



Etude de l'effet de couche $N=50$ en direction de ^{78}Ni : contribution des études de radioactivité auprès du séparateur en ligne PARRNe

D. Verney

► **To cite this version:**

D. Verney. Etude de l'effet de couche $N=50$ en direction de ^{78}Ni : contribution des études de radioactivité auprès du séparateur en ligne PARRNe. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Institut de Physique Nucléaire d'orsay, Université paris-sud XI, 2013. <tel-01376570>

HAL Id: tel-01376570

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01376570>

Submitted on 5 Oct 2016

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.



19 Novembre 2013

IPNO-T-13-06

Mémoire

Présenté par

VERNEY David

*Pour obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches
de l'Université Paris Sud*

**Etude de l'effet de couche N=50 en direction de
 ^{78}Ni :
contribution des études de radioactivité auprès
du séparateur en ligne PARRNe**

UNIVERSITÉ PARIS-SUD
FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

MÉMOIRE

soumis en vue d'obtenir

L'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : Physique Nucléaire

Présenté et soutenu publiquement

par

David VERNEY

Le 19 Novembre 2013

TITRE :

Etude de l'effet de couche N=50 en direction de ^{78}Ni :
contribution des études de radioactivité auprès du séparateur en ligne PARRNe

devant le Jury composé de :

Mme D. GUILLEMAUD MUELLER	Présidente	DR CNRS	CNRS-IN2P3, Paris
M. M. N. HARAKEH	Rapporteur	Professeur	KVI, Université de Groningen
M. F. IBRAHIM	Examineur	DR CNRS	IPN, Orsay
M. E. KHAN	Examineur	Professeur	IPN, Université Paris Sud, Orsay
M. M. LEWITOWICZ	Rapporteur	DR CNRS	GANIL, Caen
M. F. NOWACKI	Rapporteur	DR CNRS	IPHC, Strasbourg

[Dans l'évolution de la vie] la disproportion est frappante entre le travail et le résultat. De bas en haut du monde organisé c'est toujours un seul grand effort ; mais, le plus souvent, cet effort tourne court, tantôt paralysé par des forces contraires, tantôt distrait de ce qu'il doit faire par ce qu'il fait, absorbé par la forme qu'il est occupé à prendre, hypnotisé sur elle comme sur un miroir. Jusque dans ses œuvres les plus parfaites, alors qu'il paraît avoir triomphé des résistances extérieures et aussi de la sienne propre, il est à la merci de la matérialité qu'il a dû se donner. C'est ce que chacun de nous peut expérimenter en lui-même. Notre liberté, dans les mouvements mêmes par où elle s'affirme, crée les habitudes naissantes qui l'étoufferont si elle ne se renouvelle par un effort constant : l'automatisme la guette. La pensée la plus vivante se glacera dans la formule qui l'exprime. Le mot se retourne contre l'idée. La lettre tue l'esprit. Et notre plus ardent enthousiasme, quand il s'extériorise en action, se fige parfois si naturellement en froid calcul d'intérêt ou de vanité, l'un adopte si aisément la forme de l'autre, que nous pourrions les confondre ensemble, douter de notre propre sincérité, nier la bonté et l'amour, si nous ne savions que la mort garde encore quelque temps les traits du vivant.

Henri Bergson
L'ÉVOLUTION CRÉATRICE

Préambule

L'exercice de l'HDR est pour le moins déstabilisant. Le candidat, jeune chercheur en général profondément impliqué dans cette phase de sa carrière qu'il aurait aimé voir coïncider avec son pic de productivité doit, toutes affaires cessantes, retourner à son écritoire de thésard, pressé par son entourage professionnel et son Université de tutelle, elle même mise devant l'évidence cruelle des statistiques de la pointilleuse AERES : il n'a en général (et particulièrement dans le cas présent) que trop tardé. Mais qu'est-ce qu'une HDR ? D'après le journal officiel (Arrêté du 23 Novembre 1988, Article 1^{er}) :

L'habilitation à diriger des recherches sanctionne la reconnaissance du haut niveau scientifique du candidat, du caractère original de sa démarche dans un domaine de la science, de son aptitude à maîtriser une stratégie de recherche dans un domaine scientifique ou technologique suffisamment large et de sa capacité à encadrer de jeunes chercheurs.

Sans doute pour corriger d'inévitables dérives liées à la profonde nostalgie qui avait accompagné la disparition du glorieux doctorat d'Etat en 1984 (dont les échos me parvenaient encore en 1998 lorsque je commençais ma thèse : pensez donc une «nouvelle thèse», peut être un peu mieux qu'une thèse de 3ème cycle, ce qui restait encore à prouver, mais certainement *bien* en deçà d'une thèse d'Etat), on ressentit la nécessité de préciser l'intention du législateur par la circulaire n° 89-004 du 5 janvier 1989 en «rappelant» que cette nouveauté

de par sa conception, n'est pas et ne doit en aucun cas être considérée comme un second doctorat, de niveau supérieur, comme l'était auparavant le doctorat d'Etat par rapport au doctorat de troisième cycle.

Evidemment, sans quoi pourquoi l'aurait-on supprimé ? Mais diable ! Il s'agit donc encore d'*autre chose* (on constate d'ailleurs qu'une forme de littérature est apparue sur le sujet [Pic11], preuve s'il en est que, au moins en sciences humaines, l'exercice est apparu obtus) : ni rapport d'activité type Comité National du CNRS, ni thèse supérieure donc. Mais on note que ces deux formes d'interprétation extrême ont bien présidé à la rédaction de manuscrits d'HDR récents dans notre discipline, couvrant tout le spectre intermédiaire.

Pour aborder cette «autre chose», j'ai choisi de consacrer ce manuscrit aux recherches qui m'ont le plus accaparé depuis l'obtention de ma («nouvelle») thèse en Décembre

2000 : la structure nucléaire des noyaux exotiques, parmi ceux-ci la région de la fermeture de couche $N=50$ non loin de ^{78}Ni , et plus précisément par la technique de la séparation isotopique en ligne (ISOL) et les études de spectroscopie γ lors de la décroissance radioactive des faisceaux arrêtés. C'est par cet exemple précis que j'ai tenté d'atteindre les critères définis par l'arrêté sus-cité. Ce mémoire est articulé autour des publications principales qui ont jalonné ces travaux, accompagnées de chapeaux destinés à les mettre au mieux en perspective en replaçant ces recherches dans un contexte plus général (l'évolution des nombres magiques loin de la stabilité) et dans le paysage des autres travaux effectués soit auparavant soit simultanément sur d'autres installations de par le monde, avec d'autres techniques et pour accéder à d'autres observables.

Je dois faire ici une remarque importante : la présentation des résultats principaux obtenus à PARRNe dans l'étude de l'évolution de $N=50$ sous la forme du produit final qu'est l'article publié *ne doit pas faire oublier les difficultés expérimentales*. La coutume sans doute, veut que dans notre sous-discipline on ne s'attarde pas sur celles-ci dans les publications —il est rare que l'on publie sur un échec, sauf si celui-ci permet un progrès utile. Mais on peut bien l'avouer dans ce type de mémoire : ces difficultés ont été nombreuses, ont bel et bien parfois été accompagnées d'échecs, et ont demandé une détermination, un travail et un savoir-faire considérables pour les surmonter. En premier chef la production des faisceaux les plus exotiques possibles par la technique ISOL, soit en utilisant le faisceau de deutons du Tandem d'Orsay, soit le faisceau d'électrons de l'accélérateur linéaire / injecteur d'ALTO. L'historique et la nature de ces efforts ont été discutés en détail dans le mémoire d'HDR de F. Ibrahim [Ibr05], je ne reviendrai pas dessus dans la suite et le lecteur intéressé pourra se reporter à cette référence. Mon mémoire sera donc centré (c'est un choix nécessaire) sur le programme de physique qui a pu se développer sur cette belle réussite technologique qu'est le dispositif de production d'ions radioactifs PARRNe (pour **P**roduction d'**A**tom**R**adioactifs **R**iches en **N**eutrons) au Tandem puis à ALTO.

Mon activité durant ces 12 années ne s'est pas restreinte loin s'en faut à ce domaine. Ces autres activités ne seront pas traitées en détail dans ce manuscrit, non qu'elles aient été d'importance moindre ou qu'elles aient demandé moins d'acharnement, mais pour assurer une certaine cohérence au texte, en réduire la longueur, éviter de basculer dans le rapport d'activité et enfin, épargner le lecteur. Parmi elles, je voudrais mentionner les projets ORGAM et laboratoire Germanium. J'ai en effet tenté depuis 2005 de contribuer de manière essentielle au retour d'une instrumentation conséquente auprès de l'installation Tandem/ALTO. Cette démarche s'inscrivait initialement dans la mission que m'avait confiée F. Ibrahim alors Coordinateur Scientifique de cette installation. Je reconnais avec le recul (dont on nous demande de faire preuve au moment de l'HDR) que l'ai peut-être sur-interprété cette mission de «responsable de la détection».

Alors fraîchement nommé par Sydney Galès au Loan-Pool Management Committee en charge de la gestion des ressources d'EUROGAM non affectées au projet EUROBALL, je me suis mis en tête de monter le multidétecteur Ge EUROGAM, ou du moins une fraction conséquente, auprès de la ligne 420 du Tandem, consacrée à la spectroscopie γ depuis des temps mémoriaux (C. Vieu *et al.*) mais revenue en jachère en 2005 :

c'était le projet Orsay Gamma Array (ORGAM). Ce dispositif, après plusieurs phases larvaires, est devenu opérationnel en 2009, il fait désormais partie intégrante de cette installation et est proposé à une communauté d'utilisateurs grandissante.

Il m'est apparu très tôt que le seul moyen pour assurer une présence ininterrompue et pérenne de moyens de détection γ performants (autrement dit un aussi grand nombre de détecteurs HPGe que possible) auprès de la machine de l'IPN, une infrastructure permettant leur maintenance était totalement indispensable. Ce type d'infrastructure que l'on appelle par commodité «laboratoire Germanium» n'est rien sans savoir-faire et expertise. Ceux-ci étaient bien présents à l'IPN à l'époque et on lutte pour qu'ils le soient toujours. En ajoutant la disponibilité et l'aménagement d'une surface dédiée, toutes les conditions pour la création d'un laboratoire Germanium étaient réunies. Un événement allait précipiter singulièrement les choses. En 2007, le directeur de l'IPHC-Strasbourg, pressé de tourner la page VIVITRON-EUROBALL, mettait fin à l'existence de son laboratoire Germanium. Alerté par mes collègues strasbourgeois (et avec l'accord de ma propre direction) j'organisai donc le transfert d'une part importante du matériel vers l'IPN et le laboratoire Germanium était né. Bien que cette partie ne soit pas explicitement dédiée au remerciements, je tiens à remercier ici chaleureusement l'ensemble de ceux qui m'ont suivi et/ou soutenu dans ces deux entreprises parallèles ⁽¹⁾.

Mentionnons au passage que j'ai également mené à bien le projet de construction d'un autre multi-détecteur γ , dédié cette fois aux expériences de spectroscopie γ des décroissances radioactives, installé depuis 2012 auprès du séparateur PARRNe à ALTO. Il s'agit de BEDO (BEta Decay studies in Orsay), basé sur l'utilisation des quatre petits CLOVERS EXOGAM (les prototypes) et d'une série astucieuse de détecteurs scintillants auxiliaires destinés à améliorer la sélectivité du système. Ce système est voué à être installé auprès d'une ligne de faisceau de l'installation basse énergie de SPIRAL2, DESIR. Tout cela reste bien sûr modeste (mais sûrement utile), la comparaison avec EXOGAM ou AGATA par exemple étant hors de propos.

Mais venons en au cœur du sujet : la physique de l'évolution du nombre magique $N=50$ en direction de ^{78}Ni . Le manuscrit risque de donner la fausse impression d'un programme lisse à la stratégie parfaitement pensée dès l'origine, tel Dionysos jaillissant de la cuisse de Jupiter. Nombre des résultats, expérimentaux et théoriques, qui seront évoqués dans ce manuscrit n'étaient pas encore connus lorsque nous nous lançons dans l'étude de $N=50$ et la science de la magie était loin d'avoir atteint le raffinement qu'on lui connaît aujourd'hui. De nos jours les objectifs des expériences plongent carrément leurs racines dans les considérations sur la force nucléaire, sans quoi les comités d'expériences vous pinaillent le faisceau. L'argumentaire de l'époque (au tournant du

(1). En premier lieu mes collègues instrumentistes de l'IPN, tout particulièrement J.-L. Cercus et N. Hauchecorne, mes collègues physiciens en particulier D. Curien, mon mentor en la matière, M. Ferraton, dont j'ai encadré les travaux de thèse et qui a réalisé la première expérience à l'aide du dispositif ORGAM et enfin D. Guillemaud-Mueller, directrice de l'IPN à l'époque des faits. Cette dernière qui a, en particulier, fait preuve d'un sang froid exemplaire lors du rapatriement d'un réservoir à azote liquide de 300 litres —désormais célèbre—dont l'ancienneté, la provenance et l'historique flous avaient semblé «criminels» aux yeux de l'administration (le réservoir est toujours en usage à ALTO et a permis à de nombreux thésards de refroidir leurs détecteurs Ge).

millénaire) parait un peu plus rudimentaire aujourd'hui— c'était l'aventure quoi, les nombres magiques restent-ils magiques ?

A cette époque la réaction phare pour mener les études d'évolution d'effets de couches était la fragmentation du projectile. On se souvient par exemple de la moisson de résultats sortis de la disponibilité au GANIL de faisceaux exceptionnels tels que ^{48}Ca . Dans la région qui nous intéresse un record avait été établi sur LISE avec la mise en évidence d'un état isomérique dans ^{76}Ni mais les tentatives ultérieures en direction ^{78}Ni furent moins concluantes, on comprit que l'énergie du faisceau était un peu trop limitée pour se débarrasser des états de charge (j'étais au GANIL à cette époque). L'intérêt pour la région diminua donc, tandis que se maintenait celle pour l'îlot d'inversion autour de ^{32}Mg et que naissait celle pour la région de $N=28$ (une belle évocation de cette épopée se trouve dans les mémoires d'Habilitation de MM. Sorlin et Grévy [Sor05, Gre13]). Du côté de la séparation isotopique en ligne, les séparateurs de masse en ligne avec les réacteurs tel que TRISTAN et OSIRIS fermaient ou étaient déjà fermés. ISOLDE partait dans la fructueuse aventure de la post-accélération avec REX-ISOLDE, et les études de radioactivité se firent rares⁽²⁾. A Orsay, Décembre 2000 marquait un tournant : le dispositif ISOL PARRNe donnait enfin la pleine mesure de ses capacités. Ce dispositif est la création de J. Obert et de sa brillante équipe à qui je profite de ces lignes pour témoigner de toute mon admiration et de ma plus profonde reconnaissance. Créé pour les recherches amont du projet SPIRAL2, nous l'avions à cette occasion équipé d'une source universelle à plasma chaud de type ISOLDE-MK5. Nous étions pour la première fois parvenus à balayer l'ensemble de la gamme des masses des produits de fission. Au cours de mon contrat d'ATER avec l'Université Paris 7, j'étais parvenu à quantifier systématiquement les taux de production de tous éléments non réfractaires, masse par masse. Les taux de productions nous ont semblé non seulement prometteurs pour le projet SPIRAL2 mais également suffisants pour envisager un programme de physique. Sous l'impulsion de S. Galès et F. Ibrahim il fut décidé que celui-ci porterait sur l'effet de couches $N=50$. En avril 2001, en pleine expérience auprès de l'injecteur du LEP au CERN, destinée à prouver la viabilité d'une installation basée sur la photo-fission, et véritable acte de naissance du projet ALTO, D. Guillemaud-Mueller et F. Ibrahim me prenaient à part, on identifiait un cas prometteur à étudier auprès de PARRNe et je fus chargé de le proposer au comité d'expérience du Tandem d'Orsay (on avait ajouté que ce serait très bon pour mon dossier CNRS) : il s'agissait de la décroissance de $^{81}\text{Zn} \rightarrow ^{81}\text{Ga}$. La thématique $N=50$ devait ensuite prendre de l'ampleur à PARRNe, et je ne suis jamais parvenu à m'éloigner du sujet.

Face à l'aspect rébarbatif de la tâche qui consiste à venir à bout de ce mémoire, j'ai fini par prendre le parti que son écriture soit aussi un plaisir. Cela implique que je m'y suis exprimé avec le style qui m'est propre et dont je sais qu'il ne rend pas toujours la lecture facile. Je prie donc le —rare—lecteur de m'en excuser par avance (en particulier je n'ai pas pu résister à la tentation de m'adonner à quelques modestes digressions historiques, néanmoins elles n'ont pas été faites de manière arbitraire mais

(2). Elles ont persisté néanmoins, de manière discrète, au travers des mesures de production et préparations des faisceaux pour la post-accélération (ce qu'on appelle un sous-produit/byproduct).

toujours dans le souci d'éclairer une motivation et de replacer dans un contexte plus général ce travail). Enfin et malgré ces embûches, je souhaite que le lecteur éprouve à la lecture de ce mémoire au moins une partie du plaisir que j'ai eu, au final et contre toute attente, à l'écrire.

Table des matières

Chapitre	I	Introduction :	
		N=50 parmi les nombres magiques et à PARRNe	1
A		Contexte général : évolution des nombres magiques loin de la stabilité	1
	A.1	Une petite histoire des nombres magiques	2
	A.2	Persistance, disparition, émergence des nombres magiques	4
	A.3	Formation des fermetures de couche de spin-orbite	7
	A.4	Pour résumer les motivations de structure	9
B		Etat de l'art des études de la persistance de N=50 en direction de ^{78}Ni	11
	B.1	Le rôle particulier des études de radioactivité	11
	B.2	La controverse liée aux états Yrast	14
	B.3	Les mesures de masse	15
Chapitre	II	Etudes de $^{81}\text{Zn} \xrightarrow{\beta} ^{81}\text{Ga}$ et $^{83}\text{Ga} \xrightarrow{\beta} ^{83}\text{Ge}$:	
		Eléments sur la structure en particules individuelles de la région de ^{78}Ni	21
A		Introduction	21
B		Etude de $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$	30
	B.1	Etats de particule individuelle neutron au delà de N=50	30
	B.2	Séparation des degrés de liberté individuels et collectifs	33
C		Etude de $^{81}_{31}\text{Ga}_{50}$	44
	C.1	Etats de particule individuelle proton dans un cœur de ^{78}Ni	44
	C.2	La question de l'ordre de remplissage $\pi 1f_{5/2} \Rightarrow \pi 2p_{3/2}$ dans ^{81}Ga	46
	C.3	Evolution des états de particule individuelle proton des isotones N=50 en direction de ^{78}Ni : nouvelles pistes	48
D		Articles sélectionnés	54
Chapitre	III	Etudes de $^{80}\text{Ga} \xrightarrow{\beta} ^{80}\text{Ge}$ et $^{84}\text{Ga} \xrightarrow{\beta} ^{84}\text{Ge}$:	
		Eléments sur la collectivité quadrupolaire le long de la ligne N=50 en direction de ^{78}Ni	75
A		Introduction	75
B		Etude de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$	79
C		Etude de $^{80}_{32}\text{Ge}_{48}$	83
Chapitre	IV	Perspectives et conclusion	113
		Bibliographie	116

Introduction :

N=50 parmi les nombres magiques et à PARRNe

A Contexte général : évolution des nombres magiques loin de la stabilité

L'étude de l'évolution des nombres magiques loin de la stabilité a désormais une longue histoire, initiée dans les années 80 par la spectaculaire découverte de l'îlot d'inversion de la région $N=20$, autour de ^{32}Mg . C'est une aventure propre à l'ère des faisceaux radioactifs qui s'ouvrait à peu près à la même époque. Poursuivre cet objectif à long terme⁽¹⁾ en employant des moyens considérables amène nécessairement à insinuer le doute : et si cette préoccupation n'était plus qu'une lubie de quelque collectionneur trop gâté ?

