les spectres grisés sont associés à un événement « plastique » ; ils sont à comparer aux spectres sans couleur, associés à un événement « silicium » (identiques aux spectres de la figure 4.25). Dans aucun des cas, la statistique disponible ne nous permet de mettre en évidence la transition $2^+ \rightarrow 0^+$. Ceci confirme que la section efficace de diffusion inélastique, associée à un photon, est très faible aux petits angles (cf FIG. 2.3). Les noyaux peu défléchis interagissent presque exclusivement par diffusion élastique.

La figure 4.27 présente les spectres corrigé ^{a)} et non corrigé ^{b)} de l'effet Doppler, dans le cas précis du ^{68}Ni . On reconnaît sur la figure 4.27 ^{b)} la transition $3^- \rightarrow 0^+$ à 2.614 MeV du ^{208}Pb . Elle est la signature de l'excitation coulombienne de la cible. Lorsqu'un noyau projectile de ^{68}Ni rencontre un noyau cible de ^{208}Pb , il est en effet tout à fait possible que la cible, en parallèle ou non avec une excitation du projectile, soit excitée de manière coulombienne.

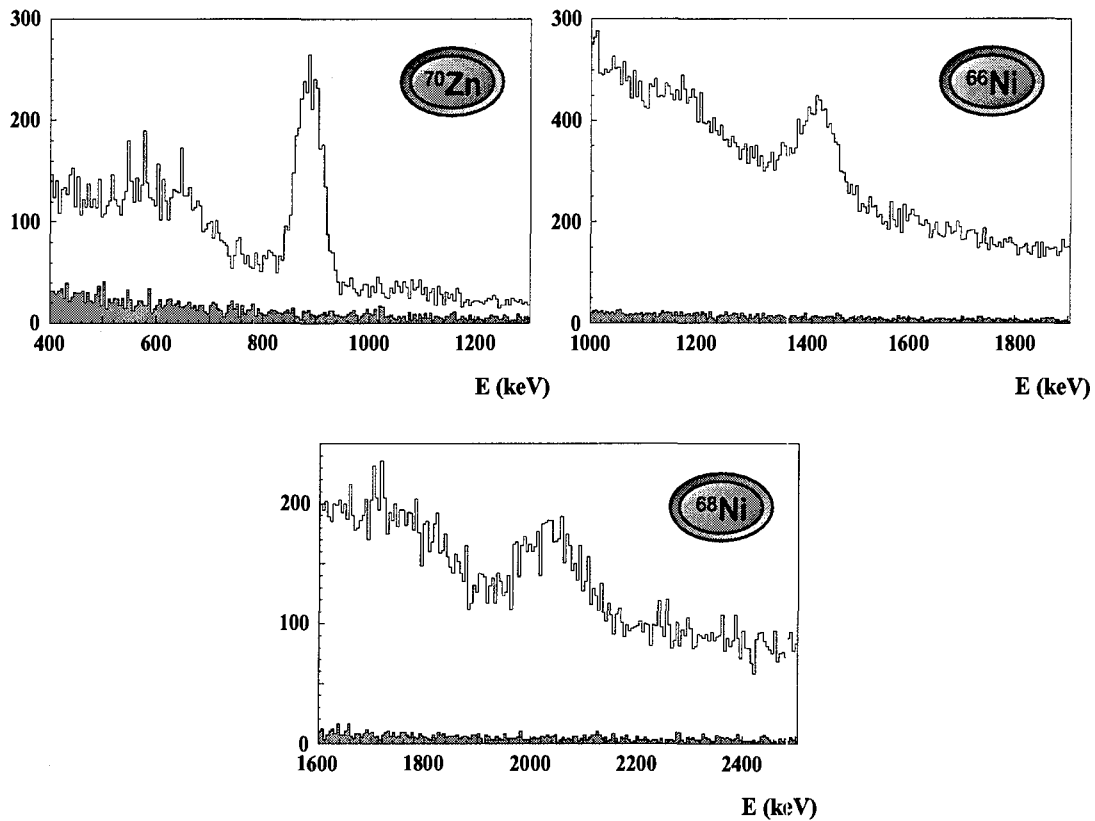


FIG. 4.26: Spectres en énergie (avec correction Doppler) associés à une identification des ions lourds dans le plastique (zone grisée) ou dans les jonctions silicium (zone blanche).

Sur la figure 4.27 ^{a)}, on observe quatre pics espacés deux à deux de façon approximativement constante. Ils correspondent à des énergies respectives de 2510, 2631, 2791 et 2926 keV. Leur origine est claire, ils sont dus à l'application de la correction Doppler sur le pic à 2.614 MeV du ^{208}Pb . En effet, la désexcitation du ^{208}Pb , depuis son état excité 3^- jusqu'à l'état fondamental, a lieu à l'arrêt, contrairement à la désexcitation du ^{68}Ni . Relativement à cette raie, on applique donc une correction Doppler qui n'a pas lieu d'être. Etant donné que nous avons défini quatre couronnes, et quatre angles correspondant, on retrouve le pic du ^{208}Pb divisé en quatre composantes distinctes :

$$\text{couronne 1} \rightarrow \theta_1 = 105.6^\circ \Rightarrow E_{\text{observée}} = 2510 \text{ keV}$$

$$\text{couronne 2} \rightarrow \theta_2 = 95.1^\circ \Rightarrow E_{\text{observée}} = 2631 \text{ keV}$$

$$\text{couronne 3} \rightarrow \theta_3 = 82.9^\circ \Rightarrow E_{\text{observée}} = 2791 \text{ keV}$$

$$\text{couronne 4} \rightarrow \theta_4 = 73.8^\circ \Rightarrow E_{\text{observée}} = 2926 \text{ keV}$$

On peut remarquer que la somme des quatre pics est inférieure à la statistique totale dans le pic obtenu sans correction Doppler. L'explication est simple : on a assigné, à un

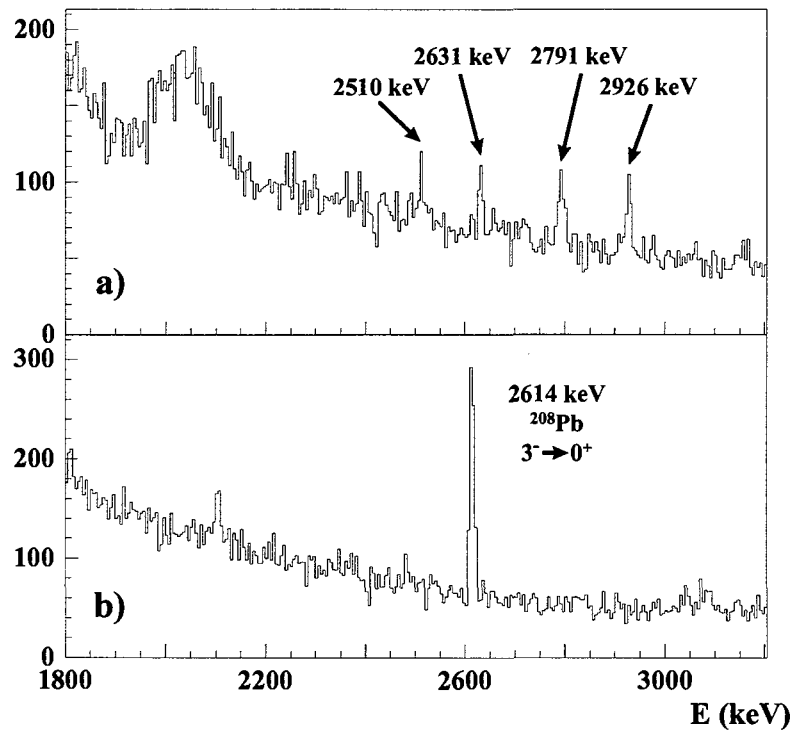


FIG. 4.27: Spectres en énergie avec et sans correction Doppler, pour le ^{68}Ni : effet de la segmentation sur la raie du ^{208}Pb .

certain nombre de photons détectés, un angle déterminé par une moyenne pondérée sur deux signaux énergie ; celui-ci est donc différent des quatre angles définis pour chacune des couronnes.

Pour déterminer parfaitement le nombre $N_{\gamma}^{\text{coul}^{\text{ex}}}$ de photons de désexcitation, il faut connaître le plus correctement possible l'efficacité de détection du dispositif constitué par les quatre germanium clover segmentés. Ceci suppose donc que l'on a mesuré l'efficacité grâce à une source de calibration (cf 4.3.4). Mais la différence entre l'émission de photons par une source de calibration et l'émission de photons de désexcitation (correspondant à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$) est double : premièrement, l'émission de la source est isotrope, alors que l'émission successive à une excitation coulombienne dépend du peuplement des sous-états magnétiques (dans notre cas, un rayonnement de type $E2$) ; deuxièmement, la source de calibration est toujours au repos, alors que les noyaux émetteurs, qui subissent une excitation coulombienne, ont une vitesse importante. Ceci a pour conséquence de sensiblement modifier la répartition spatiale des photons émis, ce qui entraîne une nécessaire correction de l'efficacité réelle de détection. La figure 4.28 résume la situation en représentant, pour chacun des noyaux étudiés, l'intensité du rayonnement émis selon trois

configurations distinctes :

- cas d'une source : émission isotrope et vitesse nulle (référentiel du laboratoire)
- cas d'une désexcitation $2^+ \rightarrow 0^+$: émission de type $E2$ et vitesse nulle (référentiel du projectile)
- cas d'une désexcitation $2^+ \rightarrow 0^+$: émission de type $E2$ et vitesse non nulle (référentiel du laboratoire)

Pour chacun des cas, deux représentations : cartésienne et polaire, sont utilisées.

isotope	efficacité corrigée
^{70}Zn	$\varepsilon'_\gamma = 1.26 \times \varepsilon_\gamma$
^{66}Ni	$\varepsilon'_\gamma = 1.16 \times \varepsilon_\gamma$
^{68}Ni	$\varepsilon'_\gamma = 1.07 \times \varepsilon_\gamma$

TAB. 4.8: Correction de l'efficacité en fonction du noyau.

Les plages angulaires grisées sur la figure 4.28 représentent la zone couverte par les détecteurs germanium. On détermine donc une efficacité globale, en multipliant l'efficacité source, par un facteur qui dépend du noyau considéré (cf TAB. 4.8).

On constate que la structure des émissions 2^+ est relativement différente suivant le noyau que l'on considère, ce qui veut dire que la correction que l'on doit appliquer sur l'efficacité de détection est très dépendante du noyau. L'allure relativement différente de ces distributions est principalement due à la valeur de l'énergie 2^+ dans les trois isotopes considérés ($2033 \text{ keV} \gg 1425 \text{ keV} \gg 885 \text{ keV}$). Ceci est une justification de l'absence de cette correction concernant les données de la première expérience : en effet, on s'est seulement intéressé à des probabilités de transition réduites relatives, pour des noyaux dont l'énergie du premier état 2^+ était du même ordre de grandeur. Les deux corrections, sensiblement égales au numérateur et au dénominateur, se compensent donc.

isotope	$N_\gamma^{\text{détecté}}$	ε'_γ	$N_\gamma^{\text{coulées}}$
^{70}Zn	2790(130)	6.1%	45740(2100)
^{66}Ni	4770(200)	4.5%	106000(4400)
^{68}Ni	2690(200)	3.7%	72700(5400)

TAB. 4.9: Nombre de photons de désexcitation.

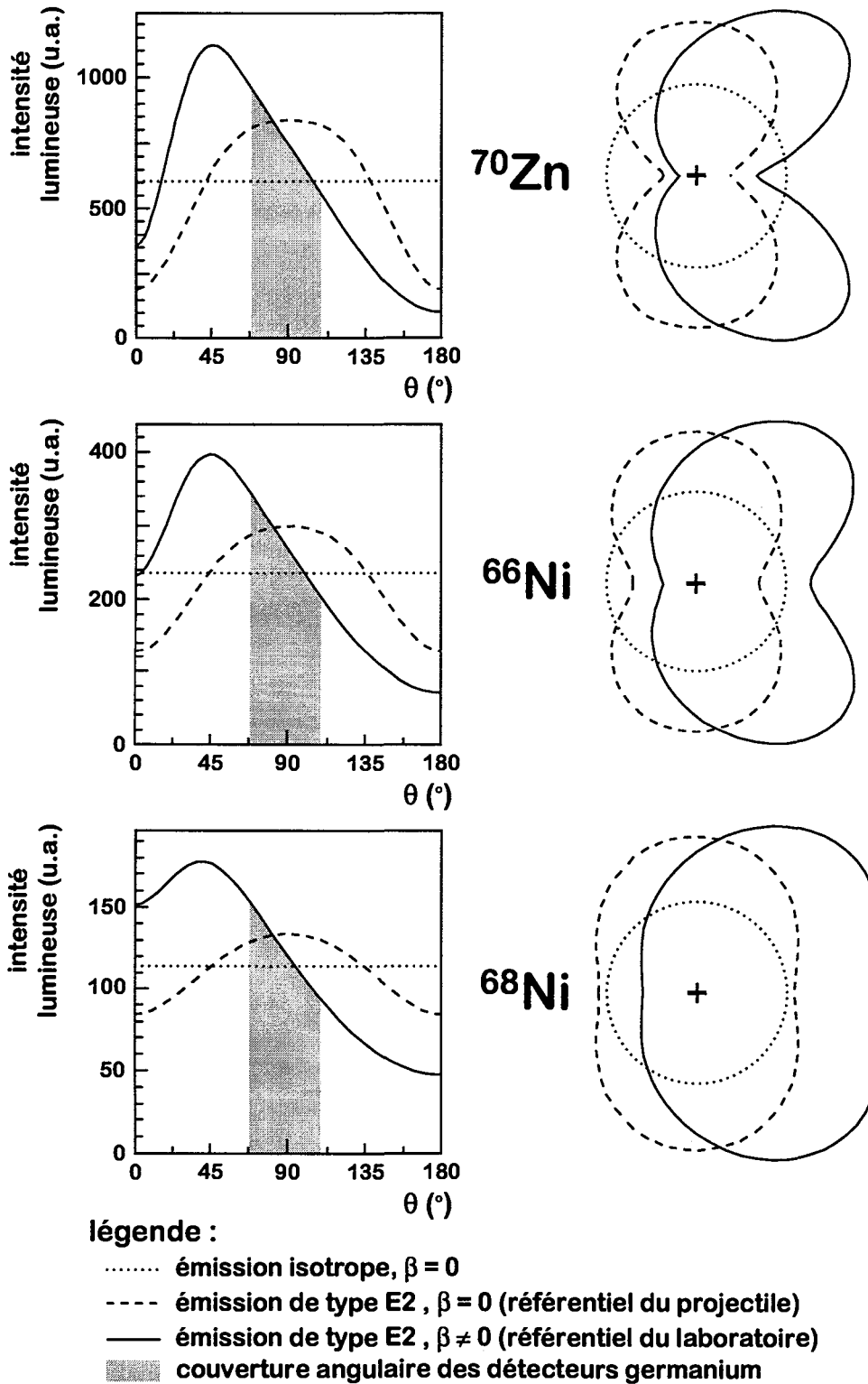


FIG. 4.28: Distribution angulaire (en représentation cartésienne et polaire) pour différents cas (cf légende et texte).

Le nombre de photons de désexcitation finalement obtenus est présenté dans le tableau 4.9.

Il y a un autre point sur lequel on doit s'attarder pour compléter cette étude. En effet, nous avons pris en compte certaines configurations (centraux-positions) dans les « clovers » segmentés, et nous en avons rejeté d'autres. On doit donc se poser la question de savoir si on n'a pas involontairement, lors du traitement des données γ , éliminé artificiellement des événements correspondants à de l'excitation coulombienne. Pour pouvoir répondre, on doit comptabiliser les configurations rejetées par rapport à celles qui sont acceptées. On doit, de plus, effectuer ce travail pour chacune des énergies 2^+ des noyaux étudiés, étant donné que l'éventuelle importance du rejet peut dépendre de l'énergie.

Les résultats sont les suivants : en ce qui concerne des photons dont l'énergie est proche de 885 keV (^{70}Zn), le taux de rejet est de l'ordre de 15% ; ceux autour de 1425 keV (^{66}Ni), ont un taux de rejet de l'ordre de 16% ; enfin, ceux autour de 2033 keV (^{68}Ni), ont un taux de rejet de l'ordre de 19%.

On constate que ces valeurs sont loin d'être négligeables. Les corrections qu'elles apportent sont prises en compte dans la suite, que ce soit pour la détermination des $B(E2)$ absolus, aussi bien que pour celle des $B(E2)$ relatifs.

Détermination d'un $B(E2)$ relatif

Le noyau de référence est cette fois-ci le ^{70}Zn . Son $B(E2)$ vaut $1600(140)\text{ e}^2\text{fm}^4$ [Stel62]. Comme précédemment, on va déterminer les probabilités de transition réduite inconnues, pour les noyaux de ^{66}Ni et de ^{68}Ni , en utilisant la formule suivante :

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, X) = B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, ^{70}\text{Zn}) \frac{N_{\gamma}^{\text{coul ex}}(X) \mathcal{N}_F(^{70}\text{Zn})}{N_{\gamma}^{\text{coul ex}}(^{70}\text{Zn}) \mathcal{N}_F(X)}$$

où $\mathcal{N}_F(X)$ correspond à la troisième colonne du tableau 4.7.

Cette formule est identique à celle utilisée au paragraphe 3.6. On observe dans le tableau 4.2 que les noyaux produits ou transmis n'ont pas la même énergie, et donc pas la même vitesse, au moment d'émettre un photon de désexcitation. De façon plus générale, ces noyaux ne possèdent pas rigoureusement la même trajectoire (si on se réfère à une représentation semi-classique de l'excitation coulombienne). C'est cette légère différence qui rend l'égalité suivante approximative :

$$\frac{\sigma_{E2}(^{68}\text{Ni})}{\sigma_{E2}(^{70}\text{Zn})} \simeq \frac{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, ^{68}\text{Ni})}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, ^{70}\text{Zn})}$$

Cette différence de trajectoire est fonction de la vitesse incidente du fragment à l'intérieure de la cible de plomb, mais aussi de la charge, de la masse ainsi que de l'énergie d'excitation

$E(2^+)$; elle induit une correction sur les $B(E2)$ relatifs qu'il est nécessaire de déterminer. Négligeable dans la première expérience, concernant les noyaux de ^{72}Zn et ^{70}Zn (par rapport au ^{76}Ge), et dans la seconde expérience pour le ^{66}Ni (par rapport au ^{70}Zn), elle est estimée à 3% dans le cas du ^{68}Ni (par rapport au ^{70}Zn) [Kien99].

Les valeurs finalement calculées sont données dans le tableau 4.10.

isotope	$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)(e^2 fm^4)$
^{66}Ni	650(90)
^{68}Ni	290(60)

TAB. 4.10: Probabilités de transition réduites, en prenant comme référence le ^{70}Zn ($B(E2) = 1600(140) e^2 fm^4$).

Incertitude sur le $B(E2)$

Comme lors de la première expérience, les incertitudes sur la valeur du $B(E2)$ sont causées par l'erreur statistique concernant le nombre de coups dans le pic de décroissance $2^+ \rightarrow 0^+$ et par l'erreur sur les facteurs de l'ajustement de la calibration en efficacité. A noter que l'incertitude sur le $B(E2)$ de référence (ici le ^{70}Zn), est nettement plus élevée que celle sur le $B(E2)$ de référence précédemment utilisé (le ^{76}Ge): près de 10% pour le ^{70}Zn contre 3% pour le ^{76}Ge .

On arrive finalement à une incertitude globale de 15% dans le cas du ^{68}Ni (soit $\simeq 60 e^2 fm^4$) et 13% dans le cas du ^{66}Ni (soit $\simeq 90 e^2 fm^4$).

Utilisation de la raie du ^{208}Pb

On a constaté la présence de la raie d'énergie 2614 keV, qui a pour origine l'excitation du ^{208}Pb de la cible (cf FIG. 4.27). L'intensité de cette raie dépend de la probabilité de transition $B(E3; 0^+ \rightarrow 3^-)$ du ^{208}Pb , mais aussi du nombre de fragments incidents. Le rapport entre le nombre d'ions incidents de deux isotopes donnés est donc directement proportionnel au rapport d'intensité de la raie à 2614 keV, dans le spectre en énergie, non corrigé de l'effet Doppler, de chacun des noyaux considéré. On peut ainsi déterminer une valeur relative du $B(E2)$, indépendamment du nombre d'ions incidents de la façon suivante :

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, X) = B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, ^{70}\text{Zn}) \frac{N_{\gamma}^{\text{coulex}}(X)}{N_{\gamma}^{\text{coulex}}(^{70}\text{Zn})} \frac{N_{\gamma, ^{70}\text{Zn}}(^{208}\text{Pb})}{N_{\gamma, X}(^{208}\text{Pb})} \mathcal{F}_{act} \mathcal{F}_{isom}$$

où $N_{\gamma, {}^{70}\text{Zn}}({}^{208}\text{Pb})$ et $N_{\gamma, X}({}^{208}\text{Pb})$ représente le nombre de photons détectés dans le pic du ${}^{208}\text{Pb}$ avec un faisceau incident respectivement de ${}^{70}\text{Zn}$ et de X (${}^{66}\text{Ni}$ ou ${}^{68}\text{Ni}$). $\mathcal{F}act$ est un facteur correctif qu'il est nécessaire d'introduire pour tenir compte du fait que le noyau de ${}^{70}\text{Zn}$ excite plus aisément la cible de ${}^{208}\text{Pb}$, que ne peut le faire le noyau de ${}^{68}\text{Ni}$. Il vaut 9/11 [Kien99]. Dans le cas du ${}^{68}\text{Ni}$, il faut retirer les 13% du taux isomérique de l'état 5^- , d'où un facteur $\mathcal{F}isom$ égal à 1.22.

isotope	$N_{\gamma, X}({}^{208}\text{Pb})$	$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)(e^2 fm^4)$
${}^{70}\text{Zn}$	112(11)	
${}^{66}\text{Ni}$	537(30)	630(110)
${}^{68}\text{Ni}$	970(40)	305(70)

TAB. 4.11: Nombre de photons de désexcitation $3^- \rightarrow 0^+$ (raie de 2614 keV).