Il me semble que l'importance que revêt l'étude de l'évolution des effets de couches loin de la stabilité ne peut se comprendre que si l'on mesure bien toute l'importance historique de la notion de particule individuelle en structure nucléaire. Tout a commencé, comme on va le voir dans le paragraphe suivant, lorsque l'on eut suffisamment accumulé de données dans les noyaux stables pour prouver l'existence d'une structure en couches du noyau. Les nombres magiques de nucléons correspondent au remplissage d'états de particule individuelle jusqu'à un gap dans la séquence de ces états, autrement dit, ces nombres et les propriétés nucléaires associées : sur-stabilité, sphéricité, difficile excita-

(1). Objectif dont l'importance a été réaffirmée par l'ensemble de la communauté de la structure et dynamique nucléaires lors de son travail de prospectives à long terme (prospectives IN2P3/IRFU Giens 2-5 Avril 2012)

bilités ont été considérés dès l'origine comme les preuves tangibles que l'on avait bien des états de particule individuelle et les bases de la notion de champ moyen était jetées, notion absolument centrale en structure s'il en est. En outre disposer de l'analogie des gaz rares permettait non seulement de rêver à une table périodique à la Mendeleïev version nucléaire, mais également, le fait de se représenter des nucléons se mouvant sur des orbites, des révolutions de Kepler au sein des constituants de la matière constituait certainement un profond et inavoué moteur métaphysique : ce qui est en haut est comme ce qui est en bas.

A.1 Une petite histoire des nombres magiques

Des nombres «particuliers» Il est curieux de noter que l'idée de classer les propriétés nucléaires en fonction du nombre de neutrons et de protons ne s'est pas imposée comme une évidence immédiate au départ, et pour cause : on date de 1932 la découverte du neutron⁽²⁾. Mais l'on n'avait pas attendu cette découverte pour commencer à réfléchir sur la structure interne du noyau : la toute première évocation d'une structure en couches serait attribuée à Guido Beck en 1928⁽³⁾. Il proposait alors un noyau composé de particules α , de protons et d'électrons et mentionne : « L'hypothèse la plus simple qui puisse être faite en la matière est de penser le noyau comme analogue à l'enveloppe d'électrons dans l'atome, formé de couches. » Dès la découverte du neutron, Werner Heisenberg propose un noyau construit uniquement de neutrons et de protons et introduit la notion d'isospin (et donc de nucléon). Tout un nouveau classement des données nucléaires devient légitime, non plus en fonction de Z et A comme alors, mais de Z et N . L'hypothèse de Heisenberg est reprise par Bartlett la même année (1932) qui suggère une structure en couches à partir d'une composition du noyau en protons, neutrons et particules α , idée basée sur l'observation d'isotopes stables à partir de laquelle il identifie des nombres de nucléons (le nouveau concept) qui semblent stabiliser la structure : 2, 8, 18, 32. On ne les appelle pas encore «magiques», ils sont juste particuliers. La paternité d'un véritable modèle de particules individuelles (un ancêtre du modèle en couches en quelque sorte) revient à Walter Elsasser (théoricien de la physique atomique) et Karl Guggenheimer (physico-chimiste) qui l'élaborent en 1933-34. Guggenheimer découvre que les abondances isotopiques naturelles sont beaucoup plus lisibles que les systématiques de masses atomiques pour identifier des nombres privilégiés de nucléons conférant une grande stabilité aux noyaux⁽⁴⁾ : côté neutrons il identifie $N=50$ et 82 et dans une moindre mesure $N=28$, côté protons : $Z=50$ et 82. En parallèle Elsasser entreprend de décrire un formalisme qui rendrait compte des nombres découverts par Bartlett (2, 8, 18, 32) aussi consacre-t-il un premier article aux noyaux légers⁽⁵⁾ puis, tenant compte des résultats de Guggenheimer, dans un deuxième article, il cherche à étendre ses résultats aux noyaux lourds⁽⁶⁾. Mais trouver la bonne forme de champ cen-

(2). James Chadwick, Possible existence of a neutron, *Nature* **129**, 312 (1932)

(3). Guido Beck, Über die Systematik der Isotopen, *Z. Phys.* **47**, 407 (1928)

(4). K.F. Guggenheimer, Remarques sur la constitution des noyaux atomiques, *J. Phys.* **5**, 253 (1934)

(5). W.M. Elsasser, Sur le principe de Pauli dans les noyaux, *J. Phys.* **4**, 549 (1933)

(6). W.M. Elsasser, Sur le principe de Pauli dans les noyaux. II, *J. Phys.* **5**, 389 (1934)

tral se révèle difficile : dans son premier article il sort les nombres 2, 10, 28, 52, 70 et 92 (nombres qui nous semblent très exotiques aujourd'hui) à partir d'un puits carré à bord fini, puis dans le deuxième : 2, 8, 18, 32, 50, 82 en perturbant l'ordre de remplissage des couches de manière un peu artificielle. On a très vite compris en effet que sans perturber l'ordre de remplissage des couches n'importe quelle forme de champ central donnait invariablement 2, 8 et 20. Cet arbitraire ne jouait évidemment pas en faveur du modèle d'Elsasser. Une opposition plus fondamentale à l'idée de particule individuelle venait du fait que l'hypothèse de Hartree (1928) qui avait été appliquée avec succès à la description du mouvement des électrons dans l'atome et complètement sous-jacente au modèle en couches atomiques ne semblait pas devoir trouver de justification dans le cas des nucléons qui se trouvent eux, en interaction mutuelle forte.

La notion de particule individuelle combattue En 1937, Bohr présente son modèle du noyau composé qui s'oppose radicalement à l'idée de nucléons comme particules indépendantes. Plutôt que de décrire les excitations du noyau comme étant dues aux promotions des nucléons dans des états de particule individuelle élevés dans le puits de potentiel, elles sont décrites comme résultant d'une forme quantifiée des mouvements collectifs de l'ensemble des nucléons. Il sera précisé rapidement que ces mouvements collectifs s'apparentent à ceux d'une goutte de liquide : rotation, vibration. Je serais tenté de dire que c'est de cette époque fort reculée que date la séparation du tronc commun de la physique nucléaire : une description en particules individuelles (même sans justification fondamentale) semblait mieux adaptée à la description des états stationnaires du noyau (surtout l'état fondamental) tandis qu'une description en termes de mouvements macroscopiques s'appliquait mieux à la description des réactions nucléaires. La grande unification entre ces deux branches dans le but de traiter et comprendre l'ensemble des phénomènes - structure et dynamique - sur un pied d'égalité et dans un cadre pleinement microscopique est le grand chantier qui s'ouvre devant nous [Pro12]. Le modèle de Bohr trouva un retentissement énorme car il permettait de décrire les données sur les sections efficaces de capture et diffusion des neutrons par le noyau dans un premier temps et servit dans un second temps de base au concept de fission nucléaire qui allait devenir le phénomène nucléaire majeur à l'étude au tournant des années 1930-1940. Il convient de préciser que la personnalité et l'énorme célébrité de Bohr jouèrent certainement en faveur d'une rapide diffusion du modèle. Les efforts de description du noyau en termes d'états de particule individuelle passèrent donc au second plan, la légitimité de ce type de discussion fut quelque peu mise en doute et de tels efforts furent découragés, voire combattus⁽⁷⁾.

(7). Bohr lui-même fut, un temps, l'un des plus virulents détracteurs du modèle en couches. Ce n'est que dans les années 1950 que ces deux visions apparemment incompatibles de la structure interne du noyau furent réconciliées au sein du modèle dit *unifié*, tel qu'essentiellement articulé par Bohr et Mottelson et magnifiquement inscrit dans le marbre de leur somptueuse monographie.

Nombres «magiques» et champ moyen Le reste de l'histoire est mieux connu ⁽⁸⁾ : après la seconde guerre mondiale, l'accumulation rapide des données de plus en plus précises et variées rend indispensable l'utilisation d'un modèle de particules individuelles avec effets de couches. Maria Göppert-Mayer à Chicago et J. Hans D. Jansen à Heidelberg relancent définitivement cette idée en corrélant toutes les données expérimentales alors à leur disposition. Ce tournant est marqué par la parution de l'article de revue de Göppert-Mayer en 1948 ⁽⁹⁾. Les premières tentatives pour retrouver la succession des nombres magiques connus s'étaient révélées peu concluantes comme on l'a vu. Il fallait en fait introduire un terme de couplage spin-orbite, prescription que Göppert-Mayer et Axel, Jensen et Suess formulent indépendamment dans deux articles ⁽¹⁰⁾ désormais célèbres parus dans la même revue, la même année.

Que la structure nucléaire puisse s'expliquer par un traitement de champ moyen est sans doute une des certitudes les mieux ancrées à l'heure actuelle : pas de doute que le meilleur moyen de résoudre le problème de N-corps ($N \gtrsim 12$) en interaction forte en passe par là (pour le moment). Pourtant l'objet physique que serait l'état de particule individuelle semble mystérieusement nous échapper : il est même rigoureusement démontrable qu'une observable telle que l'énergie de particule individuelle (effective) tendrait à nous échapper à jamais [Dug12] (non pas vraiment dans l'absolu mais à moins de prendre des précautions telles qu'elles mériteraient de revisiter 40 ans de réactions directes). Pourquoi s'y accrocher ? On ne jette pas si facilement aux orties une notion aussi constitutive de l'image que plusieurs générations de physiciens s'est progressivement construite du noyau et qui a permis de corrélérer tant de données expérimentales.

A.2 Persistance, disparition, émergence des nombres magiques

Pour résumer de manière *très* schématique : 1^{er} paradigme (imposé par Bohr) le noyau est plus adapté à une description de type goutte liquide ; puis renversement : le modèle des particules individuelles avec effets de couches s'impose (Göppert-Mayer et Jensen obtiennent le prix Nobel en 1963), les nombres magiques sont universels, on trace de grande ligne noires s'étendant indéfiniment dans les diagrammes de Segré ; nouveau renversement, amené par le développement des faisceaux radioactifs : certains nombres ne sont plus effectivement magiques loin de la stabilité (pas de prix Nobel).

les nombres magiques à l'heure actuelle : bilan Doit-on désormais interrompre les fameuses lignes noires des tables des isotopes ? En contrepartie des disparitions de nombres magiques observés on a (cru) assister à l'émergence de nombres magiques fragiles loin de la stabilité, doit-on en rajouter de nouvelles ? Ce dernier point a pu prêter

⁽⁸⁾. Un trésor d'informations sur la genèse de la notion de particule individuelle est donné par K. E. Johnson, Independent-particle models of the nucleus in the 1930's, Am. J. Phys. **60**, 164 (1991)

⁽⁹⁾. M. Mayer, Phys. Rev. **74**, 235 (1948)

⁽¹⁰⁾. M. Mayer, Phys. Rev. **75** 1969 (1949) ; Axel, Jensen et Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949)

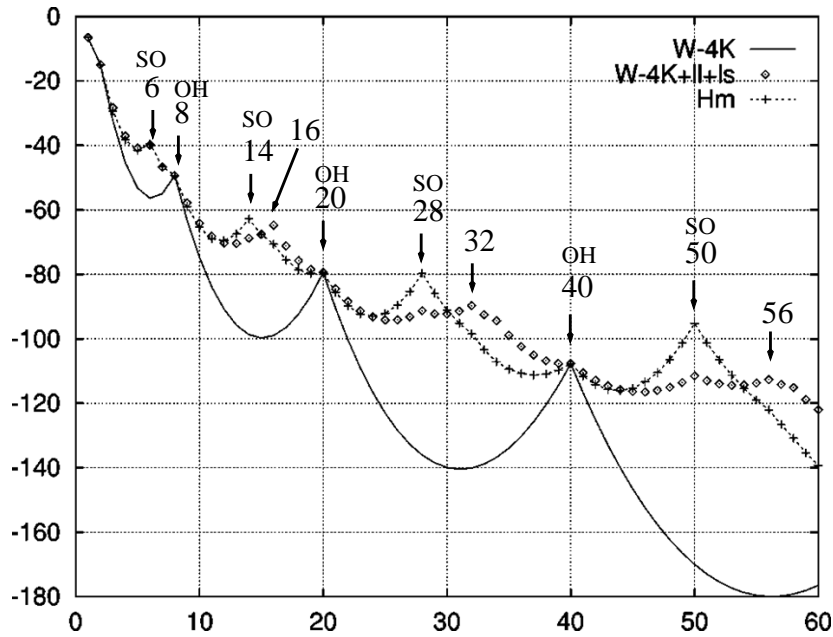


FIGURE I.1 – Figure tirée de [Duf99] illustrant le mécanisme de formation des couches en fonction de différentes composantes monopolaires de l’interaction N-N : trait plein monopole-monopole collectif, losanges : en incluant le terme à un corps, bord et de spin-orbite, croix : en tenant compte des termes à deux corps.

à confusion (et conduire à la suspicion du collectionneur gâté), on a accusé les spectroscopistes de parler de magie au moindre effet de sous-couche. On a également parlé de « basculement » de magie (d’un nombre à un autre) et de renforcement mutuel de magie [Ham84], sans qu’une justification formelle n’en ait été donnée. Pour tenter d’y voir plus clair dans la multiplication des manifestations magiques on peut se reporter à la figure I.1. Dans la référence dont elle est issue est analysé très précisément le mécanisme de formation des effets de couche dans le cadre de l’utilisation de force réaliste nucléon-nucléon (à deux corps N-N) avec le modèle en couches [Duf99]. On reconnaît la séquence 2, 8, 20, 40 des nombres magiques associés aux fermetures de couche d’oscillateur harmonique (trait plein). De manière surprenant, l’inclusion des termes de bord et de spin-orbite (termes à un corps) tout en contrebalançant considérablement cette première structure ne fait pas apparaître de gap significatif à 28 et 50, seul l’inclusion de l’ensemble du terme monopolaire, avec les contributions à deux corps, donne naissance à la séquence 6, 14, 28, 50. On observe une séquence secondaire, essentiellement issue des termes à un corps : 16, 32, 56.

Expérimentalement la situation est la suivante :

- Côté « apparitions » :

Pour un nombre de neutrons en excès :

- dans la séquence des nombres de spin-orbite $N=6$ et $N=14$ se manifestent en effet, loin de la stabilité [Kan02, Bec06] ;
- dans la séquence « secondaire » : l’effet $N=16$ est expérimentalement avéré [Oza00], ainsi que l’effet $N=32$ [Huc85] et $N=56$ [Kan07].

- Côté «disparitions» :

- concernant les nombres magiques associés à des fermeture de couche de type oscillateur harmonique : ils tendent systématiquement à disparaître, loin de la stabilité pour les noyaux riches en neutrons : ainsi pour N=8 [N8] et N=20 [N20], mais également dans les noyaux déficients en neutrons : Z=8 [Suz09].
- concernant les nombres magiques associés à des fermeture de couche de type spin-orbite : ${}^{20}_6\text{C}_{14}$ n'est pas doublement magique [Sta08] ; on assiste à la disparition de l'effet magique associé au nombre de spin-orbite N=28 exactement au moment où il croise un autre nombre de spin-orbite Z=14, avec un état fondamental de ${}^{42}_{14}\text{Si}_{28}$ observé collectif [Bas07].

Concernant l'apparente émergence de nouveaux nombres magiques, je ne préfère pas en discuter ici, également parce-que le sujet porte sur la *persistance* de N=50. Je me contenterai de noter que, au delà des détails de l'interaction N-N, le traitement global de l'hamiltonien monopolaire tel qu'entrepris dans [Duf99] présente une robustesse à toute épreuve. La figure I.1 représente en fait les effets monopolaires pour les noyaux T=0, néanmoins l'accord reste frappant même à N≫Z, à tel point que quiconque aurait eu la clairvoyance de s'en saisir pour organiser les recherches de «nouveaux» nombres magique à la parution de l'article, aurait à tous les coups connu le succès.

Vers une universalité retrouvée Le travail exposé dans [Duf99] répondait à l'urgence de comprendre l'origine de la partie défaillante des interactions réalistes, qui utilisées directement avec le modèle en couches avaient conduit à une fameuse et retentissante «catastrophe» (par exemple l'interaction de Kuo et Brown ne reproduit pas la magie de ${}^{48}\text{Ca}$, le gap 28 ne se forme pas [Mar97]). Il s'agissait d'isoler le terme (monopolaire) responsable des mauvaises propriétés de saturation et de lui appliquer la correction adéquate, une correction universelle. Car une autre méthode pour dériver des interactions directement à partir des données expérimentales, au coup par coup et suivant les espaces de valence avait commencé d'être utilisée. Celle-ci causa de grands dommages à l'image du modèle en couches que l'on renvoyait à une approche phénoménologique, incapable de rien apprendre sur l'interaction nucléaire elle-même. La recherche d'une correction universelle (et maîtrisée) du terme monopolaire menée très tôt par le groupe de Strasbourg-Madrid reste un enjeu important pour le modèle en couches comme en témoignent les développements ultérieurs menés par le groupe de Tokyo [Ots06, Ots10] et les vigoureux débats y afférents [Zuk03]. Les recherches expérimentales sur la persistance des nombres magiques loin de la stabilité, telles qu'entreprises ici (même modestes), permettent donc aussi d'alimenter cet effort. Mentionner ici l'ensemble de cette problématique me permet aussi de souligner que l'étude de l'évolution des effets de couches, y compris celle de la couche N=50, a un lien profond avec les problèmes liés à l'interaction nucléaire elle-même.