On comptabilise $N_{\gamma, {}^{70}\text{Zn}}({}^{208}\text{Pb})$, $N_{\gamma, {}^{66}\text{Ni}}({}^{208}\text{Pb})$ et $N_{\gamma, {}^{68}\text{Ni}}({}^{208}\text{Pb})$ (cf 4.11) ; on en déduit les probabilités de transition suivantes : $B(E2, {}^{66}\text{Ni}) = 630(110) e^2 fm^4$ et $B(E2, {}^{68}\text{Ni}) = 305(70) e^2 fm^4$. Ces valeurs sont cohérentes avec celles déterminées précédemment. Les incertitudes sont ici plus élevées, étant donné que les barres d'erreur sur le nombre de photons dans le pic du ${}^{208}\text{Pb}$ sont plus importantes que sur le nombre d'ions incidents. Ceci est particulièrement vrai dans le cas du ${}^{70}\text{Zn}$ pour lequel la statistique est relativement faible (la prise de données sur ce noyau a été courte durant l'expérience, puisque son $B(E2)$ était connu et élevé). Néanmoins, cette méthode s'avère être un moyen simple pour déterminer un $B(E2)$ (c'est d'ailleurs de cette façon qu'on a calculé les premières valeurs).

Discussion

Soutes les informations collectées lors des deux expériences d'excitation coulombienne, notamment les probabilités de transition réduites, vont nous permettre de mieux appréhender l'importance de la fermeture de sous-couche à $N = 40$. On va, pour cela, replacer les valeurs expérimentales dans un contexte plus général.

5.1 Présence d'un gap sphérique à $N = 40$

Grâce aux $B(E2)$ des noyaux de ^{66}Ni et ^{68}Ni , on peut maintenant compléter la figure 1.17 qui décrivait l'évolution des probabilités de transition réduites, en fonction de N , pour les noyaux de Ni . On peut y ajouter les données concernant les isotopes de Zn et Ge , dans la même région de masse, en y incluant le $B(E2)$ du ^{72}Zn que nous avons déterminé lors de la première expérience. Les trois valeurs mesurées au cours de ces deux expériences sont grisées (cf FIG. 5.1). On a également représenté l'évolution des énergies 2^+ , car, nous l'avons vu, ces deux quantités sont intimement corrélées.

Si l'on se focalise sur les isotopes de Ni , on observe une très nette diminution du $B(E2)$ aux abords de $N = 40$. Déjà visible pour le ^{66}Ni , cette baisse est amplifiée pour le ^{68}Ni . La valeur correspondante, $290 e^2 fm^4$, est la plus faible des isotopes de Ni . Elle est notamment inférieure à la valeur du ^{56}Ni (noyau doublement magique $Z = N = 28$), qui vaut $600(120) e^2 fm^4$ [Krau94] (mesure de diffusion inélastique $^{56}\text{Ni} + p$). Cette mesure a été récemment confirmée par excitation coulombienne du ^{56}Ni [Yana98]; la probabilité de transition réduite obtenue est égale à $580(70) e^2 fm^4$.

Il est habituel, et utile, d'exprimer ces probabilités de transition en unités Weisskopf. Cette unité considère le déplacement d'un seul nucléon; elle ne fait donc pas intervenir

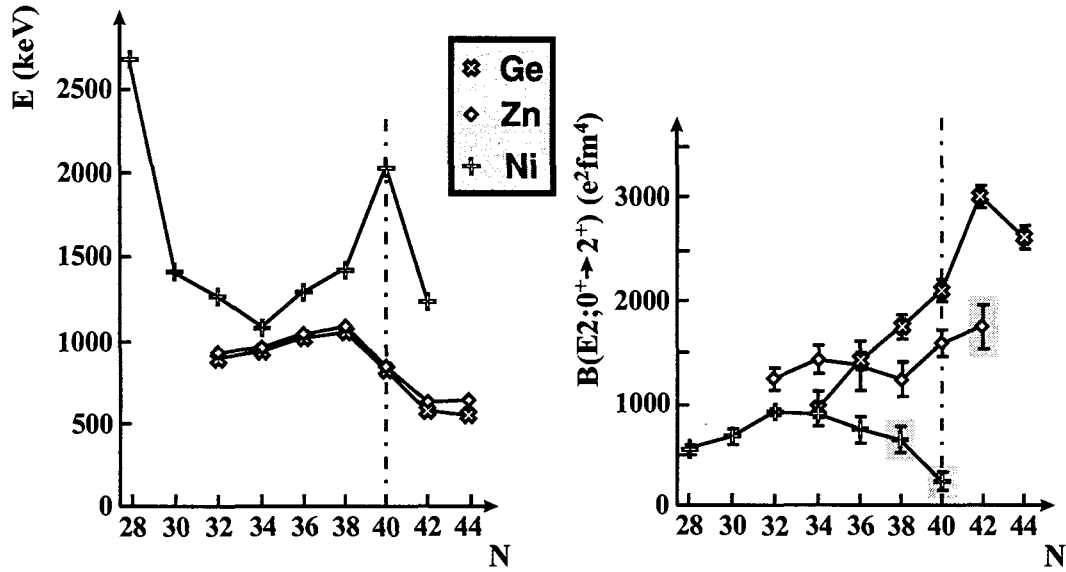


FIG. 5.1: Evolution de l'énergie 2^+ et de la probabilité de transition réduite, incluant les mesures obtenues.

d'effet collectif. Pour une transition de type $E2$, la conversion s'effectue ainsi :

$$B(E2, u.W.) = 0.297 A^{4/3} e^2 fm^4$$

Pour les noyaux de ^{56}Ni , ^{66}Ni et ^{68}Ni , on obtient :

$$B(E2, u.W.) ^{56}Ni = 63.6 e^2 fm^4$$

$$B(E2, u.W.) ^{66}Ni = 79.2 e^2 fm^4$$

$$B(E2, u.W.) ^{68}Ni = 82.4 e^2 fm^4$$

ce qui donne :

$$B(E2) ^{56}Ni = 10(2) u.W.$$

$$B(E2) ^{66}Ni = 7.9(8) u.W.$$

$$B(E2) ^{68}Ni = 3.5(7) u.W.$$

On remarque qu'en unité Weisskopf, la probabilité de transition du ^{56}Ni est plus de trois fois supérieure à celle du ^{68}Ni .

isotope	^{16}O	^{40}Ca	^{48}Ca	^{56}Ni	^{68}Ni	^{208}Pb
$B(E2, u.W.)$	3.3(3)	2.4(4)	1.6(5)	10(2)	3.5(7)	7.9(8)

TAB. 5.1: Probabilité de transition réduite de noyaux doublement magiques.

Le tableau 5.1 permet d'effectuer une comparaison entre les probabilités de transition réduites des deux isotopes « magiques » de Nickel avec quelques noyaux doublement magiques, en unité Weisskopf. On observe qu'à l'exception du noyau de ^{208}Pb , qu'on peut exclure étant donné sa masse bien plus élevée, les noyaux considérés comme doublement magiques ont une probabilité inférieure à 5. Il apparaît clairement que le ^{68}Ni répond à cette exigence, au contraire du ^{56}Ni . Cette valeur élevée du $B(E2)$ du ^{56}Ni peut s'expliquer par la présence d'une bande superdéformée à basse énergie [Rudo99]. Cela entraîne un possible mélange des fonctions d'onde : les états sphériques pourraient contenir une petite composante déformée, ce qui induit une augmentation du $B(E2)$. Une telle hypothèse est rejetée par des calculs récents : l'état sphérique 0_1^+ ne contient aucune composante de l'état déformé 0_2^+ [Caur00].

Par ailleurs, la structure de la fermeture de couches à 28 nucléons a été étudiée dans le cadre du modèle en couches avec calculs Monte-Carlo [Otsu98][Misu99] : seule la moitié de la fonction d'onde de l'état fondamental du ^{56}Ni est celle attendue dans le cas des deux couches fermées $N = Z = 28$. Dans l'autre partie de la fonction d'onde, plusieurs nucléons sont excités, depuis la couche $f_{7/2}$ vers les autres couches fp situées au-dessus de 28. La même étude effectuée sur le ^{48}Ca montre qu'alors les deux fermetures $Z = 20$ et $N = 28$ sont beaucoup plus effectives puisque 86% de la fonction d'onde correspond à la configuration $(\pi sd)^{12}(\nu f_{7/2})^8$. Ainsi, le fait d'avoir le même nombre de neutrons et de protons implique une brisure des deux fermetures de couches $N = Z = 28$ beaucoup plus importante que dans le cas où les nombres de nucléons sont différents : on en arrive alors à invoquer les fortes corrélations neutron-proton attendues dans les noyaux $N = Z$.

Si on regarde à nouveau la figure 5.1, on remarque que sur la ligne isotopique des Ni , pour des valeurs de neutrons égales à 32 ou 34, on est en milieu de couche (c'est-à-dire à peu près à mi-chemin entre deux fermetures de couches successives $N = 28$ et $N = 40$). Les valeurs de $B(E2)$ sont plus élevées : $B(E2)^{60}\text{Ni} = 13(1) u.W.$ et $B(E2)^{62}\text{Ni} = 12(1) u.W.$ Dans ce cas, le nombre de trous et de particules disponibles (dans les dernières couches de valence) est important, ce qui augmente le nombre de possibilités d'excitations particule-trou et donc la possibilité de créer des états 2^+ . Ceci se traduit par un $B(E2)$ élevé. A l'opposé, lorsque le nombre de neutrons vaut 40 (tout comme 28), on se situe à une fermeture de couche. L'espacement avec la couche supérieure ($g_{9/2}$) est grand et créer un état 2^+ coûte beaucoup plus d'énergie. La collectivité, et donc le $B(E2)$, sont, dans ce cas, significativement plus bas.

La figure 5.2 offre la possibilité de voir la variation de la probabilité de transition réduite normalisée, sur une large plage de masses.

Finalement, on constate que l'augmentation de l'énergie 2^+ , sur la ligne isotopique

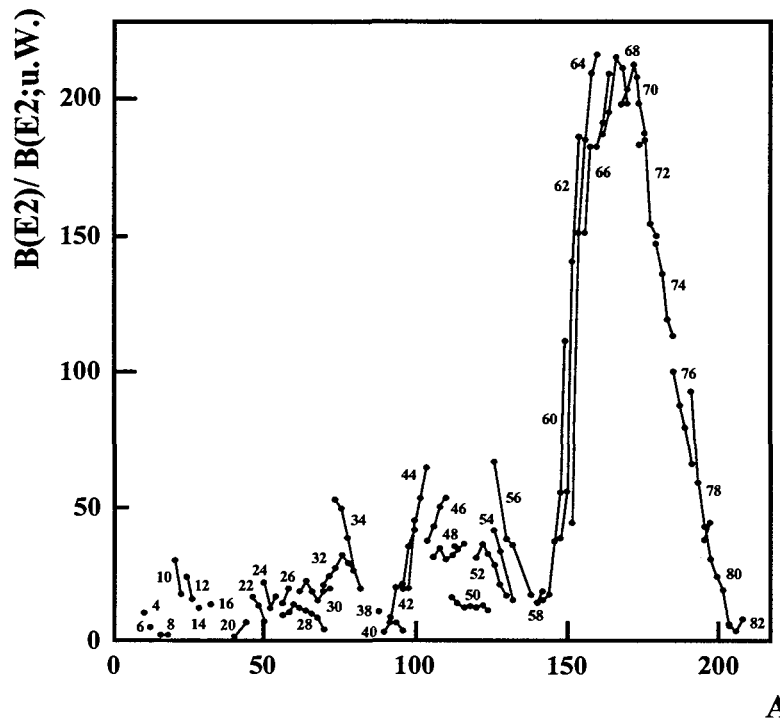


FIG. 5.2: Evolution de la probabilité de transition réduite, en unité Weisskopf (les nombres inscrits correspondent aux numéros atomiques de chaque ligne isotopique).

des Nickels, aux abords de $N = 40$, est associée à une forte diminution du $B(E2)$; ceci indique donc clairement le caractère peu collectif du noyau de ${}^{68}\text{Ni}$, ce qui est un signe fort de la présence d'une fermeture de couche à $N = 40$. D'autre part, on peut préciser à nouveau que le ${}^{68}\text{Ni}$ semble être le plus rigide (le plus magique) des isotopes de Nickel observés.

Contrairement à ce qui se passe pour les isotopes de Ni , le comportement des isotopes de Zn ($Z = 30$) et de Ge ($Z = 32$), on le remarque aisément sur la figure 5.1, est très différent, et ne montre pas de signe de cette fermeture de couche. On reviendra sur ce point par la suite.

5.2 ${}^{68}\text{Ni}$ et ${}^{90}\text{Zr}$: deux noyaux qui se ressemblent

Les deux noyaux de ${}^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$ et de ${}^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$, comme on l'a remarqué précédemment (cf 1.3.2), présentent la particularité d'avoir un état 0^+ comme premier état excité, à la place d'un état 2^+ . L'analogie entre ces deux noyaux va plus loin : ils associent tous les deux 40 nucléons (des neutrons pour le ${}^{68}\text{Ni}$ et des protons pour le ${}^{90}\text{Zr}$) à, respectivement, 28 protons et 50 neutrons, qui sont, tous les deux, des nombres magiques. On dit de ces

noyaux qu'ils sont miroirs de valence. De plus, le ^{68}Ni est le seul noyau associant 40 neutrons à un nombre magique de protons, qui peut être produit (si on exclut le $^{80}\text{Zr}_{40}$ qui est fortement déformé [List87]). On s'attend ainsi à observer, dans la comparaison de ces deux systèmes miroirs de valence, l'existence d'un gap à $N(Z) = 40$, pour un enrichissement neutron (proton) plus ou moins fort.

Le ^{90}Zr est un exemple clair de l'apparition de la fermeture de couche à $Z = 40$ [Ekst92]. L'étude en parallèle de ces deux isotopes se justifie donc dans l'optique de parfaire notre compréhension de l'effet de couche à $N = 40$. Une des premières remarques concerne les schémas de niveaux de ces deux noyaux (cf FIG. 5.3) : l'ordre et l'énergie des niveaux de basse énergie est quasiment identique. La seule différence notable concerne l'énergie de l'état 5^- , situé au-dessus de l'état 2^+ . Cet état de parité négative entière est construit au moyen de deux nucléons sur des orbitales de parité différente. Il correspond probablement, dans un cas comme dans l'autre, à une excitation particule-trou, caractérisée par une configuration $(p_{1/2}^{-1} g_{9/2})$, qui peut donner deux états 4^- et 5^- . En ce qui concerne le ^{90}Zr , l'état 4^- se trouve vraisemblablement à une énergie de 2739 keV [Fire96]. Pour le ^{68}Ni , cet état 4^- vient d'être identifié par décroissance β depuis un état isomérique 3^+ du ^{68}Co , à une énergie de 3542 keV [Muel99].

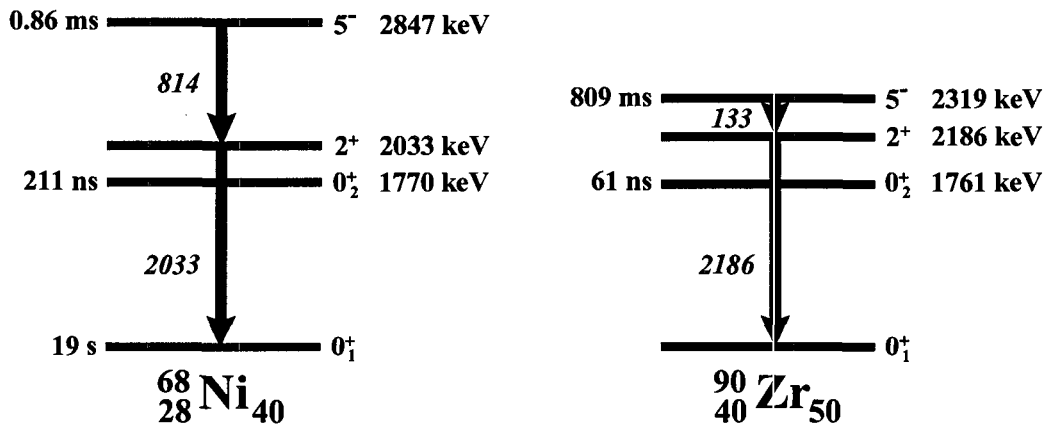


FIG. 5.3: Comparaison entre les schémas de niveaux du ^{68}Ni et du ^{90}Zr .

L'énergie de ce niveau 5^- semble donc un bon indicateur de l'écart en énergie entre les deux sous-couches $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$: en effet, cette énergie $E(5^-)$ correspond à une brisure de paire en $p_{1/2}$ et à la remontée d'un nucléon dans $g_{9/2}$. On peut faire une comparaison entre les valeurs de ce niveau dans les deux noyaux :

$$\Delta E_{5^-} = E(5^-_{^{68}\text{Ni}}) - E(5^-_{^{90}\text{Zr}}) \simeq 530 \text{ keV}$$

Il faut cependant estimer au préalable l'énergie de brisure d'une paire dans un cas comme dans l'autre : une paire de neutrons dans le cas du ^{68}Ni et une paire de protons dans le

cas du ^{90}Zr . Pour cela, on utilise les excès de masse des isotopes voisins du ^{68}Ni et des isotones voisins du ^{90}Zr :

$$E_{\text{brisure } n-n} = \Delta_{69\text{Ni}} + \Delta_{67\text{Ni}} - 2 \times \Delta_{68\text{Ni}} = 2849(7) \text{ keV}$$

$$E_{\text{brisure } p-p} = \Delta_{91\text{Nb}} + \Delta_{89\text{Y}} - 2 \times \Delta_{90\text{Zr}} = 3198(1) \text{ keV}$$

On obtient une différence entre les énergies de brisure égale à $349(1) \text{ keV}$. Cette valeur est assez proche de 530 keV ; ΔE_{5^-} ne caractérise donc pas une augmentation de la rigidité quand on passe de $Z = 40$ (^{90}Zr) à $N = 40$ (^{68}Ni).

On doit faire remarquer que cette dernière analyse est contraire à la discussion du 1.3.2 où on a posé

$$|0_1^+\rangle = a |(p_{1/2})^2\rangle + b |(g_{9/2})^2\rangle,$$

ce qui implique que

$$|5^-\rangle = \{ |(p_{1/2})^2\rangle_{0^+} \rightarrow |(p_{1/2})(g_{9/2})\rangle_{5^-} \} + \{ |(g_{9/2})^2\rangle_{0^+} \rightarrow |(g_{9/2})(p_{1/2})\rangle_{5^-} \}$$

et donc on a un mélange de l'appariement dans $p_{1/2}$ et dans $g_{9/2}$; ceci rendant beaucoup moins pertinente la comparaison entre les états 5^- des noyaux de ^{68}Ni et de ^{90}Zr .

On peut pousser l'analogie entre les deux noyaux miroirs de valence plus loin. La figure 5.4 présente, sur la partie gauche, l'évolution des $B(E2)$ des isotopes $Z = 28$ (noyaux de Nickel), jusqu'à $N = 40$; ainsi que l'évolution des $B(E2)$ des isotones $N = 50$, jusqu'à $Z = 40$. La comparaison n'est en fait pas pertinente en l'état: il est préférable de la représenter en unités Weisskopf. C'est ce qu'on construit sur la partie droite de la figure 5.4. Les valeurs correspondantes sont résumées dans le tableau 5.2, première et deuxième colonne.

Dans un second temps, il est indispensable de tenir compte de la charge. Un facteur Z^2 devrait être introduit si l'on suppose que l'ensemble des protons participent à l'excitation 2^+ . Il est plus vraisemblable de considérer que seule une partie de ces protons jouent un rôle. C'est ce qu'exprime la charge effective. Ce terme a été introduit à l'origine pour expliquer les déviations des moments quadrupolaires électriques expérimentaux, par rapport aux prédictions théoriques [Nils95]. L'excitation coulombienne est un processus purement électromagnétique, ce qui veut dire qu'il ne fait intervenir que les nucléons chargés du noyau, c'est-à-dire les protons. Mais les neutrons ont aussi leur importance: ils agissent indirectement sur la valeur du $B(E2)$ en modifiant le coeur proton du noyau. De façon générale, on illustre cela en disant que le coeur dur (un noyau magique) se polarise en présence d'un ou plusieurs nucléons hors de celui-ci. Il faut donc, en toute rigueur appliquer une nouvelle normalisation sur les probabilités de transition des isotones $N = 50$;

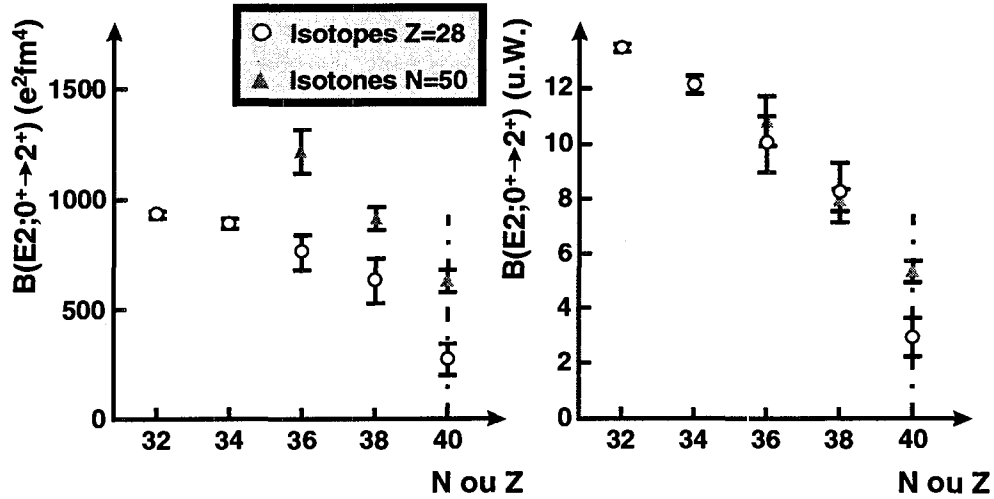


FIG. 5.4: Comparaison des $B(E2)$ non normalisés (à gauche) et normalisés (à droite), des isotopes $Z = 28$ et des isotones $N = 50$.

ce qui s'exprime ainsi [Graw99]:

$$B(E2; N = 50) = \left(\frac{e_p}{e_n} \right)^2 B(E2; Z = 28)$$

où par exemple e_p est la charge effective proton du ^{90}Zr et e_n est la charge effective neutron du ^{68}Ni . Cette relation est une conséquence du fait que $B(E2) \propto Q_o^2$ (où Q_o^2 est le moment quadrupolaire électrique). Grâce aux données du tableau 5.2, on peut remonter à la valeur du facteur $\left(\frac{e_p}{e_n} \right)^2$ expérimental (dans l'hypothèse où les noyaux miroirs de valence ont un comportement identique). Cette grandeur est indiquée dans la troisième colonne de ce même tableau.

isotope	$B(E2)$ ($e^2 fm^4$)	$B(E2)$ (u.W.)	facteur « charge effective » $\left(\frac{e_p}{e_n} \right)^2$
^{68}Ni	290(60)	3.5(7)	1.5(3)
^{90}Zr	630(50)	5.3(4)	
^{66}Ni	650(90)	8.2(1.1)	1.0(1)
^{88}Sr	920(50)	7.9(4)	
^{64}Ni	760(80)	10(1)	1.1(1)
^{86}Kr	1220(100)	10.8(9)	

TAB. 5.2: $B(E2)$ normalisé ou non; carré des rapports de charge effective.