Mécanisme d'évolution des effets de couches : généralités L'ensemble de ces effets ont été largement discutés par le passé et continuent de l'être (voir pour les revues, entre autres : [Gra04, Sor08] et les références qui s'y trouvent). Un effort particulier a été

fait pour déceler parmi les composantes de l'interaction nucléaire : les termes privilégiés, et parmi les orbitales mises en jeu : celles contribuant de manière essentielle, qui permettraient de rendre compte des phénomènes observés, et plus que cela, si le mécanisme pouvait présenter quelque universalité permettant d'anticiper d'autres phénomènes similaires non encore découverts. Mais quelle que soit la sophistication des explications invoquées on retient quelques fait essentiels désormais bien connus de tous :

(1) L'énergie effective de particule individuelle d'un état donné $j_{\pi(\nu)}$ est modifiée sous l'influence de la composante monopolaire de l'hamiltonien (qui contient les effets globaux de types champ moyen) en fonction du taux d'occupation des autres orbitales $j'_{(\pi)\nu}$, c'est la dérive monopolaire : effet connu de longue date, ingrédient essentiel des évolutions de couches [Pov81]; (2) cette dérive peut amener (a) à une réduction d'un espacement normalement prononcé, comme cela devrait être le cas d'un gap magique (b) à un rassemblement d'orbitales particulièrement favorable au développement de la collectivité (c) à une modification de l'ordre en énergies des états de particule individuelle (émergence de nouveaux gaps); (3) les autres termes de l'hamiltonien nucléaire, les corrélations, entrent en action, comme l'appariement ou le terme quadrupolaire responsable du comportement collectif (déformation, rotation, vibration). Ainsi, même si un gap en énergie, initialement attribué à une fermeture de couche et donc un nombre magique, subsiste, les corrélations peuvent devenir telles que les propriétés habituellement associées à la magie disparaissent ⁽¹¹⁾.

On note pour être (un peu plus) complet que l'effet des corrélations au delà du champ moyen dans l'amointrissement apparent des gaps (gaps corrélés) a été étudié en détail dans [Ben08], d'ailleurs un gap issu des données expérimentales est toujours entaché de corrélations ⁽¹²⁾ et on est renvoyé à la question de la légitimité de la notion d'énergie d'état de particule individuelle, déjà évoquée plus haut. Mais on comprend bien que la question d'interrompre les lignes noires marquant les nombres magiques dans les diagrammes de Segré est plus compliquée qu'il n'y paraît : ces lignes symbolisent-elles l'existence de gaps significatifs dans la succession des états de particule individuelle, ou symbolisent-elles le fait que les noyaux qui s'y trouvent présentent les propriétés qui ont permis historiquement la découverte des nombres magiques ?

Quoi qu'il en soit, l'ensemble des phénomènes d'apparition de zone de collectivité : îlot d'inversion ou îlot de déformation au niveau des nombres magiques d'oscillateur harmonique 8, 20 (et par extension 40) rentre bien dans le cadre général du mécanisme en trois points ci-dessus.

A.3 Formation des fermetures de couche de spin-orbite

N=28 et le problème de la formation des effets de couches de spin-orbite

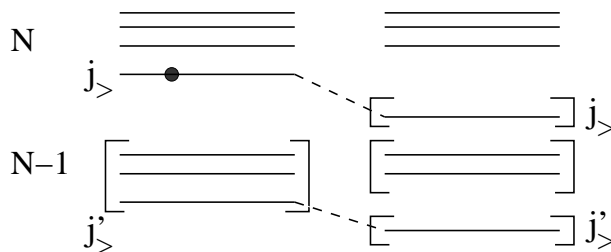
Le sujet a été couvert récemment et de manière exhaustive et l'on pourra se reporter à la compilation de [Sor13]. Je rappellerai néanmoins ici quelques faits essentiels car

(11). Ce que l'on pourrait résumer par le fameux mot de A. P. Zuker : « le quadrupole propose, le monopole dispose ».

(12). Il est difficile de séparer la contribution purement monopolaire du reste comme on le verra Ch. II paragraphe B.2.

la découverte d'une forte collectivité pour un isotone possédant le nombre magique de spin-orbite N=28 représente un événement très important dans le cadre des recherches sur la persistance de l'autre nombre magique de spin-orbite qu'est N=50. En effet, jusqu'alors les fermetures de couche de la série historique 28, 50, 82, 126 semblaient suffisamment robustes pour résister aux effets énumérés ci-dessus. Néanmoins un faisceau de preuves expérimentales s'était accumulé montrant l'émergence croissante de la collectivité dans les isotones N=28 de plus en plus déficients en protons [N28], et aux abords. Au final le gap 28, affaibli, se retrouve «submergé» par les corrélations et les calculs de type modèle en couches présentés dans la Ref. [Bas07] montrent que l'effet conjugué des resserrements (sous l'influence marquée de l'interaction tensorielle proton-neutron) des groupes d'orbitales protons *sd* et neutron *fp*, très favorables à l'expression de la collectivité quadrupolaire, alliés à une affaïssement du gap N=28, conduisent à un état fondamental très déformé pour ^{42}Si (déformation permanente oblate). Est-ce qu'un phénomène similaire sera à l'œuvre le long de la ligne N=50 en direction de ^{78}Ni ? Bien sûr en 2001 quand nous commençons les recherches sur N=50, ces résultats n'étaient pas connus. Plus généralement, la question de l'origine des fermetures de spin-orbite est reposée avec acuité «The true origin of the SO closures remains a major open question» [Zuk03].

La piste de l'interaction à 3 corps Comme on l'a vu plus haut, les interactions réalistes à deux corps N-N échouent au départ à produire une bonne spectroscopie à moins d'appliquer une correction dans leur partie monopolaire. Mais elles échouent particulièrement à faire apparaître les fermetures de couche de type spin-orbite. La forme des potentiels réalistes N-N est désormais parfaitement bien connue, et les calculs de modèle en couches *p sd fp* sont désormais exacts : aussi la défaillance est désormais suspectée se trouver dans l'absence de prise en considération des termes à 3 corps N-N-N ou 2N-N [Zuk03-2].



Pour fonctionner les interaction *empiriques* doivent reproduire un fait essentiel en structure, représenté sur le petit dessin ci-contre : l'orbitale de plus grand *j* d'une couche majeure N, en se remplissant, se lie et lie les orbitales de grand *j'* des couches voisines. Plus exactement : ces orbitales de grand *j* sont plus liées par rapport

aux orbitales voisines et une forme de répulsion apparaît entre ces orbitales privilégiées proton (neutron) et la voisine immédiate proton (neutron) (interactions p-p et n-n répulsives). On comprend bien comment ce phénomène joue un rôle essentiel dans l'apparition de fermetures de couches de type spin-orbite. Les interactions réalistes N-N ne peuvent agir de la sorte et les forces empiriques le peuvent à condition de les rendre «N-N incompatibles». Par contre les forces N-N-N le peuvent naturellement [Zuk03-2]. Des calculs récents de modèle en couches utilisant des interactions effectives à 3 corps [Ots10, Hol12] ont en effet permis de résoudre en partie le problème de la non-apparition des gaps de spin-orbite N=14 dans les isotopes d'oxygène (Z=8) et N=28 dans les isotopes de cal-

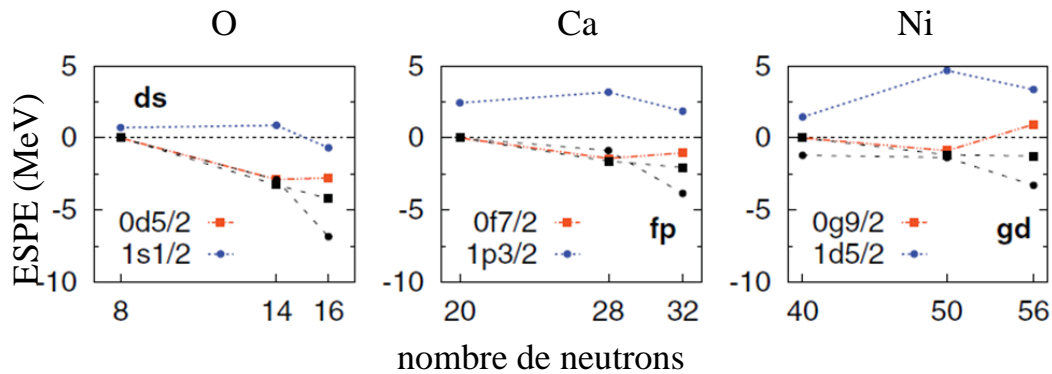


FIGURE I.2 – Figure tirée de [Sie12]. Energies de particule individuelle effectives neutron en fonction du nombre de neutrons. Dans la chaîne isotopique $Z=8$ le remplissage neutron a lieu dans la couche *sd*, à $Z=20$ *fp* et à $Z=28$ *gd*. La couleur indique les calculs utilisant des interactions empiriques tandis que les courbes en noir indiquent les calculs effectués à partir d’une interaction réaliste à 2 corps. On observe dans ce dernier cas l’absence de formation des gaps de la séquence spin-orbite $N=14, 28$ et 50 .

cium ($Z=20$). La question est maintenant de savoir si le mécanisme de formation de $N=50$ dans les isotopes de nickel ($Z=28$) s’inscrit dans cette lignée. Il n’existe pas encore d’interaction effective à 3 corps pour l’espace considéré, mais l’étude menée dans la Ref. [Sie12] conclut que cela doit être le cas. La Fig. I.2 tirée de cet référence illustre l’absence non formation des gaps de spin orbite par les interactions réalistes, en comparaison des forces effectives. On note en particulier que pour $N=50$ la situation est encore pire que pour les cas précédents $N=14, 28$: en effet l’orbitale $d_{5/2}$ apparaît même plus liée que la $g_{9/2}$. Naïvement on peut alors penser que l’influence des termes à 3 corps est encore plus importante dans le cas de la fermeture de couche $N=50$.

A.4 Pour résumer les motivations de structure

Ce long développement avait pour but de bien poser tous les enjeux de structure qui motivent l’étude de l’effet de couche $N=50$ dans la région de ^{78}Ni .

$N=50$ fait partie des premiers nombres magiques identifiés (Guggenheimer 1934). On ne mesure bien l’importance pour notre discipline d’étudier les évolutions des nombres magiques loin de la stabilité, rendus possibles par plus de trente ans de développement des faisceaux radioactifs, que si l’on se souvient du rôle essentiel qu’ils ont joué dans l’établissement de la notion de particule individuelle.

$N=50$ appartient à la séquence de fermeture de couche de type spin-orbite 6, 14, 28, 50, 82 et 126. On a pu croire que les effets associés, à 28, 50, 82 et 126, étaient suffisamment robustes pour résister aux corrélations quadrupolaires, contrairement aux effets associés aux fermetures de couches de type oscillateur harmonique. Mais les évidences d’une forte collectivité à $N=28$ loin de la stabilité sont désormais certaines. Qu’en est-il pour $N=50$? Simultanément les mécanismes des fermetures de couches de spin-orbite ne

peuvent pas sortir naturellement de l'interaction nucléon-nucléon à 2 corps, les termes à 3 corps semblent jouer un rôle essentiel. Du point de vue du modèle en couches la recherche d'une interaction monopolaire se poursuit, elle doit maintenant aussi passer par un traitement des termes à 3 corps. L'étude d'une région située au voisinage d'une fermeture de couche de type spin-orbite, très loin de la vallée de stabilité doit permettre, en lien avec les régions N=14 et 28, d'apporter de précieux éclaircissements.

De manière générale la question de la double fermeture de couche Z=28, N=50 de ^{78}Ni reste (expérimentalement) posée. Tant que ce noyau reste difficilement accessible (l'observation de ^{78}Ni —une douzaine d'événements au total— n'a été reportée que deux fois dans la littérature [Eng95, Hos05], ce n'est que très récemment, fin 2012, que plusieurs centaines ou milliers d'événements ont été observés au RIKEN) on ne peut compter que sur les preuves indirectes révélées par les propriétés de noyaux situés aussi proche que possible de ce croisement désormais mythique de nombres magiques. Initialement, en 2001, lorsque nous avons commencé les travaux d'étude de radioactivité auprès du séparateur PARRNe c'était bien avec en tête cet unique objectif.

Dans la partie suivante je replacerai les travaux de radioactivité effectués à PARRNe dans le contexte de l'évolution rapide des connaissances sur la structure de noyaux de la région N=50. Les résultats obtenus lors des différentes expériences de radioactivité à PARRNe seront passés en revue plus en détail dans les Chapitres suivants.

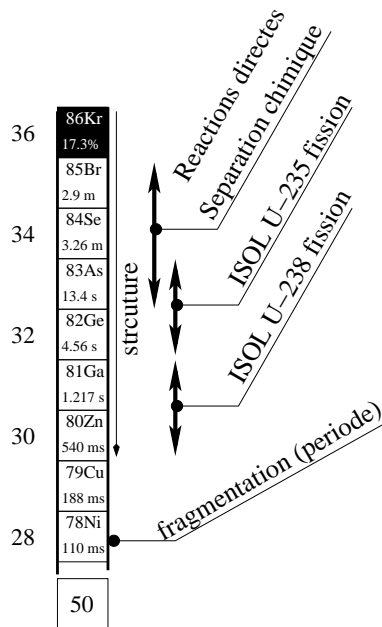
B Etat de l'art des études de la persistance de N=50 en direction de ^{78}Ni

Au vu de la discussion précédente, et étant donné ce que l'on sait maintenant de la disparition des nombres magiques, les deux questions fondamentales que l'on doit se poser expérimentalement pour N=50 sont :

1. Sommes-nous en mesure d'évaluer la séparation en énergie entre les orbitales neutrons $1g_{9/2}$ et $2d_{5/2}$, partenaires qui forment le gap 50, et que les termes à 3 corps devraient contribuer à repousser mutuellement ? (voir Chapitre II) ;
2. Assiste-t-on à l'émergence des corrélations quadrupolaires, de la collectivité en général, le long de la ligne N=50 en direction de Z=28 ? (voir Chapitre III).

Pour y parvenir, la grande difficulté, spécialement pour des noyaux situés aux limites des possibilités expérimentales, sera de parvenir à caractériser et distinguer les structures collectives et les structures en particules individuelles. Cela nécessite de croiser les résultats souvent parcellaires obtenus par différentes techniques : spectroscopie γ , excitation coulombienne, réactions directes en cinématique inverse etc. Les mesures de masse enfin apportent les informations essentielles sur la sur-stabilisation apportée par la fermeture de couche. Elles rendent possible une extraction du gap effectif et/ou corrélé.

B.1 Le rôle particulier des études de radioactivité



Comme on l'a déjà mentionné au cours du Préambule, après une longue période de *statu quo*, les études de radioactivité dans la région de N=50, hasard des conjonctures, ont trouvé un net regain d'intérêt au moment même où nous nous lançons dans les études auprès du séparateur PARRNe. Pour illustrer les progrès récents et donner la mesure des efforts expérimentaux qui y ont été consacrés, l'évolution des connaissances de la structure nucléaire en direction de ^{78}Ni au cours de la décennie écoulée est représentée de manière schématisée sur la Fig. I.3 (toutes techniques confondues). Dans la région de masse qui nous intéresse ici, les premières informations de structures en s'éloignant de la stabilité ont *presque* toujours été obtenues par les études de radioactivité. Pour la série isotopique 50 par exemple (figure ci-contre), la structure de ^{85}Br est révélée d'abord par radioactivité [Zen80] puis par la réaction $(d, ^3\text{He})$ sur ^{86}Kr [Pfe86] ; celle de ^{84}Se par radioactivité [Kra75], puis par réaction directe $^{82}\text{Se}(t,p)$ [Mul88] ; celle de ^{83}As également par radioactivité [Del72]. Jusque là les sources radioactives étaient préparées par séparation chi-

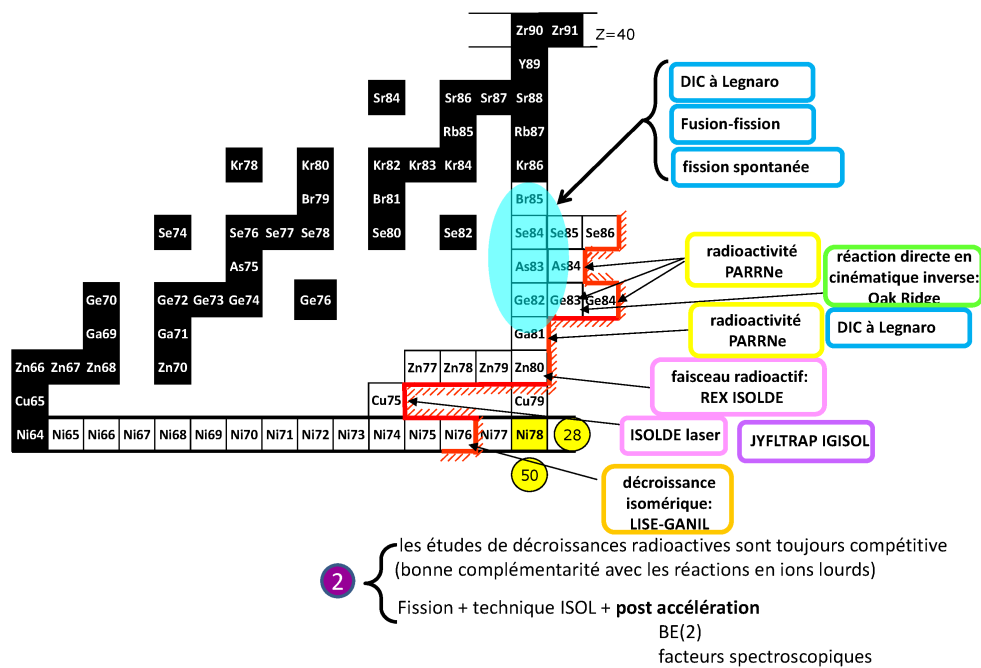
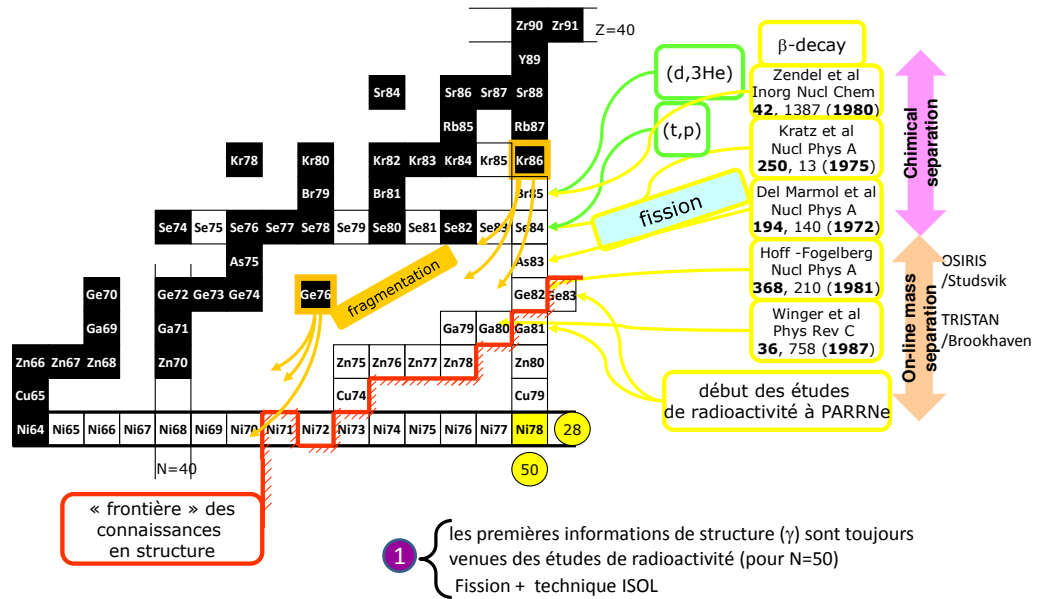


FIGURE I.3 – «Frontière» des connaissances expérimentales de la structure (au moins quelques niveaux excités connus) des noyaux riches en neutrons en direction de ^{78}Ni , en haut début des années 2000, en bas début des années 2010.

mique, c'est l'utilisation de la technique ISOL, et plus précisément auprès des réacteurs comme TRISTAN (Brookhaven) ou OSIRIS (Studsvik) qui a réellement permis l'avancée suivante : un schéma de niveaux très complet de ^{83}As est alors obtenu [Win88] ainsi que pour ^{82}Ge [Hof81]. L'étape suivante est franchie en recourant à la fission de ^{238}U (au lieu de ^{235}U jusqu'alors) : le premier schéma de niveaux de ^{81}Ga est obtenu auprès de PARRNe [Ver04, Ver07], et quelque peu complété par la suite au HRIBF Oak Ridge [Pad10] ; enfin, la structure de ^{80}Zn est obtenue par excitation coulombienne d'un faisceau radioactif auprès de REX-ISOLDE [Van07, Van09]. Très récemment la décroissance $^{80}\text{Cu} \rightarrow ^{80}\text{Zn}$ a été obtenue auprès de RIBF/RIKEN [Nii13] et le schéma de niveaux est significativement complété.

La décroissance de ^{80}Zn est observée pour la première fois dans les années 1980 à la fois auprès des séparateurs OSIRIS [Lun84, Eks86] et TRISTAN [Gil86, Win87], dans un intérêt jusqu'alors essentiellement astrophysique (processus r). Il faut bien rendre à César ce qui est à César : c'est l'*interprétation* de ces données, à l'aide d'un modèle RPA, faite par K.-L. Kratz et collaborateurs qui a réellement « mis le feu aux poudres » [Kra88] :

« Considering ^{80}Zn as a doubly magic $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$ core plus a proton pair, the observation of shape coexistence seems to imply a rather rapid weakening of the shell strength above ^{78}Ni . »

L'argument tient essentiellement au fait que l'apparente (et contestable) abondance d'états 1^+ de ^{80}Ga semble la mieux reproduite par les calculs de RPA qui en retour, prédisent une coexistence de forme : la structure de ^{80}Zn serait déformée dès 600 keV. Cet épisode augurait parfaitement de l'avenir des études de structure dans cette région : une discussion contradictoire des résultats expérimentaux –difficiles à obtenir– et une discussion même de ces résultats, comme on va le voir dans la suite. Quoiqu'il en soit, l'intérêt pour cette région regagnait dès lors le giron de la structure. Comme on le verra dans les chapitres suivants, notre interprétation des résultats des études de radioactivité ultérieures (motivées par les arguments de structure 1) et 2) mentionnés plus haut) $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$ [Per06] et $^{81}\text{Zn} \rightarrow ^{81}\text{Zn}$ [Ver07], dont une version préliminaire était publiée en 2004 [Ver04] (voir p. 23), tendait à montrer qu'il n'existait aucune évidence de disparition de l'effet de couche N=50 en direction de ^{78}Ni au moins jusqu'à $Z=31$. Pour être complet, il convient de revenir un instant sur la très belle expérience d'excitation coulombienne des faisceaux radioactifs $^{74-80}\text{Zn}$ [Van07, Van09] effectuée à REX-ISOLDE à laquelle j'ai eu la chance de participer. ^{80}Zn est en effet l'isotone N=50 le plus léger sur lequel des informations de structure soient disponibles à ce jour. Basé sur une analyse de quelques indicateurs standards de la collectivité ⁽¹³⁾ tels que les rapports $E(4^+)/E(2^+)$ et la systématique des $B(E2, 2^+_1 \rightarrow 0^+_{gs})$ des isotopes de Zn riches en neutrons, dans le cadre de calculs de modèles en couches restreints à l'espace de valence naturel de ^{56}Ni , les auteurs concluaient par cette sentence définitive : « No evidence is found for breaking of the N = 50 shell gap ». L'affaire semblait donc entendue au milieu des années 2000. C'était sans compter avec nos amis haut-spineurs.

⁽¹³⁾. Je reviendrai sur la collectivité dans le voisinage immédiat de N=50 dans les cas étudiés à PARRNe de $^{80,84}\text{Ge}$ au Ch. III.

B.2 La controverse liée aux états Yrast

Simultanément à nos mesures de radioactivité, un fructueux programme expérimental visant à peupler les états proches de la ligne Yrast de noyaux riches en neutrons par échanges multi-nucléons dans les collisions profondément inélastiques avait été entrepris au Laboratoire National de Legnaro (Italie) ⁽¹⁴⁾. En 2004, année où paraissaient une partie de nos résultats préliminaires [Ver04], paraissait également une étude systématique des états de moyen spin des isotones N=50 légers $^{87}_{37}\text{Rb}$, $^{85}_{35}\text{Br}$, $^{84}_{34}\text{Se}$ et $^{82}_{32}\text{Ge}$ [Zha04]. Les résultats expérimentaux y étaient comparés à ceux d'un calcul de modèle en couches effectué dans un espace de valence restreint aux orbitales de valences $\pi(1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2})$ et $\nu(2p_{1/2}, 1g_{9/2}, 2d_{5/2})$ (cœur hypothétique de $^{66}_{28}\text{Ni}_{38}$). Bien qu'un peu inhabituel, cet espace est intéressant puisqu'il permet de décrire les états de neutrons particule-trou au travers du gap 50. Un état en particulier, proposé (7^+), identifié dans ^{84}Se et ^{82}Ge , semblait pouvoir (sur un argument d'énergie corrélée au blocage des neutrons) être attribué à l'état particule trou $\nu 1g_{9/2}^{-1} \otimes \nu 2d_{5/2}^{+1}$. Sa bonne reproduction par le calcul avec un gap neutron de taille raisonnable (écart en énergie entre les orbites $\nu 1g_{9/2}$ et $\nu 2d_{5/2}$ dans ^{78}Ni de l'ordre de 4 MeV), ainsi qu'une description des autres bandes jugée satisfaisante, permettaient aux auteurs de conclure : « The generally good agreement obtained between calculated and measured level energies in all the cases considered is taken as an argument for the proper description of such semi magic nuclei within the shell-model framework and therefore of the persistence of the N=50 closed shell down to Z=32. »

Toujours en 2004, année d'or de la thématique N=50, un triplet d'états proposés (5^+), (6^+) et (7^+) étaient identifiés dans ^{84}Se grâce à l'analyse de données de fusion-fission obtenues avec EUROBALL IV [Pre04]. L'état proposé (7^+) est en accord avec celui identifié à Legnaro. Les auteurs s'accordent d'ailleurs sur l'interprétation en terme d'états intrus particule-trou neutron. En traçant la systématique des énergies d'excitation du triplet 5^+ , 6^+ , 7^+ pour les isotones N=50 à partir de ^{90}Zr (Figure 5 de la Ref. [Pre04]), on observe une diminution constante à partir de Z=38. Les auteurs concluent à un affaiblissement du gap associé à N=50. L'hypothèse originale de [Pre04] d'une diminution du gap N=50 sera reprise et en quelque sorte gravée dans le marbre de la grande synthèse des évolutions de nombre magique [Sor08]. La systématique des états particule-trou neutrons est complétée ultérieurement jusqu'à ^{82}Ge [Rza07, Sah12], et la diminution de leur énergie se poursuit. A nouveau pour Ge, l'interprétation varie quelque peu. D'un côté les auteurs de [Rza07] interprètent simplement leurs données comme la poursuite de l'affaiblissement du gap N=50 entre Z=34 et Z=32. De l'autre, les auteurs de [Sah12], toujours en comparant leurs résultats avec des calculs de type modèle en couches, en particulier en étudiant les effets liés à la variation de l'énergie du gap 50, concluent à la robustesse de ce gap qu'ils estiment à 4.7(3) MeV à Z=28, et seulement 3.6 MeV à Z=32 (gap effectif) en bon accord avec les résultats des mesures

⁽¹⁴⁾. Nous nous sommes dès lors associés à ce programme, particulièrement grâce au, et au travers du, LIA COLLIGA, voir en particulier [Sah12]. Plus récemment nous avons effectué des mesures de durées de vie nucléaire dans cette région à l'aide du démonstrateur d'AGATA, à Legnaro (résultats en cours d'analyse).

de masse (voir section suivante). Autrement dit, il existerait bien une diminution du gap N=50 effectif (corrélé) de Z=38 à Z=32, suivi d'une ré-augmentation pour Z<32. Les extrapolations de la taille du gap N=50 de Z=32 (minimum apparent) à Z=28 ont donné lieu à plusieurs travaux. On citera celui basé sur un traitement astucieux des données expérimentales [Por12] qui donne une sorte d'extrapolation vers une valeur de 4.2 MeV à Z=28 et les calculs de modèle en couches, effectués dans un très grand espace de valence, $\pi(fp)-\nu(fp)gd$, qui prédisent ^{78}Ni clairement doublement magique avec une valeur du gap N=50 égale à 4.7 MeV (la valeur est étonnamment consistante avec celle obtenue dans [Sah12] avec un espace de valence et une interaction résiduelles différents mais également avec les modèles les plus sophistiqués de goutte liquide [Mol95]). Mais restons sur les données expérimentales en notre possession et tournons nous vers les données reines pour l'identification des effets de couches : les masses.

B.3 Les mesures de masse

Les résultats de mesures de masses utilisant des pièges de Penning, à IGISOL [Hak08] et à ISOLDE [Bar08] paraissent presque simultanément en 2008. Ces résultats remarquables étendent les mesures de masse de haute précision aux isotopes de Ge jusqu'à la masse 85 (N=53), Ga jusqu'à la masse 83 (N=52) et de Zn jusqu'à la masse 81 (N=51). Ces données sont ensuite intégrées à la dernière évaluation NUBASE2012 [Aud12]. Disposer de mesures systématiques de masse «au travers» du gap N=50 pour ces trois isotopes permet d'accéder à une évaluation directe de la taille du gap effectif. Comment est la question qui peut parfois faire débat [Por12]. De manière générale l'utilisation des valeurs de masse pour résoudre des questions de structure n'est pas complètement triviale. Je donne ci-dessous une façon de faire que je trouve très jolie et que j'ai présentée à la conférence ARIS à Leuven en 2011. Ce me semblait le bon endroit pour le faire car cette conférence regroupe les «communautés» des masses et de la structure. De plus cet exemple permet de parfaitement corréliser l'évolution des états Yrast évoquée plus haut à celle des masses et apportera quelque lumière supplémentaire sur l'évolution du gap N=50.

La quantité utilisée par convention par la «communauté des masses» pour donner la mesure d'un gap, disons Δ , par exemple pour une fermeture de couches neutrons au nombre N et proton au nombre Z est :

$$\begin{aligned} \text{gap neutron} & : \Delta_n = S_{2n}(Z, N + 2) - S_{2n}(Z, N) \\ \text{gap proton} & : \Delta_p = S_{2p}(Z + 2, N) - S_{2p}(Z, N) \end{aligned} \tag{B.1}$$

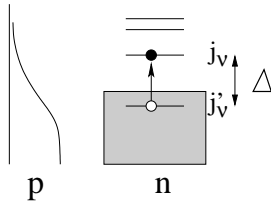
où S_{2n} est l'énergie de séparation d'une paire de neutrons, S_{2p} d'une paire de protons. Donc la quantité en question reflète l'énergie supplémentaire qu'il faut pour arracher la «dernière» paire de neutrons quand la couche est fermée par rapport au cas où la «dernière» paire est située au dessus du cœur semi-magique. Cette quantité permet en principe de s'affranchir de la variation d'appariement d'une couche à l'autre. Elle est similaire (mais différente sur le plan formel) à une autre quantité, utilisée par exemple

dans [Duf99] :

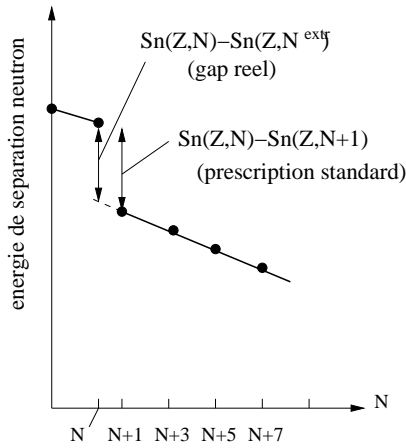
$$\begin{aligned}
 \text{gap neutron : } \Delta_n &= 2BE(Z, N) - BE(Z, N+1) - BE(Z, N-1) \\
 &= S_n(Z, N) - S_n(Z, N+1) \\
 \text{gap proton : } \Delta_p &= 2BE(Z, N) - BE(Z+1, N) - BE(Z-1, N) \\
 &= S_p(Z, N) - S_p(Z+1, N)
 \end{aligned}
 \tag{B.2}$$

Cette dernière estimation correspond en fait au théorème de Koopmans qui dit que pour un noyau doublement magique $A(Z, N)$ l'énergie de séparation proton (neutron) est une bonne estimation de l'énergie de particule individuelle proton (neutron). Soit par exemple pour une orbitale de particule individuelle neutron j'_ν :

$$\begin{aligned}
 -\epsilon_{j'_\nu}(Z, N) &= S_n(Z, N) \\
 &\quad \text{double fermeture} \\
 &\quad \text{de couche}
 \end{aligned}
 \tag{B.3}$$



Or un gap est par définition la différence d'énergie entre les deux orbitales de particule individuelle qui l'encadrent ie $\Delta = \epsilon_{j_\nu} - \epsilon_{j'_\nu}$ comme illustré ci-contre. On a donc besoin pour l'estimer, de l'énergie de liaison de l'orbitale (vide) qui se trouve au dessus du gap, sensée donner ϵ_{j_ν} dans le même noyau $A(Z, N)$ à la fermeture de couche. $S_n(Z, N+1)$ ne constitue en général pas une bonne estimation de ϵ_{j_ν} puisqu'elle n'est pas mesurée dans le même noyau : il vaudra mieux prendre l'énergie du centroïde de la configuration trou-particule dans un seul et même noyau $A(Z, N)$.



Si on veut vraiment extraire $\epsilon_{j_\nu} - \epsilon_{j'_\nu}$ à partir des masses comme c'est le cas ici, il faut recourir à méthode graphique introduite dans [Hey86] illustrée dans la figure ci-contre. En extrapolant la fermeture de couche on corrige de la différence d'énergie qu'il faut pour retirer un nucléon de l'orbitale j_ν située au dessus du niveau de Fermi dans un noyau $A(Z, N)$ par rapport à la même quantité estimée dans le noyau $A+1(Z, N+1)$ c'est à dire :

$$\epsilon_{j_\nu} - \epsilon_{j'_\nu} = S_n(Z, N) - S_n(Z, N^{\text{extr.}})
 \tag{B.4}$$

Cette prescription n'est pas nécessaire proche des doubles fermetures de couches mais devient importante spécialement dans le cas où une des deux couches est complètement ouverte, comme c'est le cas ici proche $Z=32$. Les résultats, obtenus à partir des Eqs. B.2 et B.4 et des valeurs des masses évaluées [Aud12] sont reportés dans la Fig. I.4. On constate bien que la correction venant de la couche supérieure (méthode graphique) est la plus faible proche de la double fermeture de couche de $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$. Les valeurs de masse disponibles à ce jour ne permettent d'appliquer cette correction que jusqu'à Ge. On peut tenter une extrapolation vers Zn en appliquant la correction observée pour Se, qui

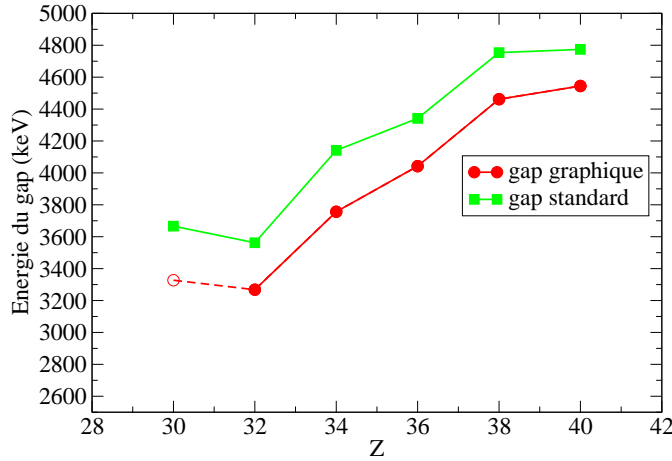


FIGURE I.4 – Valeur du gap N=50 pour les isotones pairs-pairs $30 \leq Z \leq 40$ extraites des mesures de masse. Gap graphique : formule B.4, gap standard : formule B.2.

est à la fois le voisin de Ge et le noyau pour lequel la correction est la plus grande. C'est l'inclusion de la mesure récente de la masse de ${}^{81}_{30}\text{Zn}_{51}$ [Bar08] dans la série des valeurs de gap obtenues par la méthode «classique» (formule B.2) qui a créé la surprise : le gap semble avoir un minimum à $Z=32$. L'extrapolation de la courbe corrigée par la méthode graphique proposée pour Zn confirme cette impression. Il faudrait une correction du double de ce que l'on trouve dans les autres isotones pour ne pas avoir au moins un changement de pente. De deux choses l'une, soit effectivement la correction de la couche supérieure devient subitement très grande à $Z=30$, auquel cas on a un effet majeur de structure à l'œuvre et qu'il conviendrait d'isoler et de comprendre, soit on a bien un changement de pente à $Z=32$ avec une stabilisation ou ré-augmentation du gap.