Les probabilités de transition des noyaux de ${}^{84}_{34}\text{Se}_{50}$ et de ${}^{82}_{32}\text{Ge}_{50}$ ne sont pas connues, ce qui ne permet pas de faire de comparaison pour des valeurs en-deçà de $N, Z = 36$. On constate que les noyaux ${}^{64}_{28}\text{Ni}_{36}$ [Andr60] et ${}^{86}_{36}\text{Kr}_{50}$ [Chen81] d'une part, et ${}^{66}_{28}\text{Ni}_{38}$ et ${}^{88}_{38}\text{Sr}_{50}$ [Rama87] d'autre part, ont sensiblement le même $B(E2)$ après normalisation en $A^{4/3}$, ce qui se traduit par un rapport de charges effectives (au carré) très proche de 1.

Le cas du couple ${}^{68}_{28}\text{Ni}_{40} - {}^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$ est différent puisque le facteur vaut 1.5(3). Si l'on en croit les résultats de [Graw94] et [Grzy98], la charge effective proton vaut 1.72, et la charge neutron vaut 1.0. On obtient donc un facteur $\left(\frac{e_p}{e_n}\right)^2$ égal à 2.96, bien supérieur à la valeur que nous avons obtenue à partir des rapports de $B(E2)$.

Le tableau 5.3 donne les valeurs de $B(E2)$ obtenues dans le cadre d'un calcul type « modèle en couches » (OXBASH92 [Graw99]). On constate que le calcul reproduit relativement bien la probabilité de transition du ${}^{68}\text{Ni}$. Par contre, les valeurs correspondant aux noyaux de ${}^{66}\text{Ni}$ et ${}^{64}\text{Ni}$ sont largement sous-estimées. Ceci peut avoir pour origine une troncature inappropriée de l'espace de valence utilisé ; ce qui aurait pour effet de supprimer certains effets de polarisation du coeur.

isotope	${}^{68}\text{Ni}$	${}^{66}\text{Ni}$	${}^{64}\text{Ni}$
$B(E2)_{\text{expérimental}} (e^2 fm^4)$	290(60)	650(90)	760(80)
$B(E2)_{\text{théorique}} (e^2 fm^4)$	300	351	407

TAB. 5.3: Comparaison entre l'expérience et un calcul type « modèle en couches ».

5.3 Un gap très fragile

Une fois établie l'existence de cette fermeture de couche pour 40 neutrons, l'étape suivante consiste à se poser la question de la subsistance de ce gap, dès qu'on ajoute (ou enlève) un ou plusieurs nucléons. Dans le cas d'un gap « rigide », l'addition ou le retrait d'un nucléon n'affecte normalement que peu la structure du noyau coeur. Prenons l'exemple du noyau de ${}^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$. C'est un noyau doublement magique ($Z = 20$ et $N = 28$), caractérisé par une énergie $E(2^+)$ très élevée (3832 keV, cf FIG. 1.4) et une probabilité de transition réduite $B(E2)$ faible ($84 e^2 fm^4$, cf TAB. 5.1).

On considère les deux noyaux voisins ${}^{47}_{20}\text{Ca}_{27}$ et ${}^{49}_{20}\text{Ca}_{29}$, qui correspondent respectivement à un « trou » neutron et à un neutron dans $N = 28$. On veut observer le comportement du nucléon non apparié lorsqu'on regarde les niveaux de basse énergie de ces noyaux (cf FIG. 5.5). En ce qui concerne le ${}^{47}\text{Ca}$, le premier état excité, $3/2^-$, s'interprète comme

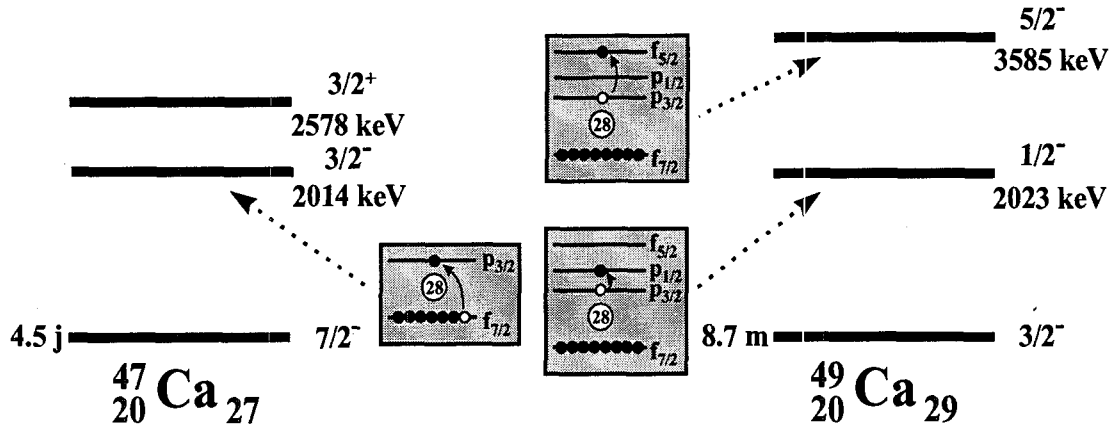


FIG. 5.5: Schémas de niveaux du ^{47}Ca et du ^{49}Ca ; interprétation des niveaux en terme de déplacement de particules.

la migration d'un neutron depuis $f_{7/2}$ vers $p_{3/2}$; il est à une énergie de 2014 keV . Dans ce cas, le noyau n'a pas d'autre choix que de promouvoir un nucléon au-delà du gap $N = 28$. Si on regarde maintenant ce qui se passe pour le noyau de ^{49}Ca et qu'on observe les états de basse énergie, on voit que les deux premiers états à 2023 et 3585 keV correspondent à un déplacement du neutron non apparié au-dessus du gap $N = 28$, depuis l'orbitale $p_{3/2}$ vers respectivement $p_{1/2}$ et $f_{5/2}$. On est ici intéresser seulement par des états caractérisés par la montée d'un nucléon depuis $f_{7/2}$, qui seraient la signature directe d'une polarisation du coeur de ^{48}Ca (c'est-à-dire une cassure du coeur); ils ont donc un spin-parité attendu de $7/2^-$. Si on regarde le schéma de niveau plus complet du ^{49}Ca [Fire96], on s'aperçoit qu'aucun niveau en-dessous de 5 MeV ne correspond à cette assignation.

On en conclut que la fermeture de couche $N = 28$ est visible au-delà du noyau de ^{48}Ca . En d'autre termes, il est très difficile de « casser » ce coeur. Il est, par conséquent, pertinent de considérer, par exemple, le ^{47}Ca comme un coeur de ^{48}Ca plus un « trou » neutron; ou le ^{49}Ca comme un coeur de ^{48}Ca plus un neutron.

Comparons maintenant cela à la situation du ^{68}Ni . On considère ses deux isotopes voisins, à savoir le $^{67}\text{Ni}_{39}$ [Pawl94] et le $^{69}\text{Ni}_{41}$ [Grzy98][Muel99]. Les schémas de niveaux sont illustrés sur la figure 5.6. A chaque niveau est associée une configuration particule-trou en neutrons que l'on représente également.

Le niveau fondamental du ^{67}Ni s'interprète comme un neutron dans la sous-couche $p_{1/2}$. Les niveaux excités de plus basse énergie se prêtent aussi à une justification en termes d'excitations particule-trou. Si on se réfère au niveau $9/2^+$, on peut déduire de la figure 5.6 que son énergie, 1007 keV , est une signature de la différence en énergie entre les deux sous-couches $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$. A partir de là, on estime le gap entre les deux sous-couches $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$

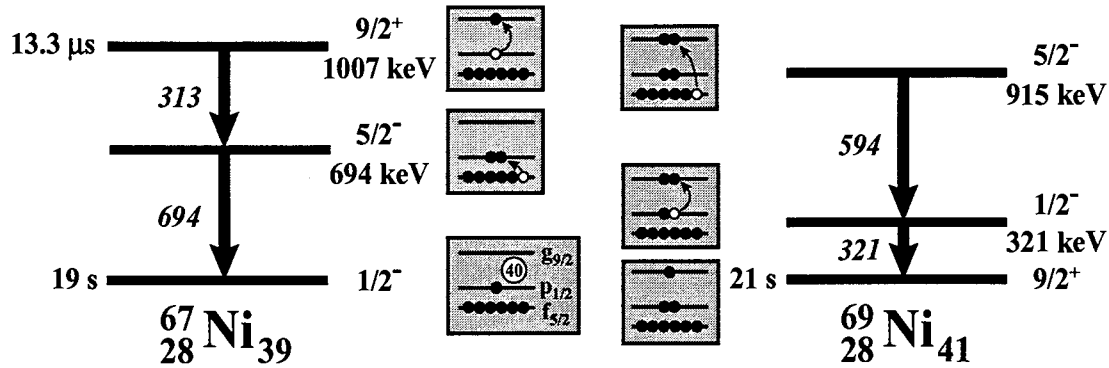


FIG. 5.6: Schémas de niveaux du ^{67}Ni et du ^{69}Ni ; illustration des configurations particule-trou de chaque état.

à 1 MeV approximativement. Cette interprétation n'est cependant pas complète en l'état : il faut tenir compte de la déformation. En effet, en observant la figure 5.7, on s'aperçoit que, sans déformation, le gap $N = 40$ vaut environ 3 MeV ; pour une déformation oblate de 0.05 , la grandeur de ce gap descend à 1 MeV . On se rend donc compte qu'en présence d'une déformation non nulle, même faible, $\Delta E_{p_{1/2}-g_{9/2}}$ ne traduit plus l'énergie du gap sphérique $N = 40$. Cette « descente » très rapide des orbitales prolates et oblates issues de la sous-couche $g_{9/2}$ fait qu'il est encore plus avantageux pour le noyaux (dans le but de minimiser son énergie) de promouvoir une particule isolée (ou une paire) sur $g_{9/2}$ (si on néglige l'effet des orbitales situées dessous).

Les figures 5.9 et 5.10 représentent les courbes d'énergie potentielle pour les noyaux pair-impair caractérisés par $26 < Z < 32$ et $N = 39$ ou 41 [Giro99]. Elles indiquent, en fonction de la déformation, la position des orbitales de plus basse énergie. Dans le cas du ^{67}Ni ($Z = 28$ et $N = 39$), le calcul prévoit un niveau fondamental $1/2^-$, suivi de niveaux $5/2^-$, $3/2^-$ et $9/2^+$. Expérimentalement, seul le niveau $3/2^-$ est absent. On remarque que le gap est ici estimé à quelque 700 keV .