L'existence d'une telle irrégularité n'est en fait pas *a priori* la chose la plus compliquée à expliquer. En effet, la quantité tracée est en fait un gap effectif $\tilde{\Delta}$ correspondant à la différence des énergies de simple particule effective (ESPE) $\tilde{\epsilon}_{j_\nu}$ des orbitales $\nu 2d_{5/2}$ et $\nu 1g_{9/2}$: $\tilde{\Delta} = \tilde{\epsilon}_{\nu 2d_{5/2}} - \tilde{\epsilon}_{\nu 1g_{9/2}}$. L'évolution de cette différence $\tilde{\Delta}$ n'a pas vraiment de raison d'être une droite car les neutrons $\nu 2d_{5/2}$ et $\nu 1g_{9/2}$ vont interagir avec des protons situés dans les orbitales $\pi(1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2})$ en fonction du taux de remplissage de ces dernières, ce qui revient à écrire :

$$\tilde{\epsilon}_{j_\nu} = \epsilon_{j_\nu} + \sum_{j_\pi} \bar{E}(j_\pi, j_\nu) (2j_\pi + 1) v_{j_\pi}^2 \quad (\text{B.5})$$

où $v_{j_\pi}^2$ est le coefficient BCS d'occupation de l'orbitale j_π , et

$$\bar{E}(j_\pi, j_\nu) = \frac{\sum_J (2J + 1) \langle j_\pi j_\nu; J | V_{\pi\nu} | j_\pi j_\nu; J \rangle}{\sum_J (2J + 1)} \quad (\text{B.6})$$

le terme monopolaire de l'interaction proton-neutron $V_{\pi\nu}$. Ainsi, suivant l'évolution relative des ESPE proton $\tilde{\epsilon}_{j_\pi}$ en fonction du nombre de protons (plus faible que celle due à l'interaction proton-neutron mais néanmoins existante), suivant la valeur du paramètre

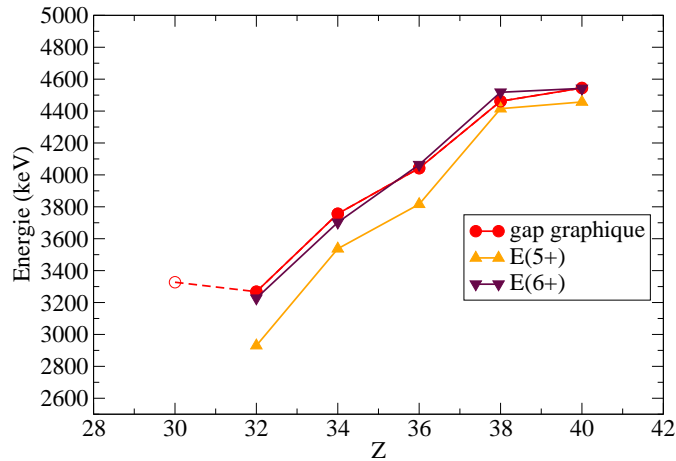


FIGURE I.5 – Comparaison entre la valeur du gap N=50 pour les isotones pairs-pairs $30 \leq Z \leq 40$ extraite par la méthode graphique des mesures de masse [Aud12] et l'énergie des états 5^+ et 6^+ associés à la configuration particule trou $\nu 1g_{9/2}^{-1}\nu 2d_{5/2}^1$ [Zha04, Rza07, Sah12]

d'appariement G_π et suivant les différences de valeurs entre les différents termes monopolaires $\bar{E}_{\pi-\nu d_5}$ et $\bar{E}_{\pi-\nu g_9}$, l'évolution de $\tilde{\Delta}$ sera ce qu'elle sera. Tant les calculs de modèle en couches les plus récents [Sie12] que les approches au delà du champ moyen [Ben08] reproduisent bien un minimum du gap S_{2n} (type Eq. B.1 ou B.2) à $Z=32$. Ce minimum serait associé à un maximum de corrélations à $Z=32$. Cela signifierait que l'extraction du gap effectif $\tilde{\Delta}$ par B.4 ou B.2 à partir des masses contient une partie de ces corrélations. Pour mieux comprendre ces aspects de la question, nous avons étudié à PARRNe la collectivité associée à $Z=32$ autour de $N=50$: pour ${}^{80}_{32}\text{Ge}_{48}$ [Ver13] et pour ${}^{84}_{32}\text{Ge}_{50}$ [Leb09, Kol13], ces résultats seront discutés au Ch. III.

Quoi qu'il en soit, comme on le voit dans la Fig. I.4 on a bien à faire à un gap N=50 qui reste honorable jusqu'à $Z=30$ et il n'est pas étonnant que les structures à basse énergie, peuplées par radioactivité ou par excitation coulombienne, ne portent pas de trace évidente de l'affaiblissement du gap et que leurs observations aient conduit à la conclusion de sa persistance (voir plus haut). Par contre il en est tout autrement concernant les états Yrast ou quasi-Yrast à plus haute énergie comme on la vu précédemment. Sur la Fig. I.5 je compare les valeurs du gap N=50 obtenues par la méthode graphique à l'énergie des états 5^+ et 6^+ associés à la configuration particule trou $\nu 1g_{9/2}^{-1}\nu 2d_{5/2}^1$ [Zha04, Rza07, Sah12]. L'accord est troublant : le comportement en fonction de Z est strictement identique, il y a au maximum 56 keV d'écart entre l'énergie du gap extrait des mesures de masse et l'énergie de l'état 6^+ . C'est le bel exemple de rapprochement des données de structure et des données de masse que je voulais mettre en avant à ARIS 2011. Cet accord remarquable confirme la nature de particule-trou neutron de ces états. Et l'évolution de l'énergie de ces états en fonction de Z avait correctement été interprétée comme l'affaiblissement du gap N=50. La question concerne la part des corrélations et la part de l'évolution du gap sphérique pour expliquer ce qui ressort de

l'exploitation des valeurs de masse et de l'évolution des états particule-trou à savoir une claire diminution jusqu'à $Z=32$. De $Z=32$ à $Z=30$ la question reste encore ouverte : en effet soit la remontée du gap $\tilde{\Delta}$ déduite de la seule mesure de la masse de ^{81}Zn correspond bien à une augmentation de l'espacement relatif $\tilde{\epsilon}_{\nu 2d_{5/2}} - \tilde{\epsilon}_{\nu 1g_{9/2}}$ des orbitales de neutron, soit il s'agit d'un effet de corrélations dans les valeurs de masse. Le meilleur moyen de trancher la question serait de peupler ces mêmes états particule-trou neutron dans ^{80}Zn : par exemple dans des collisions profondément inélastique entre un faisceau radioactif intense comme ^{81}Ga et une cible très riche en neutron (^{238}U par exemple). Ce sujet constituerait un excellent cas pour l'utilisation du spectromètre γ AGATA à SPIRAL2 (phase 2). Mais les études de radioactivité occupent déjà le terrain suivant la règle historique. La décroissance de ^{80}Cu a été observée à RIBF/RIKEN. Les résultats issus de l'analyse des données de notre expérience menée par M. Niikura restent encore à interpréter. Difficile encore de conjecturer sur la nature de l'état de ^{80}Cu émetteur β observé. D'après ce que l'on sait des premières orbitales proton et neutron remplies au dessus d'un cœur de ^{78}Ni , un état $J^\pi = 0^-$ et un état $J^\pi = 5^-$ correspondant au couplage $\pi 1f_{5/2} \otimes \nu 2d_{5/2}$ devraient être présents à très basse énergie dans ^{80}Cu . Je discuterai dans le Ch. II des apports des études à PARRNe dans la connaissance de l'ordre des orbitales simple particule proton et neutron proche de ^{78}Ni et de sa conséquence sur la structure des noyaux impairs-impairs voisins (voir en particulier la Fig. II.14).

Etudes de $^{81}\text{Zn} \xrightarrow{\beta} ^{81}\text{Ga}$ et $^{83}\text{Ga} \xrightarrow{\beta} ^{83}\text{Ge}$: Éléments sur la structure en particules individuelles de la région de ^{78}Ni

A Introduction

L'objectif premier des études de la structure des noyaux impairs en protons ou en neutrons proche de ^{78}Ni était de parvenir à comprendre quel était l'agencement effectif des états de particule individuelle au dessus d'un cœur de ^{78}Ni si on le suppose doublement fermé, ou de déceler la présence de «désordres» dans cet agencement s'il ne l'est pas. Les expériences reines dans ce domaine sont les réactions directes (en l'occurrence avec faisceau radioactif en cinématique inverse). Mais comme on va le montrer les études de radioactivité ont permis également —dans une certaine mesure ⁽¹⁾—de remplir ce rôle.

Les deux expériences les plus importantes menées à PARRNe dans ce domaine ont été les études des décroissances $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$ [Ver04, Per06] ($Z=32, N=51$) et $^{81}\text{Zn} \rightarrow ^{81}\text{Ga}$ ($Z=31, N=50$) [Ver04, Ver07]. Ces expériences ont été effectuées en 2001 et 2002 respectivement et étaient largement précurseurs : le schéma de niveaux de ^{83}Ge sera complété ultérieurement lors de l'étude de la décroissance β -n de ^{84}Ga à HRIBF/ORNL [Gro09, Win10] puis plus significativement à PARRNe [Kol12, Kol13]; le schéma de niveaux de ^{81}Ga obtenu par décroissance radioactive de ^{81}Zn sera complété plusieurs années plus tard à HRIBF/ORNL [Pad10]. ^{83}Ge et ^{81}Zn restent à ce jour respectivement l'isotone $N=51$ impair en neutrons et l'isotone $N=50$ impair en protons les plus proches de ^{78}Ni dont on ait pu étudier la structure.

(1). Il n'est bien sûr pas question de dire ici que les études de décroissances radioactives peuvent remplacer les expériences de réactions directes, les deux sont clairement complémentaires.

L'article sélectionné pour illustrer cette introduction est *Study of the $N=50$ shell closure close to ^{78}Ni* , Ref.[Ver04]. Il s'agit en fait d'un article publié dans les actes de conférence du 5th Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications, Santos, Brésil (Septembre 2003) ⁽²⁾. Ce papier est marquant pour plusieurs raisons. Il paraît en 2004 que je considère comme l'année d'or de la thématique et permettait de prendre date pour toute la suite de la thématique à PARRNe. En effet c'est seulement lors cette conférence que nous avons réalisé à quel point le programme de HRIBF d'ORNL était avancé. Le terrain était vierge, croyions-nous lorsque nous nous lançons dans l'étude de la structure de ^{83}Ge . Mais D. Bardayan reportait à la même conférence l'observation d'un état à quelques 280 keV peuplé dans la réaction $^2\text{H}(^{82}\text{Ge},\text{p})^{83}\text{Ge}$ [Tho07]. A partir de ce moment a commencé toute une période de compétition stimulante ⁽³⁾ entre les installations HRIBF et PARRNe/ALTO, cette dernière étant pourtant beaucoup plus modeste que la première dans bien des domaines (pas de post-accélération, pas de séparateur haute résolution etc.).

L'interprétation des résultats n'était pas encore tout à fait achevée et le fut seulement pour ^{83}Ge dans le cadre de la thèse d'Orianna Perru et pour ^{81}Ga lors de la préparation de [Ver07]. Comme je l'ai signalé plusieurs fois dans le premier chapitre, les connaissances sur l'évolution des fermetures de couches n'avaient pas atteint le degré de raffinement actuel lorsque nous avons commencé l'étude de l'évolution de $N=50$ à PARRNe. Cet article reflète bien les motivations initiales, très simples, qui ont présidé à la rédaction de cet article mais également à celle des deux suivants [Per06] et [Ver07] : puisque l'étude de ^{78}Ni lui-même semblait appartenir à un futur plus lointain, il s'agissait pour nous de trouver des preuves indirectes de la double fermeture de couche $Z=28$ et $N=50$ dans la structure des noyaux le plus proche possible de ^{78}Ni . C'était d'ailleurs exactement dans le même esprit que celui de nos prédécesseurs [Hil88, Win88].

(2). On notera que l'affiliation du premier auteur est GANIL, le preprint est d'ailleurs disponible en rapport interne du GANIL sous la référence GANIL P 04 03 : l'expérience de décroissance de ^{81}Zn a en effet été effectuée, puis les données dépouillées et analysées, alors que j'étais en poste (post-doc puis CNRS) au GANIL. Je tiens à remercier M. Lewitowicz et F. De Oliveira, qui m'encadraient à cette époque, pour m'avoir permis de poursuivre ces travaux.

(3). Tournant parfois à l'hostilité et qui n'a pris fin qu'en 2012 avec la fermeture de l'installation ISOL à ORNL (pour de plus amples détails voir l'épisode de la « bataille du ^{84}Ga » évoquée Ch. III partie B).

Study of the N=50 shell closure close to ^{78}Ni

D. Verney

GANIL, BP 55027, 14076 Caen Cedex 5, France

F. Ibrahim, O. Perru, O. Bajeat, C. Bourgeois, F. Clapier, E. Cottureau, C. Donzaud, S. Du, M. Ducourtieux, S. Essabaa, S. Galès, L. Gaudefroy, D. Guillemaud-Mueller, F. Hammache, F. Hosni, C. Lau, H. Lefort, F. Le Blanc, A.C. Mueller, N. Pauwels, J.C. Potier, F. Pougheon, J. Proust, B. Roussière, J. Sauvage, O. Sorlin

IPN, 91406 Orsay cedex, France

Published in *Brazilian Journal of Physics*, vol. 34, no. 3A, September 2004
(Received on 29 October, 2003)

Abstract. The PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons) experimental program has been part of the recent R&D efforts for the design of the SPIRAL2 project at GANIL. The PARRNe2 set-up installed at IPN-Orsay allows the use of the Tandem as a deuteron driver in order to produce mass separated fission fragment beams. The measured fission fragment yields proved to be high enough to undertake a series of β -decay experiments dedicated at studying the structure of proton-deficient nuclei close to N=50. We report here on two such experiments, the first being dedicated at the observation of the decay of $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$ (Z=32, N=51), $^{84}\text{Ga} \rightarrow ^{84}\text{Ge}$ (Z=32, N=52) and the second of the decay of $^{81}\text{Zn} \rightarrow ^{81}\text{Ga}$ (Z=31, N=50) allowing for the first time the identification of a few γ lines with transitions in the daughter nuclei thus providing the material for a preliminary glimpse of their structure.

1 Introduction

Shell gap reinforcements and disappearances proved to be widespread in the nuclide chart. They constitute in most occasions the underlying basement of the most interesting features of the nuclear structure far from stability. In certain cases the importance of these phenomena was such that the question to know “how magic are the magic numbers far from stability” could be quite rightly raised. Our studies aim at contributing to the understanding of these features by probing the stiffness of the N=50 shell closure and its influence on the structure of the proton deficient nuclei towards ^{78}Ni . The structure of the N=50 nuclei is known from both β -decay and direct reaction experiments down to ^{84}Se [1]. Below mass 84, ^{83}As was populated in the decay of ^{83}Ge [2] and ^{82}Ge in the decay of ^{82}Ga [3]. Therefore, γ -spectroscopy of fission fragments turned out to be the unique source of spectroscopic information for the most proton deficient N=50 isotones (though this situation is likely to change soon thanks to the production of post accelerated neutron rich Ge beams at Oak-Ridge: see the contribution from D. Bardayan to this conference). Our work can be considered, in a sense, as some kind of continuation of the pioneering work undertaken in this mass region during the 70-80's on mass separators like TRISTAN or OSIRIS [4] operating at high flux neutron reactors. The PARRNe2 set-up (see fig. 1) was first built to serve as a test device for the SPIRAL2 project to optimize the various parameters concerning the converter geometry, the extraction and ionization for fission fragments produced in a thick target using a deuteron beam. The simultaneous use of a UC_x target and a plasma ion-source of the MK5 ISOLDE type allowed us to produce most of the non-refractory elements fed by fission and to systematically measure their effective yields at the collection point (see fig. 1) [5]. For certain metallic

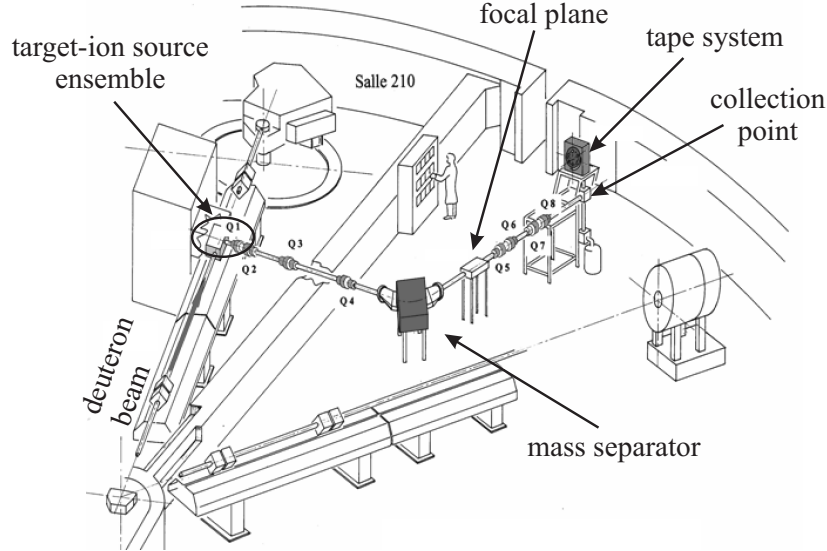


Figure 1: The PARRNe2 mass separator facility at the Tandem of Orsay.

ions like Zn for instance, these yields proved to be high enough to envisage studies of the decay of some fission products close to ^{78}Ni which were not reported before.

2 Experimental procedure

The Ga and Zn sources were obtained with an incident 26 MeV deuteron beam impinging on a graphite converter placed close to the UC_x target (50 g of $^{238}\text{U}/\text{cm}^2$) at 2000°C . The target was connected to a hot-plasma ion source of the MK5 ISOLDE type at 1800°C . The ions were extracted at 30 kV, mass separated using the PARRNe2 mass separator and deposited on a movable Al-coated mylar tape. The γ measurements were made with two HPGe detectors (20% relative efficiency) placed in 180° geometry close to the point at which the beam was deposited onto the tape. The deposit point was surrounded by a tube shaped plastic scintillator with an acceptance solid angle of nearly 4π steradians for β detection. Enhancement of the activities of interest was made by moving cyclically the tape after a short build-up and decay time. Each single β or γ event was labelled by its own absolute time measured from the beginning of each cycle with an accuracy of 400 ps using a dedicated 6-fold peak sensing ADC called COMET-6X [6]. Double $\beta-\gamma$ and $\gamma-\gamma$ as well as triple $\beta-\gamma-\gamma$ coincidence events were constituted and recorded on line, but it is worth mentioning that since each single event is recorded with its associated absolute time, any coincidence gate can be used in the off-line analysis. The energy resolution achieved for the Ge detectors was of the order of 2.3 keV at 1 MeV. Examples of β gated spectra obtained during these experiments are given in fig. 2 and 3. The measured yields were of the order of 0.1 to 1 per second for the Ga isotopes and a few tenths per second for ^{81}Zn .

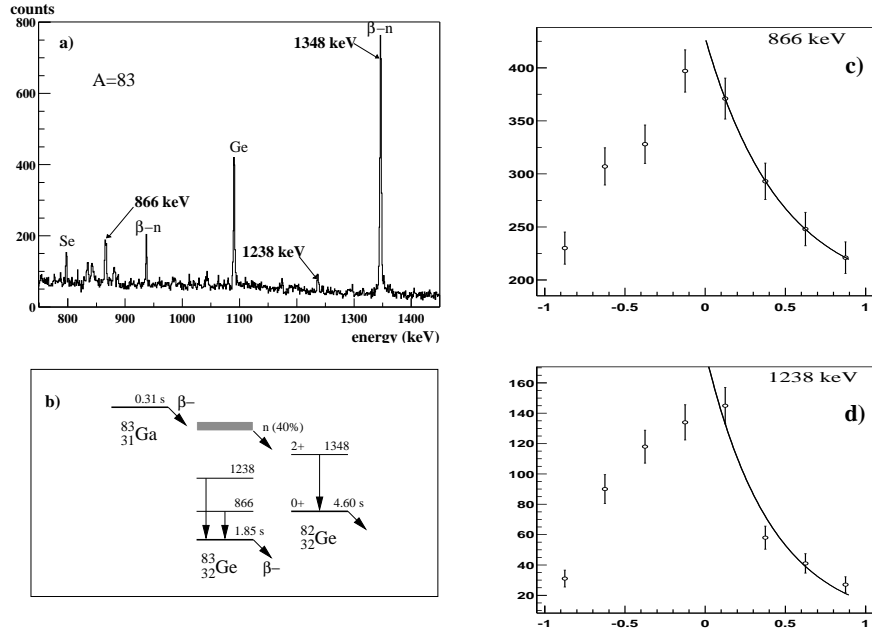


Figure 2: a) Part of the γ -ray spectrum measured at mass 83 in β coincidence. b) Schematic representation of some of the observed transitions fed in the ^{83}Ga decay. c) Time spectrum and fitted decay curve for the line at 866 keV, the deduced period is 250 ± 161 ms. d) Time spectrum and fitted decay curve for the line at 1238 keV, the deduced period is 260 ± 140 ms.

The $^{83,84}\text{Ga}$ decay experiment. The mass separator was first set on mass 83. No γ activity of ^{83}Ga has been reported previously to this experiment. On fig. 2 part of the β gated spectrum recorded at mass 83 is represented. Two lines which were unknown at mass 83 were observed at 866 keV and 1238 keV. Their decay times which were deduced from their time spectra represented in c) and d) on fig. 2 are consistent with the known half-life of ^{83}Ga [7]. Therefore we attributed them to transitions in ^{83}Ge . It is possible, though rather unlikely, that these two transitions or at least one of them fall on a supplementary level situated very close to the ground state. Therefore it is difficult to deduce a level scheme from this study, and the level scheme presented on b) in fig. 2 must be considered as a working hypothesis. At last, it is worth mentioning that the 1348 keV line corresponding to the $2^+ \rightarrow 0^+$ transition in ^{82}Ge was clearly seen in the A=83 spectra as it is shown in a) on fig. 2. This confirms that we successfully managed to produce ^{83}Ga .

On a second step, the mass separator was set on mass 84. It was very difficult to find out any new line having the decay time of ^{84}Ga though we knew for sure that the ^{84}Ga was produced since the 866 keV line previously attributed to a transition in ^{83}Ge was identified again in the A=84 spectra. One possible candidate is a weak line observed at 820 keV. Unfortunately it seemed not to be confirmed in a recent experiment at ISOLDE-CERN [8]. More details on our Ga β -decay experiment will be found in an article to be published in EPJ [9].

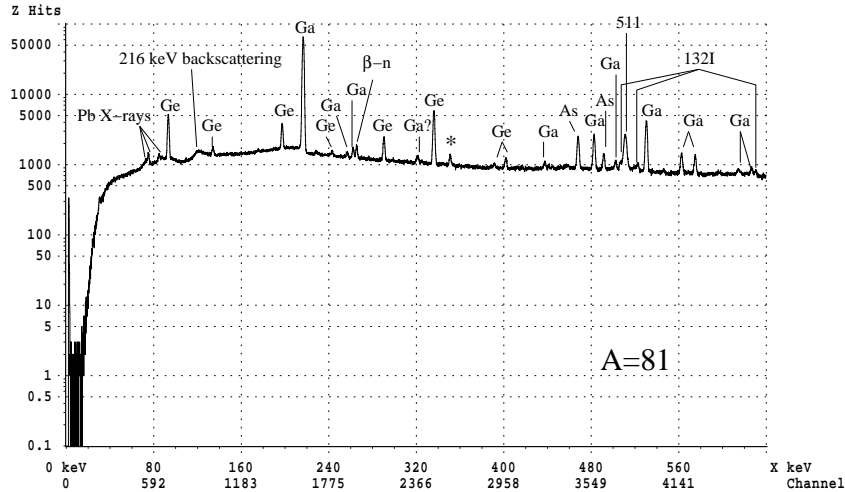


Figure 3: Part of the γ -ray spectrum measured at mass 81 in β coincidence. The * symbol indicates the new line at 351.1 keV which is a good candidate for the decay of ^{81}Zn . The line at 265.4 keV corresponds to a transition in ^{80}As fed by the decay of ^{80}Ge which is produced in the β -n decay of ^{81}Ga . The activity of ^{132}I was also identified, it comes from a previous setting on mass 132 which is oftenly used as a reference in our experiments.

The ^{81}Zn decay experiment. The principle of this experiment is the same as the previous one. We used for the first time with success a new target ion-source ensemble completely made by the Orsay group using the ISOLDE MK5 technology. An unknown ray at 351.1 keV was found on-line. Its decay time corresponds to the known period of ^{81}Zn of 290 ± 50 ms [10], it can then be attributed to a transition in ^{81}Ga . The statistics was enough to allow coincidence observation. The γ coincidence spectra are shown in fig. 4. In the spectrum gated on 351.1 keV shown in a) on fig. 4 one can see a new peak at 451.7 keV which was barely noticeable in the β gated spectrum only. The other line at 216 keV corresponds to the most intense line from the ^{81}Ga activity (37.4% absolute intensity) which dominates by far the activity in the A=81 spectra. In the coincidence γ spectrum on the weak 451.7 keV line represented in b) on fig. 4 one can see again the 351.1 keV peak thus establishing the existence of a level at 802.8 keV. The intensity of the 351.1 keV line is higher by a factor of two to three therefore we assumed the 351.1 keV transition to be below the 451.7 keV one. Another weak line was found at 1621.6 keV. From this we propose the preliminary and tentative level scheme as represented on fig. 5. In this figure, this level scheme is compared with the result of the shell model calculation of Ji and Wildenthal [11]. They assumed an inert ^{78}Ni core and a closed neutron shell thus reducing the valence space to the proton orbitals $1p_{3/2}$, $0f_{7/2}$, $1p_{1/2}$ and $0g_{7/2}$. They used an empirical effective interaction fitted on a carefully selected set of experimental levels [12]. One of the most important predictions was the existence of a doublet of $3/2^-$ and $5/2^-$ levels separated by only 64 keV with the $3/2^-$ as the ground state. This is at variance from the experimental situation in the neighbouring odd isotone $^{83}\text{As}_{33}$ which is predicted and supposed to have a $5/2^-$ ground state [2] as can be seen on the right part of fig. 5.

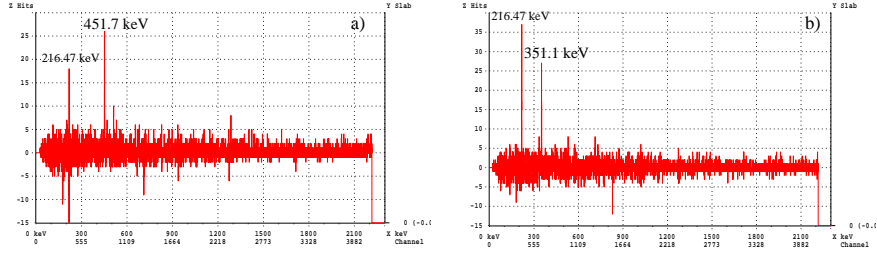


Figure 4: γ -ray coincidence spectra from the decay of ^{81}Zn for the 351.1 keV line in a) and for the 451.7 keV line in b).

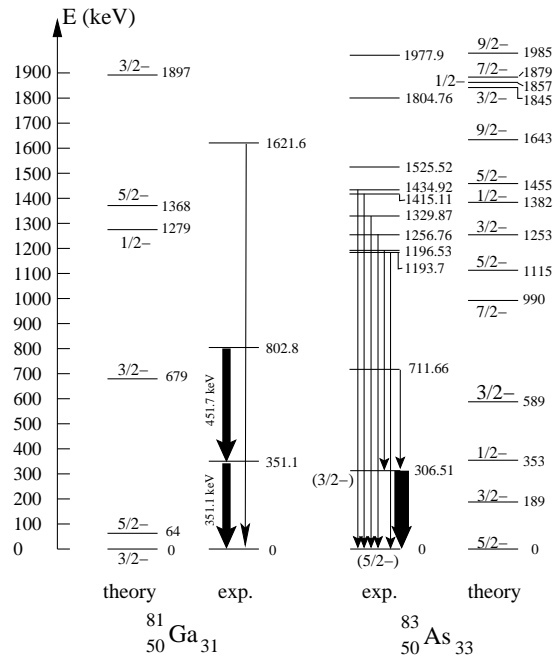


Figure 5: Tentative experimental level scheme for $^{81}\text{Ga}_{31}$ compared with the neighbouring odd isotone $^{83}\text{As}_{33}$ [2]. Both experimental level schemes are compared with the results from the shell model calculation of ref. [11]. The experimental levels of ^{83}As are from ref. [2].

Interestingly, the very scarce ^{81}Ga level scheme deduced from this work looks rather like the ^{83}As experimental level scheme than the theoretical one, except if one accepts the idea that there is a 300 keV error in the energy prediction for the first excited state. On the other hand, the apparent similarity between the two experimental level schemes may be extremely misleading due to the low quantity of data we have. Besides, the status of the 711 keV in ^{83}As (which would be analogous to our 803 keV level) was discussed in ref. [13] and revealed itself as difficult to understand. More precisely its belonging to the valence space is not well accounted for by the calculations:

while the empirical effective interaction gives *two* intermediate levels $3/2^-$ and $1/2^-$ (see fig. 5) between the first excited state and the dense group of levels situated above 1000 keV, the use of a modified Surface Delta Interaction leads to *no* intermediate level at all [13]. At last, it should be mentioned that the transition between the 711 keV level and the 306 keV level in ^{83}As has an intensity by one order of magnitude smaller than the transition between the 306 keV level and the ground state while apparently, in the case of ^{81}Ga , though the 451 keV transition is weaker than the 351 keV, the order of magnitude is the same.

3 Conclusion

We managed to obtain new results on states in very neutron rich nuclei close or at $N=50$ from β -decay experiments using an experimental set-up, PARRNe2, which at the very beginning, was dedicated to R&D studies for SPIRAL2. In a sense, these results can be considered as the very first results from the “low energy” part of the SPIRAL2 scientific program which concerns the use of fission fragment beams which are *not* post-accelerated. Thanks to the 100 time increased yields available in a near future at the PARRNe2 mass separator facility with ALTO [14] our objective becomes twofold: improving our detection system to get complementary spectroscopic information by adding *e.g.* a neutron detector and/or an electron/X detector together with developing chemical selective target ion-source ensembles *and* performing experiments of strong physical interest in the $N=50$ region. Therefore from now on we are energetically contributing to the preparation of both the experimental and theoretical tools which will be needed to welcome the first SPIRAL2 beams.

References

- [1] J.V. Kratz *et al.*, Nucl. Phys. A **250**, 13 (1975) ; S.M. Mullins, Phys. Rev. C **37**, 587 (1988)
- [2] J.A. Winger *et al.*, Phys. Rev. C **38**, 285 (1988)
- [3] P. Hoff and B. Fogelberg, Nucl. Phys. A **368**, 210 (1981)
- [4] J.R. McConnell and W.L. Talbert, Jr, NIM **128**, 227 (1975) ; Rudstam *et al.*, NIM **139**, 239 (1976)
- [5] C. Lau *et al.*, NIM B **204**, 246 (2003)
- [6] <http://ipnweb.in2p3.fr/~sep/comet/comet.html>
- [7] S.-C. Wu, NDS **92**, 893 (2001)
- [8] U. Koster, private communication.
- [9] O. Perru *et al.* submitted to EPJ.
- [10] K.-L. Kratz *et al.*, Z. Phys. A **340**, 419 (1991)
- [11] X. Ji and B.H. Wildenthal, Phys. Rev. C **40**, 389 (1989)
- [12] X. Ji and B.H. Wildenthal, Phys. Rev. C **37**, 1256 (1988)

- [13] J.C. Hill *et al.*, Vth International conference on Nuclei far from stability, Rosseau Lake Canada 1987, I.S. Towner editor, AIP Conf. proc. **164**, p.375 (1988)
- [14] S. Essabaa *et al.*, NIM B **204**, 780 (2003) and the contribution from F. Ibrahim to this conference

B Etude de $^{83}_{32}\text{Ge}_{51}$

B.1 Etats de particule individuelle neutron au delà de N=50

Avant l'étude de la décroissance $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$ que nous avons entreprise à PARRNe, aucun état excité de ^{83}Ge n'était connu. Aucun des précurseurs travaillant sur les séparateurs en ligne avec les flux de neutrons tel que TRISTAN ou OSIRIS n'avait reporté d'activité γ associée à la décroissance de ^{83}Ga . ^{83}Ge est éloigné de ^{78}Ni de 4 protons et 1 neutron. Pour essayer de comprendre l'origine des deux états excités mis en évidence pour la première fois à PARRNe dans la décroissance de ^{83}Ga (voir [Per06] reproduit en fin de Chapitre) nous avons utilisé l'explication la plus simple possible : représenter ^{83}Ge comme un cœur semi-magique ^{82}Ge plus une particule célibataire neutron. Celle-ci va occuper : bien sûr *i*) les états de particule au delà de la fermeture de couche N=50 dans l'espace de valence naturel de ^{78}Ni mais aussi *ii*) les états intrus du type 2 particules - 1 trou (2p-1t).

Nous n'avions pas nécessairement espoir d'alimenter ou de mettre en évidence directement les états de particule individuelle neutron au delà de N=50. Mais il était clair que, dans une image du couplage d'un cœur semi-magique plus une particule neutron présente dans ces états de particule individuelle, nous allions trouver la trace de ces structures. Si la fermeture de couche N=50 reste effective le cœur est rigide et le couplage est faible, si la fermeture de couche s'érode le cœur s'amollit et le couplage devient intermédiaire puis fort. Par ailleurs notre espoir était qu'en cas de véritable effondrement du gap N=50 les états intrus 2p-1t seraient apparus en dessous de 1 MeV et étant donné *i*) le relativement grand spin de l'état $J = 9/2^+$ ou *ii*) la parité non-naturelle de l'état $1/2^-$ et *iii*) leur nature de type simple particule ils auraient donné naissance à des transitions hautement retardées visibles par exemple dans l'absence de coïncidence γ - γ promptes où dans le cas de périodes de l'ordre de la μs directement dans les évolutions des intensités γ en fonction du temps dans le cycle collection/décroissance du dérouleur de bande. Avec le recul nous étions sans doute très optimistes car cela aurait demandé de disposer de beaucoup de statistique, et, comme on peut le voir dans [Per06] celle-ci nous faisait cruellement défaut.

Etats de particule neutron Les états de particule individuelle neutron au delà de N=50 ont depuis longtemps été identifiés dans le cas de $^{89}_{38}\text{Sr}_{51}$ [Hug69] et l'ordre pour les noyaux stables est : $2d_{5/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1g_{7/2}$ puis viens l'orbitale intruse $1h_{11/2}$ (parité négative). Les centroïdes de la force des états de particule individuelle observée dans les réactions directes d'échange de nucléon ont récemment été déterminés expérimentalement de manière systématique pour $\ell = 0, \ell = 2 (J = 3/2, 5/2), \ell = 4$ et $\ell = 5$ à Z=36-42 [Sha13]. Ils sont reportés sur la Fig. II.1. Les auteurs notent qu'une partie de la force pour $\ell = 5$ n'est pas observée, on ignore donc toujours, même à l'heure actuelle, la position exacte de l'orbitale $\nu 1h_{11/2}$ à la stabilité. Côté modèle en couches il n'existait pas encore de travaux dans l'espace de valence naturel de ^{78}Ni avec couches de neu-

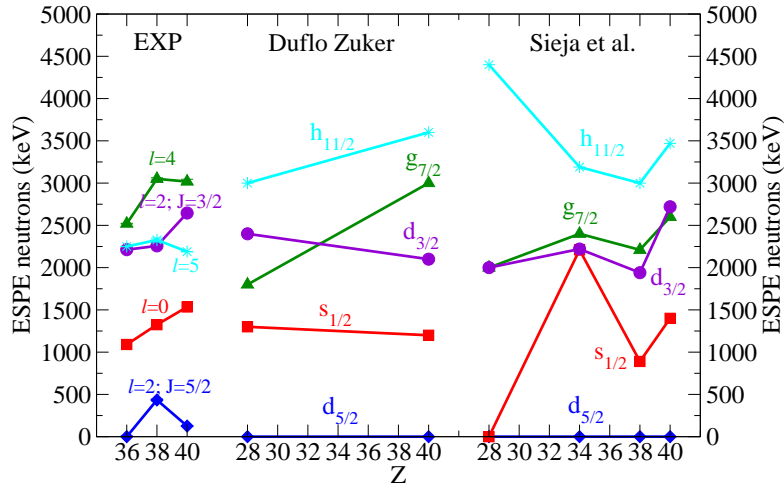


FIGURE II.1 – Valeurs des énergies effectives de particule individuelle neutron au delà de $N=50$. Les données expérimentales sont tirées de [Sha13], les évolutions prédites de $Z=40$ à $Z=28$ sont tirées de [Duf99] et [Sie09]. Les points ne sont reliés que pour guider l’œil (voir texte).

trons ouvertes, mais l’on pouvait se référer aux travaux généraux sur les fermetures de couche comme [Duf99], les énergies de particule individuelle neutron pour ^{79}Ni issues de cette étude sont également reportées sur la Fig. II.1. On constate en particulier qu’une inversion de l’ordre des orbitales $1g_{7/2}$ et $2d_{3/2}$ étaient prédite, avec un abaissement significatif de l’orbitale $1g_{7/2}$ par rapport la situation proche de la stabilité. Comme on le verra plus loin, c’est finalement cette évolution de l’orbitale $1g_{7/2}$ qui a été le plus discutée, étrangement indépendamment de cette prédiction. Toujours dans le cadre du modèle en couches la percée la plus significative à été faite par Sieja *et al.* [Sie09] qui sont parvenus à décrire correctement la transition de forme de la chaîne isotopique du Zr en effectuant les calculs dans l’espace de valence naturel de ^{78}Ni . C’est d’ailleurs une variante de l’interaction développée pour ces calculs, après quelques changements de monopoles, qui a été utilisée par Karolina Kolos (dont j’ai supervisé une partie des travaux de thèse) pour calculer les états de ^{83}Ge et ^{84}Ge et ainsi interpréter les résultats obtenus lors de l’étude des décroissances β et β -n de ^{84}Ga [Kol12, Kol13]. Un faisceau de ^{84}Ga de l’ordre de 120 pps a en effet été obtenu avec succès en 2011 grâce à l’utilisation de la source d’ion laser d’ALTO : RIALTO (Resonant Ionization at ALTO). Ces derniers résultats seront discutés plus en détail au Ch. III.