Considérons maintenant le cas du ^{69}Ni . Le passage de l'état fondamental vers le premier état excité correspond à la remontée d'un neutron depuis $p_{1/2}$ vers $g_{9/2}$. Mais ce niveau est cette fois-ci à une énergie bien inférieure, égale à 321 keV . La raison est la suivante : dans ce cas précis, il faut tenir compte de la différence d'énergie d'appariement d'une paire dans $g_{9/2}$ et l'appariement d'une paire dans $p_{1/2}$. L'énergie de cet état $1/2^-$ peut donc s'écrire, de façon approchée, $E_{\text{gap}} - e_{\text{pairing}}(g_{9/2}) + e_{\text{pairing}}(p_{1/2})$. On peut intuitivement se rendre compte de l'importance de l'appariement dans la sous-couche $g_{9/2}$ par rapport à l'appariement dans la sous-couche $p_{1/2}$: c'est ce que résume la figure 5.8. Les énergies d'appariement estimées en prenant une interaction du type *SDI* (Surface Delta Interaction [Graw99]) sont en bon accord avec cette représentation très schématique. On

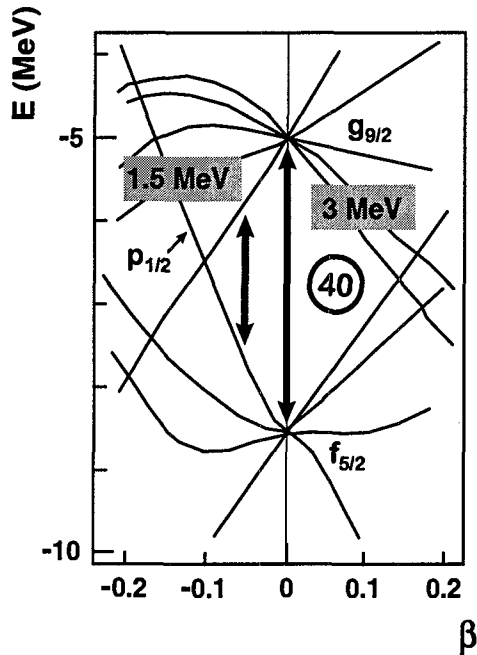


FIG. 5.7: Schéma de Nilsson autour de $N = 40$; évolution du gap $N = 40$ en fonction de la déformation.

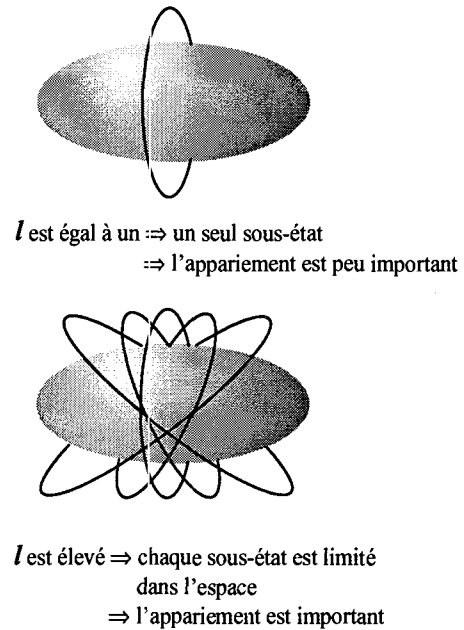


FIG. 5.8: Vision schématique de l'appariement.

constate donc que pour le ^{69}Ni , il devient très vite énergétiquement intéressant de promouvoir une paire sur $g_{9/2}$, même s'il faut franchir un gap en énergie important pour cela.

On se rend finalement compte que l'effet de surstabilité attendue en présence d'une importante fermeture de couche est « lavé » dans ce cas particulier. Et l'origine de ce phénomène est claire : c'est la grande différence de moment angulaire entre les deux sous-couches ceinturant $N = 40$.

Des résultats obtenus récemment confirment cette situation [Muel99]. Cette étude a porté sur la décroissance β des isotopes de ^{69}Co et ^{69}Ni . On s'aperçoit que les niveaux de parité positive du ^{69}Ni (le $9/2^+$ par exemple) s'expriment en terme de couplage d'un neutron $g_{9/2}$ avec le coeur du ^{68}Ni ; par contre, les niveaux de parité négative (le $1/2^-$ et le $5/2^-$) sont plus facilement interprétés comme des états de trou $p_{1/2}$ ou $f_{5/2}$ dans un coeur de $^{70}\text{Ni}_{42}$. Cette polarisation du coeur de ^{68}Ni montre que les effets de surstabilisation attendus au voisinage de $N = 40$, ne sont déjà plus observables lorsqu'on couple le ^{68}Ni à un neutron.

On peut, une fois de plus, faire un parallèle entre $N = 40$ et $Z = 40$. En observant la situation autour du ^{90}Zr (cf FIG. 5.11), on s'aperçoit que la situation est parfaitement

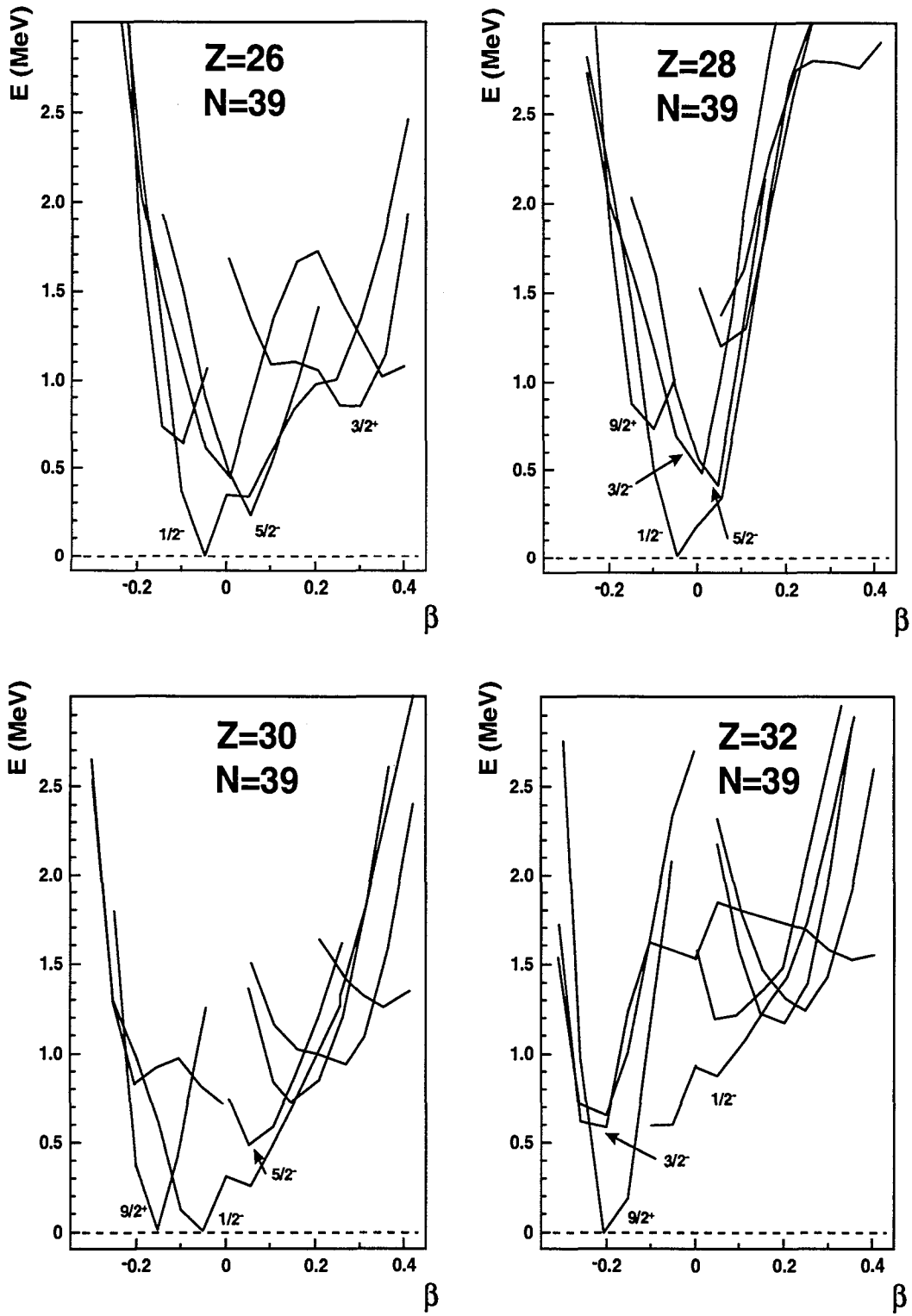


FIG. 5.9: Energie potentielle pour les isotones $N = 39$.

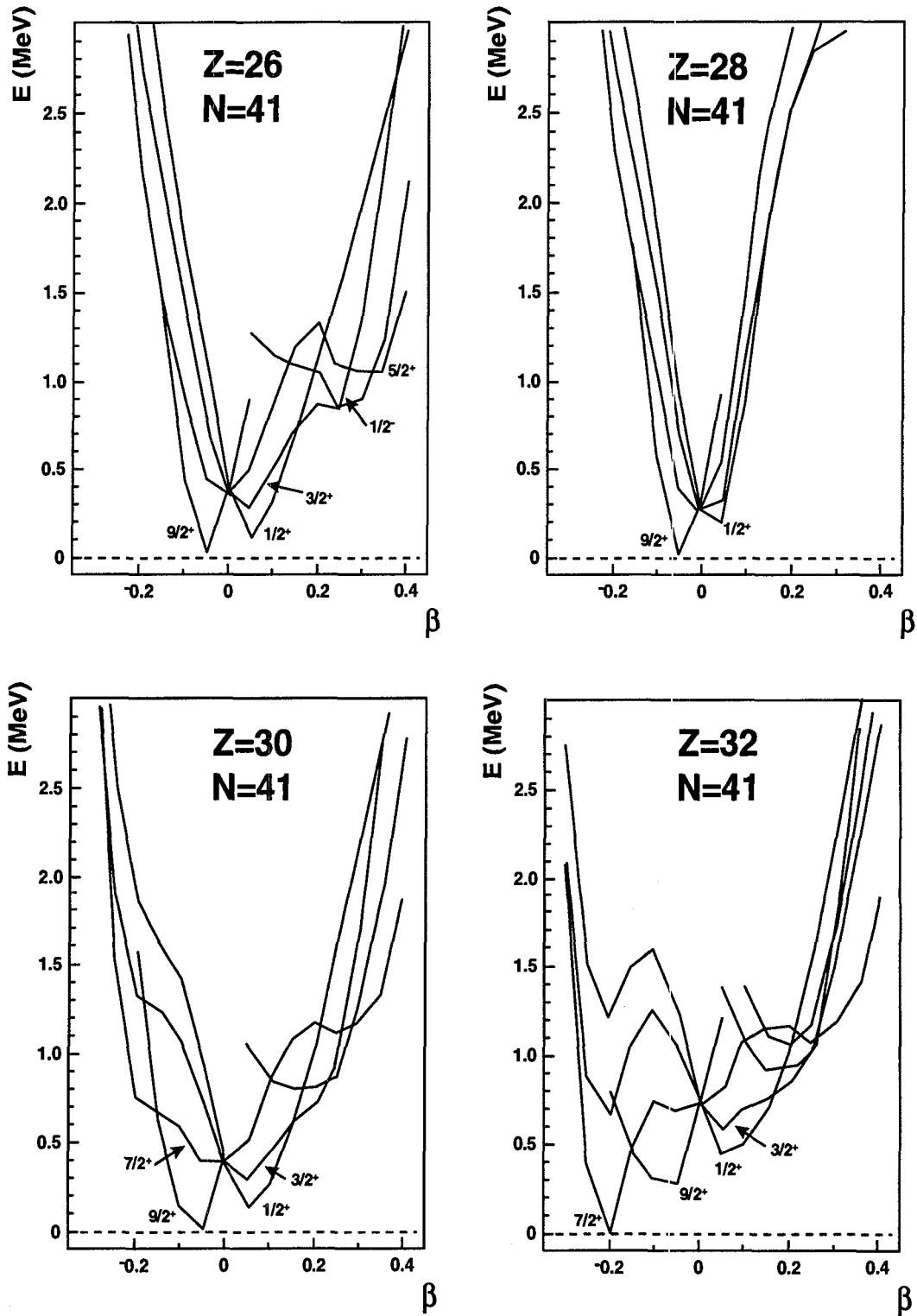


FIG. 5.10: Energie potentielle pour les isotones $N = 41$.

similaire à celle que l'on vient de décrire autour du ^{68}Ni .