Etats intrus 2 particules-1 trou neutrons D’après ce que l’on sait de la structure de l’isotope ^{81}Ge ($N=49$) les deux premiers états de $(2p-1t)$ que l’on attend dans ^{83}Ge sont l’état intrus de parité naturelle $9/2^+[\nu(2d_{5/2})^2_{j=0}\nu(1g_{9/2})^{-1}]$ et l’état intrus de parité opposée $1/2^-[\nu(2d_{5/2})^2_{j=0}\nu(2p_{1/2})^{-1}]$. Grâce à la percée récente des mesures de masse de haute précision pour les isotopes de Ge au delà de $N=50$ [Hak08] on sait exactement où chercher l’état intrus $9/2^+$ dans ^{83}Ge . Bien évidemment ces mesures n’étaient pas disponibles à l’époque où nous nous lançons, notre étude de radioactivité était donc

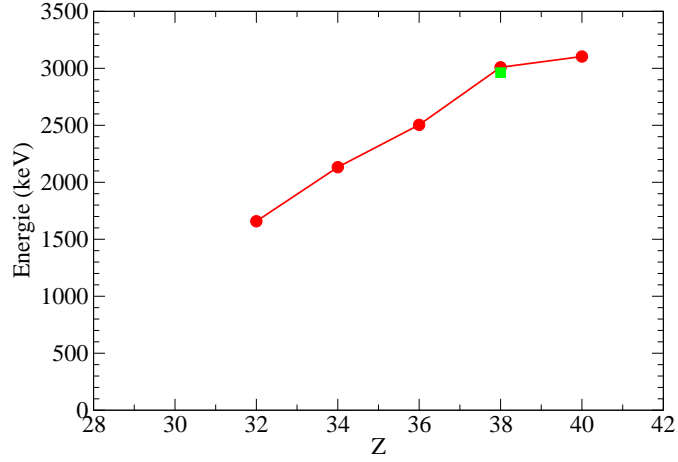
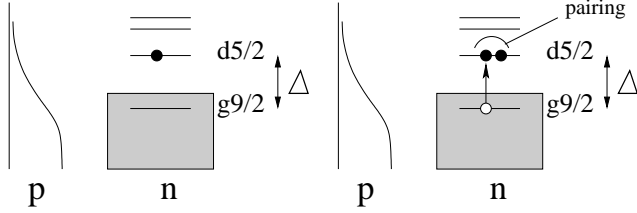


FIGURE II.2 – En rouge, les énergies non perturbées de la configuration 2 particules - 1 trou $[\nu(2d_{5/2})^2_{J=0}\nu(1g_{9/2})^{-1}]$ telles que donnée par l'analyse des masses (voir texte) pour les isotones $N=51$. Le point vert représente l'énergie de l'état $9/2^+$ peuplé dans la réaction $^{87}\text{Sr}(t,p)$ [Cos74] qui a le plus de chance de correspondre à cette configuration.

une bonne façon de défricher le terrain.



L'énergie non-perturbée de la configuration 2 particules - 1 trou $[\nu(2d_{5/2})^2_{J=0}\nu(1g_{9/2})^{-1}]$ représentée graphiquement à droite sur la petite croquis ci-contre est donnée par :

$$E_{d_{5/2}^2 g_{9/2}^{-1}}^{\text{unp}} = \tilde{\epsilon}_{d_{5/2}} - \tilde{\epsilon}_{g_{9/2}} + \Delta E_{\text{pairing}}(p) \quad (\text{B.1})$$

où $\Delta E_{\text{pairing}}(p)$ est le gain d'appariement de la promotion dû à la formation d'une paire au delà du gap $N=50$, elle est donnée par :

$$\Delta E_{\text{pairing}}(p) = 2S_n(Z, N+1) - S_{2n}(Z, N+2) \quad (\text{B.2})$$

En prenant l'évaluation graphique du gap effectif introduite au Ch. I § B.3 pour $\tilde{\epsilon}_{d_{5/2}} - \tilde{\epsilon}_{g_{9/2}}$ et les données de la dernière évaluation des masses [Aud12] on obtient les énergies reportées sur la Fig. II.2. L'énergie de l'état $9/2^+[\nu(2d_{5/2})^2_{J=0}\nu(1g_{9/2})^{-1}]$ de ^{83}Ge est ainsi attendues aux alentours de 1660 keV seulement. L'énergie de l'état 2_1^+ de ^{82}Ge étant de 1348 keV il va se retrouver proche du multiplet d'états couplés $2^+ \otimes d_{5/2}$ qui contient un état $J = 9/2^+$. Donc ces deux états seront Yrast ou quasi-Yrast et ils auraient toutes les chances d'être peuplés significativement lors de collisions profondément inélastiques, par exemple entre un faisceau de ^{82}Se et une cible ^{238}U . Il est alors *a priori* facile de les distinguer par leur durée de vie : l'état collectif $9/2^+[2^+ \otimes d_{5/2}]$ va décroître très rapidement vers l'état fondamental $5/2^+[0^+ \otimes d_{5/2}]$ par une transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du cœur, tandis que la décroissance de l'état intrus sera retardée étant donné sa nature simple particule et les coefficients d'atténuation liés à sa composante trou (termes en uv). C'est pour cette raison que j'ai proposé, conjointement avec G. Duchêne une expérience de mesure des

durées de vie nucléaire par la technique du plunger et avec le démonstrateur AGATA au LNL. Cette expérience a eu lieu en Novembre 2011 et l'analyse se poursuit. Je reporte la proposition d'expérience en fin de chapitre, elle contient d'autres informations qui seront utiles dans la suite.

B.2 Séparation des degrés de liberté individuels et collectifs

L'énergie de particule individuelle effective, déjà discuté au Ch. I § B.3 est donnée dans le cadre du modèle en couches par l'énergie de la configuration correspondant à une double fermeture de couche plus ou moins un nucléon $|\text{CF} \pm 1\rangle$. On peut l'obtenir en bloquant les particules dans l'ordre naturel de remplissage des orbitales qui forment la couche. Si l'un des deux fluides (protons ou neutrons) ne présente pas de fermeture de couche ou de sous-couche, l'énergie ainsi obtenue contiendra des termes d'ordre supérieur à zéro (multipolaires). C'est pourquoi, par exemple, les ESPE des orbitales de neutron entre $Z=28$ et $Z=50$ de la Ref. [Sie09] (reportées à droite sur la Fig. II.1) ne sont données que pour $Z=28$ (fermeture de la sous-couche $1f_{7/2}$), $Z=34$ (fermeture de $1f_{5/2}$), $Z=38$ (fermeture de $2p_{3/2}$), $Z=40$ (fermeture de $2p_{1/2}$) et $Z=50$ (fermeture de $1g_{9/2}$). Dans le noyau réel la diffusion de paires va éventuellement adoucir ce remplissage et donner des évolutions sans irrégularité brusque, en prenant les énergies des configurations $|\text{CF} \pm 1\rangle$ il peut y avoir un effet de blocage conduisant à des accidents dans l'évolution des ESPE comme on peut le voir à $Z=34$ sur la Fig. II.1.

L'expérimentateur de son côté ne peut pas se projeter d'une fermeture de sous-couche à une autre : il peut lui falloir une décennie avant d'avancer d'une unité de masse dans une chaîne isotopique (voir la figure I.3). Comment pourra-t-il interpréter ses données chèrement acquises en terme d'évolution monopolaire des états de particule individuelle ? Le problème a été historiquement moins aigu dans les régions de masse plus faible $Z, N \approx 8, 20$: les orbitales de grand j y sont moins fréquentes et la densité d'états de particule individuelle plus faible (les espacements relatifs sont plus prononcés), par conséquent en moyenne avec des dégénérescences $(2j+1)$ plus faibles les sous-couches se ferment en quelques unités de Z ou N et les effets de type monopolaire sont en quelque sorte plus violents, la force de l'appariement varie aussi avec $(2j+1)$ et donc les effets de diffusion de paires sont aussi plus limités. Dans la région de la masse $A \approx 80$ dont on parle ici, les migrations monopolaires semblent plus lentes et plus douces à la fois parce que la densité d'états de particule individuelle est plus élevée mais également parce que l'appariement va laver la distribution des nucléons dans les couches et atténuer les effets via le terme de remplissage v^2 ce que traduit la formule B.5 du Ch. I.

Conscient de cette différence fondamentale avec la situation des noyaux légers j'ai cherché le meilleur moyen d'isoler la partie qui revient aux corrélations de la partie qui revient aux évolutions de ESPE. Le problème est particulièrement critique à $Z=32$ puisqu'en effet ce noyau avec 4 protons dans le groupe d'orbitales $f_{5/2}p$ est *a priori* un noyau de couche protons complètement ouverte. De plus, comme on l'a déjà mentionné à plusieurs endroits le gap effectif $N=50$ semble présenter un minimum à $Z=32$ à moins

encore que l'influence des corrélations au delà du champ moyen ne soit maximale à cette valeur de Z .

C'est là qu'une description du type couplage cœur-particule prend tout son sens. Et pour garder une image physique claire j'ai d'abord opté pour une approche à la de-Shalit [deS61]. Dans le cadre de cette description l'hamiltonien du noyau est du type :

$$\mathcal{H} = H_c + H_p + H_{cp} \quad (\text{B.3})$$

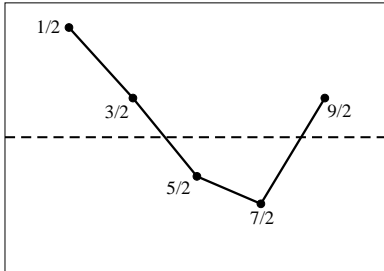
c'est-à-dire la somme de H_c l'hamiltonien du cœur pair-pair, H_{sp} celui décrivant le mouvement de la particule célibataire (dans le champ moyen du cœur) et H_{cp} qui décrit l'interaction cœur-particule. La base choisie pour diagonaliser l'hamiltonien est constituées des états $|J_c j_p, JM\rangle$ où J_c est le moment angulaire, j_p celui de la particule, J le moment angulaire total et $J_z = M$ qui diagonalisent $H_c + H_p$ soit :

$$\langle J_c j_p, J | H_c + H_p | J_c j_p, J \rangle = E_c + \tilde{\epsilon}_{j_p} \quad (\text{B.4})$$

où E_c est l'énergie des états du cœur (typiquement des états $0^+, 2^+, 4^+ \dots$), $\tilde{\epsilon}_{j_p}$ l'énergie de particule individuelle (dans notre cas du $51^{\text{ème}}$ neutron célibataire). Cette dernière quantité est celle qui nous intéresse ici et que l'on va chercher à extraire des données car c'est elle qui se rapproche le plus d'une ESPE au sens du modèle en couches. En l'absence de couplage on a une série de multiplets d'états dégénérés $|J_c j_p, J\rangle$ avec $|J_c - j_p| \leq J \leq J_c + j_p$. L'interaction cœur-particule va lever la dégénérescence de ces multiplets avec un décalage en énergie $\Delta E(J)$ par rapport à l'énergie du centroïde $\sum_J (2J+1)E(J) / \sum_J (2J+1)$ elle-même égale à l'énergie non perturbée du couplage cœur-particule à l'ordre zéro. De manière tout à fait générale l'interaction entre la particule célibataire et le cœur est la somme de produits scalaires de deux tenseurs de rang k : $\mathbf{T}^{(k)}(c)$ agissant sur les degrés de liberté du cœur et $\mathbf{T}^{(k)}(p)$ agissant sur les degrés de liberté de la particule, sur toutes les valeurs possibles de k : $\Delta E(J) = \sum_k \Delta E_k(J)$. Le décalage en énergie $\Delta E(J)$ par rapport à $E_c + \tilde{\epsilon}_{j_p}$ d'un état $|J_c j_p, J\rangle$ est au premier ordre [deS61] :

$$\begin{aligned} \Delta E_k(J) &= \langle J_c j_p, J | \mathbf{T}^{(k)}(c) \cdot \mathbf{T}^{(k)}(p) | J_c j_p, J \rangle. \\ &= (-1)^{J_c + j_p + J} \langle J_c || T^{(k)}(c) || J_c \rangle \times \langle j_p || T^{(k)}(p) || j_p \rangle \begin{Bmatrix} J_c & j_p & J \\ j_p & J_c & k \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

L'évolution en fonction de J de l'amplitude de la levée de dégénérescence va donc être proportionnelle à un symbole 6-j (multiplié par une phase).



Pour une excitation quadrupolaire 2^+ du cœur et une orbitale $d_{5/2}$, la levée de dégénérescence va avoir l'allure générale représentée sur la figure ci-contre. On voit que c'est l'état $7/2$ qui est favorisé. Est-ce que cette prescription très simple a du vrai dans les isotones $N=51$ mieux connus que ^{83}Ge ? La réponse est clairement oui dans le cas de ^{89}Sr abondamment étudié (voir en particulier [Hen73]) et correctement décrit avec le modèle du couplage cœur-particule (par exemple [Hof74, Abe80]).

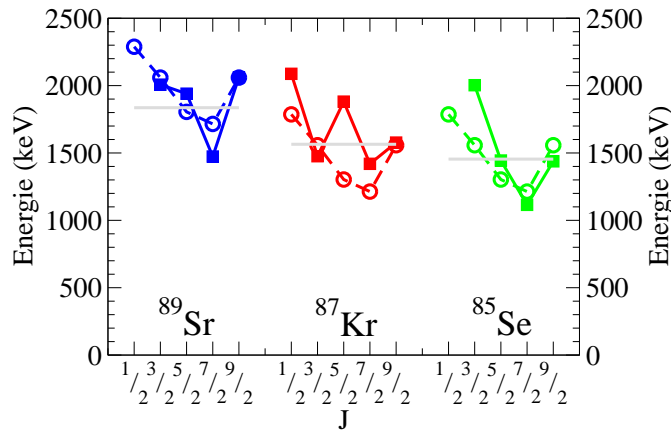


FIGURE II.3 – Carrés : états expérimentaux identifiés comme formant potentiellement les multiplets $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ dans les noyaux ^{89}Sr , ^{87}Kr et ^{85}Se . Cercles : l'allure attendue en suivant l'équation B.5 pour $k = 2$ c'est à dire une excitation quadrupolaire du cœur. Les lignes grises représente l'énergie expérimentale de l'état 2^+ du cœur $N=50$ sous-jacent.

En croisant les données disponibles en réaction directe, à haut spin et en radioactivité pour ^{87}Kr et ^{85}Se (cf. [Per06] ainsi que [Por06] et [deA07] en cours de préparation lors de l'écriture de l'article, et [Por09, Kur12]), on peut suivre l'évolution du multiplet $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ pour $Z=34,36$. Je reporte sur la Fig. II.3 l'évolution de l'énergie expérimentale des états candidats, comparée au comportement attendu $\propto (-1)^{2+5/2+J} \begin{Bmatrix} 2 & 5/2 & J \\ 5/2 & 2 & 2 \end{Bmatrix}$. La comparaison bien que pas très spectaculaire est néanmoins encourageante. Il faut souligner qu'il est bien difficile même en croisant toutes les données de reconnaître à partir des schémas expérimentaux les membres du multiplet du reste des états. Quoi qu'il en soit l'état $7/2^+$ qui est systématiquement le 2^e état excité des isotones $N=51$ de $Z=38$ à 34 apparaît bien comme l'état le plus favorisé du multiplet et l'ensemble semble bien évoluer comme l'énergie expérimentale de l'état 2^+ du cœur pair-pair. Aussi lorsque nous avons découverts deux transitions dans ^{83}Ge , alors que simultanément un état peuplé en (d,p) était découvert vers 280 keV [Tho05], il nous a semblé clair que les deux états qui se désexcitaient par ces deux transitions n'avaient rien à voir avec des états de particule individuelle et appartenaient à une structure collective du type $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ (voir [Per06]), et le plus bas des deux, à 867 keV en serait le membre $7/2^+$. L'autre, à 1238 keV, a été proposé comme étant le membre $J = 3/2$ ou $5/2$ de cette même structure. L'état de [Tho05] par contraste porte une partie significative de la force $3s_{1/2}$.

Comme mentionné plus haut, l'alimentation d'états excités de ^{83}Ge dans la décroissance β -n de ^{84}Ga a par la suite été observée au HRIBF Oak Ridge [Gro09, Win10] puis à PARRNe/ALTO [Kol12, Kol13]. Le schéma de niveaux de ^{83}Ge a été significativement complété, la transition à 1238 keV a été confirmée. Par contre la transition à 867 keV d'abord reportée dans [Win08, Gro09] a disparu du schéma de décroissance dans [Win10] et nous n'avons pas pu la confirmer à partir de nos propres études [Kol12, Kol13]. Il

est possible que le spin de l'état fondamental de ^{84}Ga , proposé $(0^-, 1^-)$ [Leb09, Kol13], soit trop faible pour permettre une alimentation significative d'un état $7/2^+$ dans la décroissance β -n. Au final —étrangement— l'étude de la décroissance $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$ n'a été reportée que deux fois : une fois à PARRNe [Ver04, Per06] et une deuxième fois au HRIBF [Win08, Gro09]. Tant nos compétiteurs que nous-même nous sommes ensuite lancés dans une course éperdue vers les isotopes de Ga de masse supérieure sans vraiment revenir sur ^{83}Ge autrement que par l'observation en «byproduct» des transitions de la voie β -n. Avec le recul il s'agit sûrement d'une erreur, et étant donné le nombre d'interrogations restantes sur ce noyau et son importance comme isotone impair $N=51$, il conviendrait, même s'il ne constitue pas un «record d'exotisme» d'y revenir avec une expérience dédiée et avec une meilleure statistique. Sans doute faudrait-il adjoindre au dispositif un système de mesure de durées de vie nucléaires courtes type «fast timing» avec des détecteur au LaBr_3 . La méthode ISOL est tout à fait compétitive pour étudier ^{83}Ge alors qu'on ne l'a observé qu'à grand peine par exemple dans les collisions inélastiques dont je vais parler plus loin.