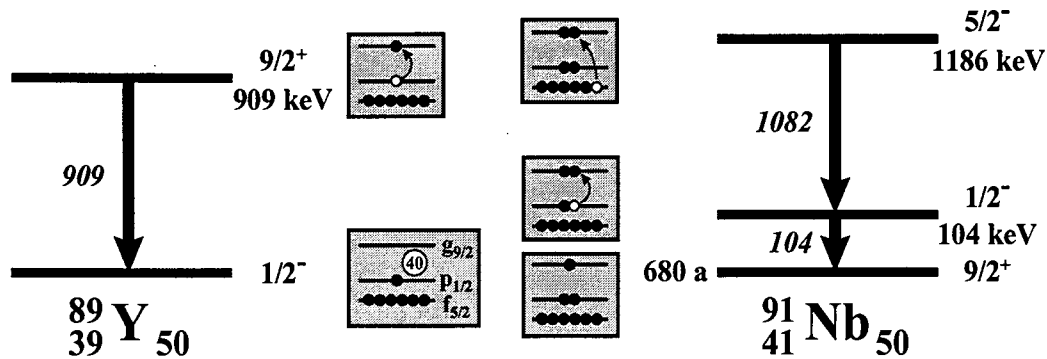


FIG. 5.11: Schémas de niveaux du ^{89}Y et du ^{91}Nb ; illustration des configurations particule-trou de chaque état.

Si on fait le bilan de la comparaison $N = 40$ (Ni) et $Z = 40$ (Zr), la même analyse semble pouvoir être donnée: le nombre 40 est magique lorsqu'il est associé à un autre nombre magique.

5.4 Isotopes de Zn et de Ge

En parallèle à la situation des noyaux de Ni , on peut observer le cas des isotopes de Zn ($Z = 30$) et de Ge ($Z = 32$). On remarque sur la figure FIG. 5.1 que la tendance, que ce soit au niveau des énergies ou au niveau des probabilités de transition, est totalement différente: cette fois-ci l'énergie $E(2^+)$ décroît quand on s'approche et on atteint $N = 40$.

En ce qui concerne les isotopes de Ge , l'étude des $B(E2)$ semble montrer qu'on est en milieu de couche aux alentours de $N = 42$, étant donné que la collectivité y est maximale [Leco80]. Ceci s'explique par l'importance de l'espace de valence correspondant: grâce à la déformation de ces noyaux, un grand nombre de niveaux sont ainsi accessibles. Pour en apprendre plus, on peut étudier le rapport $\frac{E(4^+)}{E(2^+)}$ (comme on l'a dit au 1.1.5, cette quantité peut nous renseigner sur la présence d'un caractère collectif). Le tableau 5.4 donne la valeur de ce rapport pour quelques isotopes de Ge . On constate que ce rapport passe de 2.1 (cas du ^{72}Ge) à 2.5 (cas du ^{74}Ge). Ceci indique la présence d'une coexistence de forme autour des isotopes ^{72}Ge et ^{74}Ge [Land94]. Plus approximativement, étant donné que le noyau de ^{68}Ge est oblate et le noyau de ^{76}Ge est prolata, on s'attend à observer une transition graduelle entre les deux.

Sur la figure 5.10, on voit que la situation pour le noyau de $^{73}_{32}\text{Ge}_{41}$ est la suivante:

trois minima successifs ($7/2^+$, $9/2^+$ et $1/2^+$) sont calculés à des déformations très différentes (-0.2 , -0.08 et $+0.05$). Cette figure est très différente de celle correspondant au ${}^{69}_{28}\text{Ni}_{41}$, par exemple, où cette fois-ci, les calculs font clairement apparaître une absence de déformation statique pour ce noyau.

La tendance des isotopes de Zn est légèrement différente : le $B(E2)$ ne présente pas de variation importante entre $N = 32$ et $N = 42$ (il oscille entre 1230 et $1740 e^2 fm^4$).

isotope	${}^{70}\text{Ge}$	${}^{72}\text{Ge}$	${}^{74}\text{Ge}$	${}^{76}\text{Ge}$	${}^{66}\text{Zn}$	${}^{68}\text{Zn}$	${}^{70}\text{Zn}$
$E(4^+)/E(2^+)$	2.1	2.1	2.5	2.5	2.4	2.2	2.0

TAB. 5.4: Rapport $E(4^+)/E(2^+)$ pour quelques isotopes de Ge et de Zn.

Conclusion

Cette étude a présenté les résultats de deux expériences d'excitation coulombienne sur des faisceaux radioactifs, menées à deux années d'intervalle, au *GANIL*. On a ainsi pu avoir accès aux probabilités de transition réduites, qui caractérisent l'excitabilité d'un noyau. Ce sont sur ces valeurs que s'est concentrée cette étude. Le premier résultat de cette thèse est d'avoir montré la faisabilité de cette méthode pour des noyaux éloignés de la vallée de la stabilité. D'autre part, la probabilité de transition réduite, se révèle être une donnée accessible pertinente, lorsque les taux de production sont faibles.

On s'est tout particulièrement intéressé à la région des noyaux riches en neutrons $N = 40$, qui pourrait être le siège d'une augmentation de l'effet de couche (par rapport à ce qui est observé pour des noyaux stables). Les résultats concernant le noyau de ^{68}Ni confirment cette fermeture de couche : les valeurs cohérentes de l'énergie du premier état excité et de la probabilité de transition dans le cas précis de ce noyau montrent en effet clairement une diminution de la collectivité. On observe notamment que le ^{68}Ni est l'isotope de Nickel le plus rigide. La situation est cependant particulière : on constate une disparition très rapide de ses effets quand on se déplace de quelques unités en protons (isotopes de *Zn* et de *Ge*) ou en neutrons (^{69}Ni). L'explication de ce phénomène trouve sans doute son origine dans la valeur des moments angulaires des deux sous-couches qui ceignent $N = 40$: l'énergie que l'on perd en déplaçant des particules depuis la sous-couche $p_{1/2}$ jusqu'à la sous-couche $g_{9/2}$, est largement compensée par le gain obtenu grâce à la différence d'appariement.

Cette étude préfigure de prochaines expériences qui se dérouleront au *GANIL*. Les améliorations que nous avons déjà évoquées et qui concernent aussi bien la partie accélération, avec les débuts de *SPIRAL*, que la partie détection, avec la mise en place d'*EXOAM*, permettront d'aller encore plus loin dans l'étude des propriétés nucléaires très loin de la stabilité.

A

Photons de désexcitation émis à l'arrêt dans la cible de Plomb

Nous allons revenir dans cette annexe sur les spectres en énergie obtenus dans le cadre de la seconde expérience d'excitation coulombienne. On va prendre l'exemple du noyau de ^{68}Ni . La figure A.1 représente donc les spectres en énergie avec et sans correction Doppler (on retrouve la figure 4.27 sur une plage en énergie beaucoup plus importante).

On reconnaît le pic correspondant à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ dans le noyau de ^{68}Ni , à 2033 keV (correction Doppler), ainsi que le pic correspondant à la transition $3^- \rightarrow 0^+$ dans le noyau de ^{208}Pb , à 2614 keV (pas de correction Doppler). On constate la présence d'un grand nombre de raies émises à l'arrêt, au-dessous de 1 MeV . Le but de cette annexe est d'identifier ces raies. Nous n'avons pas évoqué ces transitions auparavant car, bien que présentes sur les spectres corrigés de l'effet Doppler, elles n'interféraient pas avec les déterminations des $B(E2)$. La plage en énergie d'intérêt (en-deçà de 1 MeV) est reproduite plus en détail en haut du spectre inférieur, sans aucune condensation (*i.e.* $1\text{ keV}/\text{canal}$).

Les deux premières transitions que l'on peut isoler concernent des contributions neutrons : des réaction (n, n', γ) se produisent au contact des noyaux de Germanium des détecteurs. On observe ainsi deux raies à 596 et 834 keV , provenant de la désexcitation $2^+ \rightarrow 0^+$ respectivement des noyaux de ^{74}Ge et du ^{72}Ge ; elles sont symbolisées par deux étoiles sur la figure A.1.

A une énergie de 846 keV , la raie observée correspond à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du noyau de ^{56}Fe . Il provient des réactions des neutrons sur la chambre de réaction (composée en partie de Fe). Cette transition est indiquée par un carré plein.

En ce qui concerne les autres pics visibles (représentés par un cercle), ils proviennent de la désexcitation de la résonance géante construite sur le noyau de ^{208}Pb . La transition à

583 keV correspond à la transition $5^- \rightarrow 3^-$ dans le ^{208}Pb (cercle vide). Cette résonance géante peut décroître directement vers des isotopes de Pb plus légers, par émission de particules. On note donc d'une part la présence des transitions $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ (à 570 keV) et $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ (à 898 keV) dans le noyau de ^{207}Pb (cercle barré horizontalement); d'autre part, la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ (à 803 keV) dans le noyau de ^{206}Pb (cercle barré verticalement).

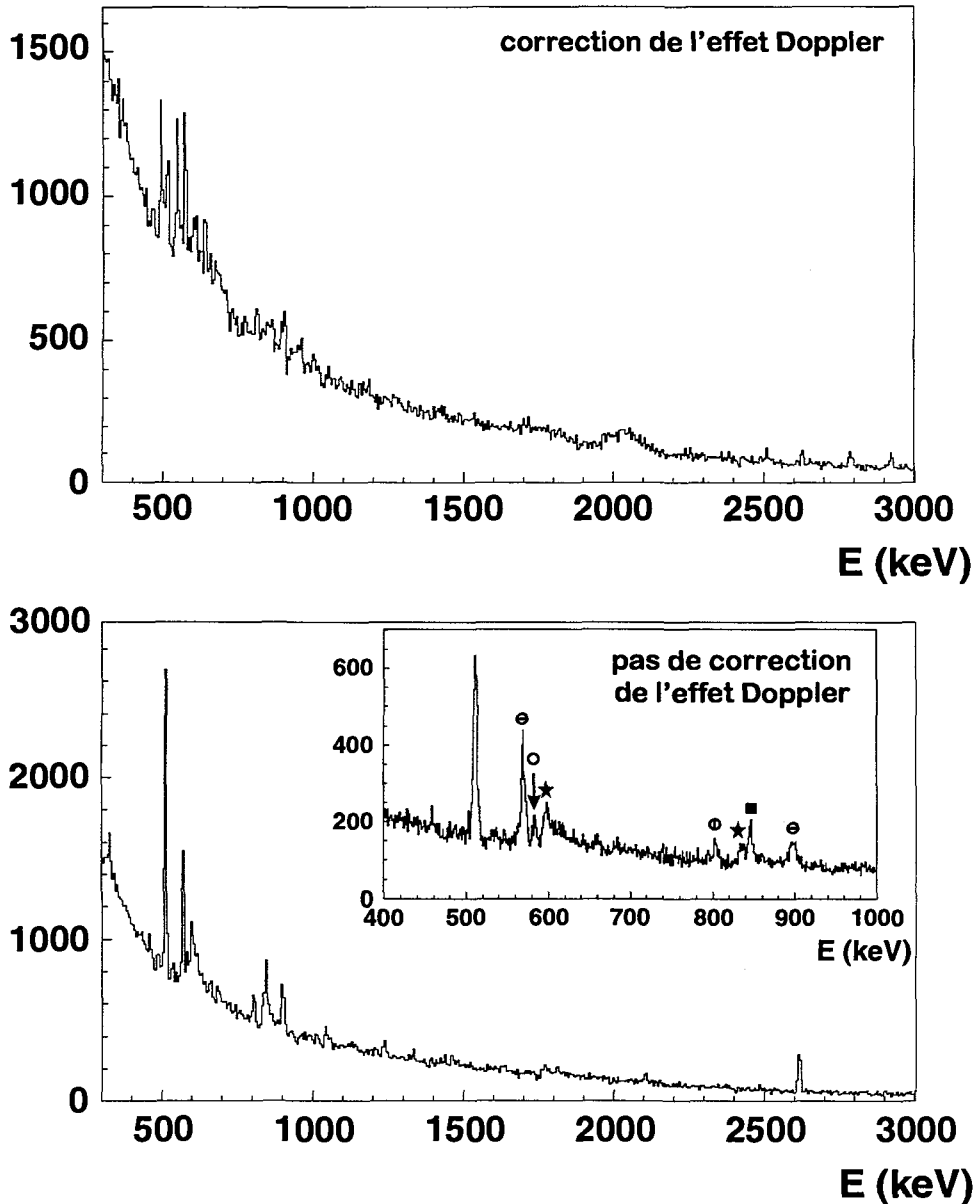


FIG. A.1: Spectres en énergie avec et sans correction Doppler, pour le ^{68}Ni ; identification des raies émises à l'arrêt (cf texte pour l'explication des symboles).

Bibliographie

- [Alde56] K. Alder *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, **19**(1960)400
- [Andr60] D.S. Andreyev *et al.* *Nucl. Phys.*, **A257**(1987)215
- [Anne87] R. Anne *et al.* *Nucl. Instr. Meth.*, **A257**(1987)215
- [Anne92] R. Anne *et al.* *Nucl. Instr. Meth.*, **B70**(1992)276
- [Ajze81] F. Ajzenberg-Selove *et al.* *Phys. Rev. C*, **24**(1981)1762
- [Bell00] M. Belleguic *et al.* *Phys. Scri.*, à paraître
- [Bern82] M. Bernas *et al.* *Phys. Lett.*, **113B**(1982)279
- [Bern81] M. Bernas *et al.* *Phys. Rev. C*, **24**(1981)756
- [Bern84] M. Bernas *et al.* *J. Phys. Lett.*, **45**(1984)85
- [Boer86] F.W.N. de Boer *et al.* *Z. Phys.*, **A325**(1986)457
- [Bosc88] U. Bosch *et al.* *Nucl. Phys.*, **A477**(1988)89
- [Brod95] R. Broda *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995)868
- [Brod98] R. Broda *et al.* *Proc. of the Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, Sanibel Island, 1997*, eds. J. Hamilton and A. Ramayya (*World Scientific, Singapore, 1998*), 202
- [Cagn82] B. Cagnac *et al.* *Physique atomique (Dunod, 1982)*
- [Caur00] E. Caurier *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, à paraître
- [Cave82] J.M. Cavedon *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982)978
- [Chen81] J. Cheng-lie *et al.* *Phys. Rev. C*, **24**(1981)1350

- [Chou95] W.-T. Chou *et al.* *Phys. Rev. C*, **51**(1995)2444
- [Darc71] W. Darcey *et al.* *Nucl. Phys.*, **A170**(1971)253
- [Détr79] C. Détraz *et al.* *Phys. Rev. C*, **19**(1979)164
- [Doba94] J. Dobaczewski *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994)981
- [Doba99] J. Dobaczewski *et al.* *Acta Phys. Pol.*, **B30**(1999)1647
- [Donz99] C. Donzaud *communication privée*
- [Ekst92] L.P. Ekstrom *et al.* *Nucl. Data Sheets*, **67**(1992)579
- [Fire96] R.B. Firestone *et al.* *Table of isotopes, Eight Edition, 1996, (John Wiley & Sons)*
- [Fran98] S. Franchoo *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **81**(1998)3100
- [Giro88] M. Girod *et al.* *Phys. Rev. C*, **37**(1988)2600
- [Giro99] M. Girod *communication privée*
- [Gold74] A.S. Goldhaber *Phys. Lett.*, **53B**(1974)306
- [Graw94] H. Grawe *et al.* *Phys. Scri.*, **T56**(1994)71
- [Graw99] H. Grawe *communication privée*
- [Grzy98] R. Grzywacz *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **81**(1998)766
- [Guer83] D. Guerreau *et al.* *Phys. Lett.*, **131B**(1983)293
- [Heis69] J. Heisenberg *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **23**(1969)1402
- [Huht98] M. Huht *et al.* *Phys. Rev. C*, **58**(1998)3187
- [Ishi97] T. Ishii *et al.* *Nucl. Instr. and Meth.*, **A395**(1997)210
- [Jack88] B. Jäckel *et al.* *Nucl. Instr. and Meth.*, **A261**(1987)543
- [Kien99] J. Kiener *communication privée*
- [Kran87] K.S. Krane *Introductory Nuclear Physics (John Wiley & Sons, 1988)*
- [Krau94] G. Kraus *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994)1773

-
- [Land94] E. Landulfo *et al.* *Phys. Rev. C*, **50**(1994)733
- [Leco80] R. Lecomte *et al.* *Phys. Rev. C*, **22**(1980)1530
- [Leen98] S. Leenhardt *et al.* *Nuovo Cimento*, **111A**(1998)733
- [Leen99] S. Leenhardt *et al.* *Nucl. Phys.*, **A654**(1999)683c
- [List87] C.J. Lister *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987)1270
- [Mizu99] T. Mizusaki *et al.* *Phys. Rev. C*, **59**(1999)R1846
- [Moto95] T. Motobayashi *et al.* *Phys. Lett.*, **346B**(1995)9
- [Muel99] W.F. Mueller *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **83**(1999)3613
- [Muel99] W.F. Mueller *et al.* *submitted to ...*
- [Nils95] S.G. Nilsson *et al.* *Shapes and Shells in Nuclear Structure (Cambridge University Press, 1995)*, 107
- [Otsu98] T. Pawlat *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **81**(1998)1588
- [Paw194] T. Pawlat *et al.* *Nucl. Phys.*, **A574**(1994)623
- [Rama87] S Raman *et al.* *At. Data and Nucl. Data Tables*, **36**(1987)1
- [Rayn71] J. Raynal *et al.* *Computing as a Language of Physics (Int. Center of Theoretical Physics, Trieste, 1971)*
- [Röse78] F. Rösel *et al.* *At. Data and Nucl. Data Tables*, **21**(1978)91
- [Rudo99] H. Sakurai *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **82**(1999)3763
- [Saku99] H. Sakurai *et al.* *Phys. Lett.*, **B448**(1999)180
- [Sara99] F. Sarazin *et al.* *Proc. of XXXVII Int. Wint. Meet. on Nucl. Phys., Bormio, 1999, ed. I. Iori, 388*
- [Sche96] H. Scheit *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **77**(1996)3697
- [Schm88] W.-D. Schmidt-Ott *et al.* *Proc. of the Fifth Int. Conf. on Nuclei Far From Stability, Rosseau Lake, 1987, ed. I.S. Towner (Amer. Inst. of Phys., New York, 1988)*, 365
- [Stel62] P.H. Stelson *et al.* *Nucl. Phys.*, **A32**(1962)652

- [Suzu95] T. Suzuki *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **75**(1995)3241
- [Tani85] I. Tanihata *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985)2676
- [Wint79] A. Winther *et al.* *Nucl. Phys.*, **A319**(1979)518
- [Yana98] Y. Yanagisawa *et al.* *Proc. of ENAM98: Exotic Nuclei and Atomic Masses, Bellaire, Michigan, 1998*, ed. B.M. Sherrill (Amer. Inst. of Phys., New York, 1998), 455

Résumé

Deux expériences d'excitation coulombienne de noyaux exotiques riches en neutrons ont été menées au *GANIL*. Elles ont permis la mesure de la probabilité de transition réduite $B(E2)$ (du niveau fondamental vers le premier état excité) de quelques noyaux autour de la région $N = 40$. Ce nombre, 40, est un nombre semi-magique dans le modèle en couche standard. Pour des noyaux présentant un grand excès de neutrons, il est prédit un renforcement important de cette fermeture de couche $N = 40$. Le $B(E2)$ de ces noyaux est un bon moyen pour signer l'éventuel renforcement de cet effet de couche. Nous avons ainsi pu mesurer, grâce à l'utilisation du spectromètre *LISE3* et de multidétecteurs γ , les $B(E2)$ des noyaux de ^{68}Ni , ^{66}Ni et ^{72}Zn , inconnues jusqu'à ce jour. Nous avons, pour cela, mis en oeuvre la première expérience utilisant des détecteurs germanium « clover » segmentés, pour la détection de photons émis en vol avec $v/c \simeq 0.3$.

Les résultats rendent compte de l'existence d'un effet de couche important pour le noyau de ^{68}Ni , puisque nous avons montré qu'il était l'isotope de Nickel dont le $B(E2)$ est le plus petit, donc l'isotope le plus rigide. Néanmoins, il apparaît que l'effet dû à cette fermeture de couche à $N = 40$ est très vite réduit, dès qu'on s'écarte de cet isotope de ^{68}Ni ($Z = 28$ et $N = 40$).

Mots-clés: noyaux exotiques, excitation coulombienne, nombres magiques.

Abstract

Two Coulomb excitation experiments on neutron rich exotic nuclei have been performed at *GANIL*. They allowed the measurement of the reduced transition probability $B(E2)$ (from ground state to first excited state) of some nuclei around $N = 40$. This number, 40, is a half-magic number in the shell model. For nuclei with an important neutron excess, it is predicted that the shell closure is stronger at $N = 40$. The $B(E2)$ is a good tool for testing this growing. We have measured, by using the *LISE3* spectrometer and a γ multidetector, $B(E2)$ of ^{68}Ni , ^{66}Ni and ^{72}Zn , unknown till now. We have used for the first time segmented germanium "clovers" detector, for photon detection ($v/c \simeq 0.3$).

Results confirm the strong shell effect for ^{68}Ni . Indeed ^{68}Ni was shown to be the Nickel isotope with the lowest value of $B(E2)$, and hence the most rigid isotope. Nevertheless it seems that the shell effect at $N = 40$ decreases rapidly, for other isotopes very close to ^{68}Ni ($Z = 28$ and $N = 40$).

Keywords: exotic nuclei, Coulomb excitation, magic numbers.