Comme le laisse voir la Fig. II.3, l'approche *à la* de-Shalit ne permet d'obtenir que des arguments qualitatifs. Par exemple, il n'y a pas vraiment de raison de se limiter au terme quadrupolaire dans la somme $\Delta E(J) = \sum_k \Delta E_k(J)$. Il faut aussi être capable de comprendre les accidents du type $5/2^+$ de ^{87}Kr ou $3/2^+$ de ^{85}Se , c'est à dire prendre en compte les mélanges entre états J issus des différents multiplets. Aussi dans le cadre de la thèse suivante consacrée en partie à ^{83}Ge [Leb08], j'ai encouragé Matthieu Lebois à faire un calcul un peu plus sophistiqué de couplage cœur-particule. Pour rester dans le même esprit de toujours garder une image physique sous-jacente aussi claire que possible nous avons opté pour le modèle schématique de Thankapan et True [Tha65] (déjà appliqué avec succès à ^{89}Sr [Hof74]).

Dans le cadre de ce modèle on rentre dans le détail de l'interaction cœur-particule mais limitée à ce qui doit représenter les corrélations les plus importantes que sont l'appariement et le quadrupole. H_{pc} s'écrit alors :

$$H_{pc} = -\xi(\mathbf{J}_c^{(1)} \cdot \mathbf{j}_p^{(1)}) - \eta(\mathbf{Q}_c^{(2)} \cdot \mathbf{Q}_p^{(2)}) \quad (\text{B.6})$$

où \mathbf{J}_c et \mathbf{j}_p sont respectivement les opérateurs de moment angulaire total du cœur et de la particule, \mathbf{Q}_c et \mathbf{Q}_p sont respectivement les opérateurs de moment quadrupolaire de masse du cœur et de la particule, et enfin ξ et η sont les paramètres qui décrivent la force de l'interaction dipole-dipole et quadrupole-quadrupole respectivement⁽⁴⁾. Les éléments de matrice diagonaux et non-diagonaux prennent une expression analytique simple dans la base $|J_c j_p, JM\rangle$. Là où ça devient intéressant c'est que si dans un premier temps on se limite aux états couplés à l'état fondamentale 0^+ du cœur et au premier état excité 2^+ on peut exprimer ces éléments de matrice en fonction de 3 paramètres ξ (la force de l'interaction dipole-dipole) et $\chi_1 \equiv \eta\langle 0 || \mathbf{Q}_c^{(2)} || 2 \rangle$ et $\chi_2 \equiv \eta\langle 2 || \mathbf{Q}_c^{(2)} || 2 \rangle$. Ces deux paramètres sont ainsi directement liés aux quantités habituellement utilisées pour discuter de la collectivité que sont la probabilité d'excitation quadrupolaire $B(E2)$

(4). La première mesure donc la force amenée par l'alignement des deux moment angulaires en analogie avec l'appariement et la deuxième mesure schématiquement le recouvrement de la trajectoire de l'orbite de la particule avec la distribution de matière du cœur présente hors d'une sphère.

[puisque $\chi_1 \propto \sqrt{B(E2)}$] et le moment quadrupolaire statique de l'état 2^+ [puisque $\chi_2 \propto Q_{2^+}$] et on garde bien l'image physique sous-jacente simple annoncée (c'est l'avantage des représentations schématiques). Par exemple dans le cas d'un cœur vibrateur harmonique $Q_{2^+} = 0$ donc $\chi_2 = 0$, l'évolution de χ_1 doit suivre les tendance des valeurs de $B(E2)$ etc. Je dois absolument préciser ici, et j'espère que c'est compréhensible maintenant, que cela n'était pas une fuite en avant dans le raffinement byzantin pour le plaisir et que cela ne relevait en aucun cas d'un quelconque fétichisme du modèle poussiéreux. Ce modèle a une vraie vertu pédagogique, car en plus d'être simple, il a illuminé l'étudiant qui l'a utilisé qui a ainsi *vu* son noyau et bien compris qu'un état de telle ou telle nature n'arrive pas à telle ou telle énergie par hasard. Et puis il faut se souvenir que les calculs de type modèle en couches n'étaient pas encore disponibles pour ce noyau d'une part et que les approches au-delà du champ moyen traitent rarement des noyaux impairs d'autre part. C'était donc une bonne roue de secours et ce modèle m'a permis d'argumenter la proposition d'une expérience avec le Démonstrateur d'AGATA au LNL (reportée en fin de Chapitre) centrée sur l'étude des évolutions d'ESPE neutrons dans les isotones $N=51$ jusqu'à ^{83}Ge et dont je parle dans le dernier paragraphe de cette partie.

Plus généralement, j'ai utilisé ce modèle comme un outil pratique pour séparer au mieux ce qui dans l'allure des schémas de niveaux vient des corrélations de ce qui vient des évolutions monopolaires : un authentique distillateur artisanal d'ESPE. En effet, dans le cas concret où on ne s'intéresse qu'à la partie basse énergie du schéma de niveaux, disons jusqu'aux environs de l'énergie de l'état 2^+ du cœur, en fixant $E_c = E_{2^+}^{\text{exp}}$ on peut laisser ξ, χ_1, χ_2 et $\tilde{\epsilon}_{j_p}$ comme des paramètres libres que l'on ajuste sur les schémas de niveaux issus de l'expérience. L'essentiel de la dynamique est donc passée par la valeur expérimentale de l'énergie de l'état 2^+ du cœur (sans que l'on se pose la question de sa nature et c'est tant mieux), les corrélations du type appariement et quadrupole sont absorbées par les paramètres ξ, χ_1, χ_2 . Ne doit rester dans le paramètre $\tilde{\epsilon}_{j_p}$ que les effets monopolaires. En réalité ce n'est évidemment pas totalement exact : il faudrait prendre en compte des termes tensoriels d'ordre supérieur, octupole-octupole etc, calculer dans une base $|J_c j_p, JM\rangle$ plus étendue... Mais c'est le meilleur pis-aller que j'ai pu trouver en tant qu'expérimentateur coincé au milieu d'une couche dans l'attente d'étudier un mythique ^{79}Ni . J'ai donc fait l'exercice pour ^{89}Sr , ^{87}Kr et ^{85}Se en ne considérant que le premier état excité 2^+ du cœur et en limitant les orbitales de neutron à $2d_{5/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}$ et $1g_{7/2}$. La comparaison entre spectre calculé et spectre expérimental est reportée sur les Figs. II.4, II.5 et II.6. L'accord est bon tant du point de vue de l'énergie que des facteurs spectroscopiques, mais là n'est pas la question puisque c'est le moins que l'on puisse attendre avec 6 paramètres libres ! L'important est que 1° il semble bien exister un jeu de paramètres raisonnables (leur contrôle est facilité par leurs liens avec $B(E2)$ et Q_{2^+}) qui reproduit les grandes lignes de la structure cœur-particule de ces trois noyaux et 2° on peut suivre les évolutions de $\tilde{\epsilon}_{s_{1/2}}, \tilde{\epsilon}_{d_{3/2}}$ et $\tilde{\epsilon}_{g_{7/2}}$. De ces dernières on peut penser qu'elles indiquent les tendances d'évolution des ESPE au sens du modèle en couches. On peut leur adjoindre l'évolution de l'écart $\tilde{\epsilon}_{d_{5/2}} - \tilde{\epsilon}_{g_{9/2}}$ puisqu'on l'a en principe extrait des valeurs des masses, comme on l'a montré à la section B.3 du Ch. I. Je reporte sur la Fig. II.7 la compilation de ces résultats. La comparaison avec les résultats de [Sha13] (voir Fig. II.1) n'est pas aisée mais les tendances semblent bien être identiques, ainsi que les ordres de grandeurs. Ce relativement bon accord mérite d'être souligné : dans

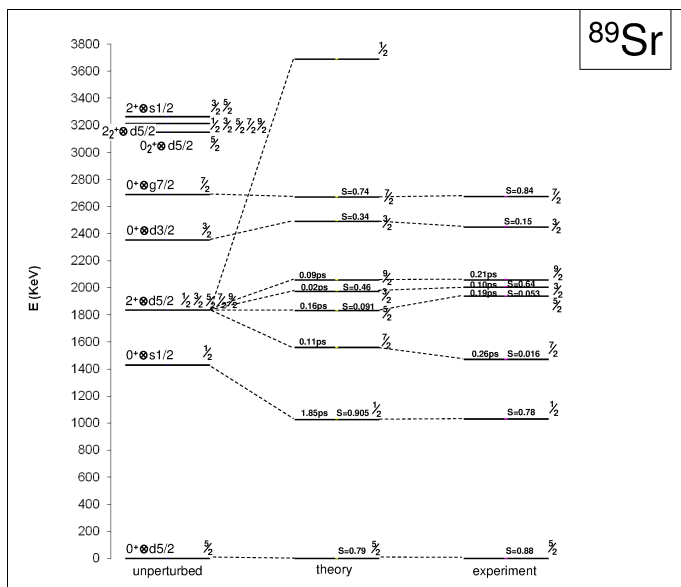


FIGURE II.4 – Comparaison entre le schéma de niveaux expérimental de ^{89}Sr et le résultat du calcul de couplage cœur-particule. A gauche sont reportées les énergie non-perturbées du couplage à l'ordre zéro. Les durées de vie expérimentales sont tirées de [Wal81].

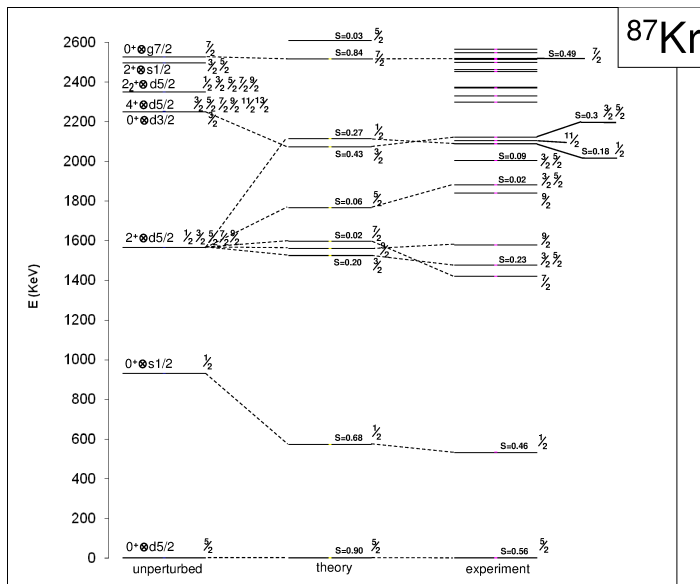


FIGURE II.5 – Comparaison entre le schéma de niveaux expérimental de ^{87}Kr et le résultat du calcul de couplage cœur-particule. A gauche sont reportées les énergie non-perturbées du couplage à l'ordre zéro.

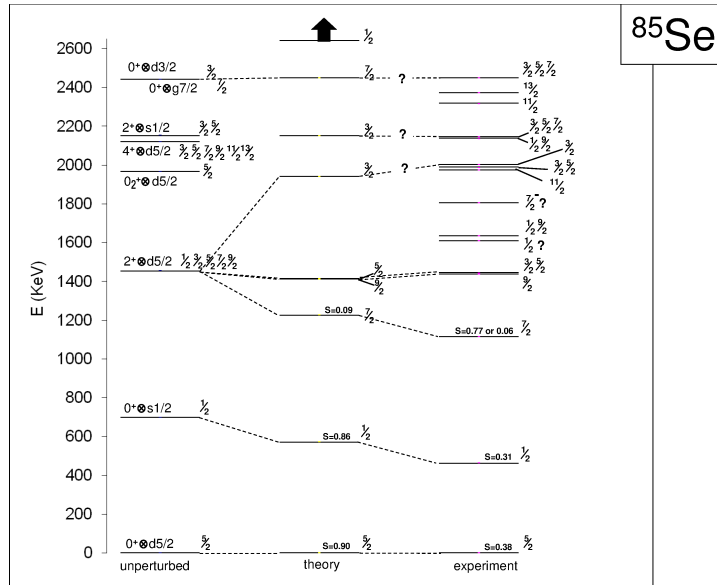


FIGURE II.6 – Comparaison entre le schéma de niveaux expérimental de ^{85}Se et le résultat du calcul de couplage cœur-particule. A gauche sont reportées les énergie non-perturbées du couplage à l'ordre zéro.

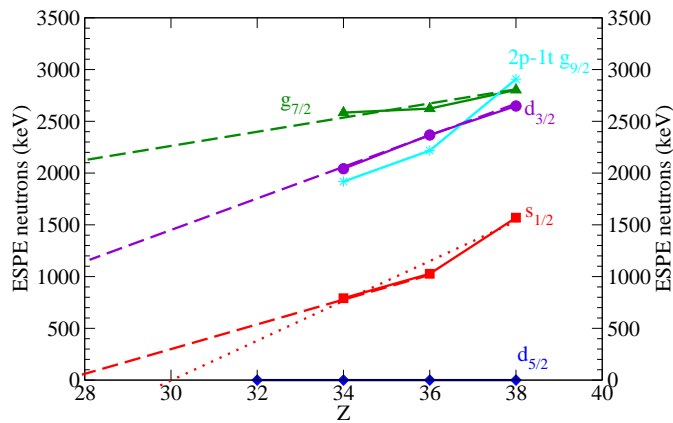


FIGURE II.7 – Energies effectives des états de particule individuelle neutron à $N=50$ extraites de l'analyse en couplage cœur + particule par le modèle de Thankapan et True à partir des schémas de niveaux expérimentaux. Suivant que l'on extrapole la courbe pour $\nu 3s_{1/2}$ à partir de deux ou trois points on obtient une dégénérescence $\nu 2d_{5/2} - \nu 3s_{1/2}$ entre $Z=28$ et $Z=30$.

le cas bien précis des noyaux impairs adjacents à une fermeture de couche, la structure révélée par un schéma de niveaux assez fourni et correctement analysé reflète clairement les évolutions des états de particule individuelle. On peut même aller plus loin en disant qu'avec beaucoup de perspicacité les données fournies par la radioactivité qui arrivent toujours —c'est un fait historique comme je l'ai rappelé en B.1 du Ch. I— avant les autres techniques peuvent pallier pendant un temps l'absence de données en réactions directes (lesquelles sont néanmoins indispensables).

Il est difficile de tirer des conclusions trop définitives de ce travail qui n'est qu'une ébauche d'une description des isotones impairs $N=51$ dans le cadre du couplage cœur-particule. Une étude plus poussée et consistante des isotones $N=49$ et $N=51$, utilisant le modèle unifié «complet» (à la Heyde) en analogie avec les régions de $Z=50$ et $N=82$ (par exemple [Van77, Hey78, Tra93]) serait nécessaire (elle est actuellement en chantier). Néanmoins, si on se restreint aux grandes tendances, on observe un fait majeur : l'écart entre les partenaires spin-orbite $1g_{9/2}$ - $1g_{7/2}$ semble diminuer, ce qui est dû essentiellement à la diminution du gap $N=50$ issu des tendances des masses. L'effet sur l'écart $2d_{5/2}$ - $2d_{3/2}$ est encore plus marqué et prête moins à discussion puisqu'il est indépendant de toute considération sur le gap $N=50$. Une telle diminution de l'effet de spin-orbite est une des conséquences attendues pour une surface plus diffuse des noyaux très riches en neutrons. Mais comme je l'ai rappelé plus haut, nous n'avons pas encore de preuve formelle qu'une extrapolation linéaire sans rupture de pente est possible à partir de $Z=34$ jusqu'à $Z=28$. Les données sur la réaction $^2\text{H}(^{82}\text{Ge}, p)^{83}\text{Ge}$ [Tho05, Tho07] permettent d'entrevoir la poursuite de la descente de l'orbitale $3s_{1/2}$, mais l'état $1/2$ observé à 280 keV est loin de porter toute la force avec $S = 0.50 \pm 0.15$ et pour le reste, mystère. Une fois de plus on réalise donc à quel point ^{83}Ge est un noyau charnière. C'est pour cette raison que son étude a constitué la motivation principale de l'expérience AGATA+plonger au LNL (voir proposition d'expérience en fin de Chapitre). C'est pourquoi aussi je pense qu'une expérience dédiée devrait être à nouveau menée à ALTO.

L'extrapolation linéaire à partir des premiers points des tendances d'évolutions des ESPE est certainement tentante et sans doute parfois justifiée. Si on se plie à l'exercice à partir de la Fig. II.7 on aboutit à une inversion des orbitales $3s_{1/2}$ et $2d_{5/2}$ entre $Z=28$ et $Z=30$: cela signifierait par exemple que l'état fondamental de ^{81}Zn serait $1/2^+$ et non $5/2^+$. J'ai émis cette hypothèse (hardie) lors de l'étude de la décroissance de ^{81}Zn (voir [Ver07] placée en fin de Chapitre) pour expliquer une population à peu près équivalente des deux niveaux ($3/2^-$) que nous avons observée à PARRNe. L'étude ultérieure de [Pad10] a montré qu'il y avait une alimentation significative de l'état fondamental ($5/2^-$) de ^{81}Ga qui excluait une telle hypothèse. Néanmoins la proximité de ces deux orbites est une hypothèse prise très au sérieux : elle est reprise par l'état de l'art en terme de calculs de modèle en couches [Sie09, Kol13] dans cette région (voir Fig. II.1). Rien n'exclut d'ailleurs que les isotopes de Ni au delà de $N=50$ ne présentent les propriétés de noyaux à halo. Je dois mentionner que dans le même article [Pad10], Padgett *et al.* présentent des calculs de modèle en couches avec une séparation d'énergie de particule individuelle $3s_{1/2}$ - $2d_{5/2}$ de plus de 1200 keV dans le cœur de ^{78}Ni , en complète contradiction. Les expériences qui seront menées dans cette région, à ALTO ou ailleurs, permettront donc de clarifier la situations dans les années à venir. Même s'il restera particulièrement

difficile de mettre en évidence directement un halo, le positionnement relatif de ces deux orbitales d'intérêt, séparées par un Δj important devraient donner naissance à d'intéressants phénomènes d'isomérisme. Mettre en évidence ces derniers était l'un des objectifs que j'avais en tête lorsque j'ai décidé de participer à la campagne EURICA⁽⁵⁾ au RIBF-RIKEN. J'ai confié à M. Niikura alors post-doctorant sous ma supervision, le soin de proposer cette expérience. Elle s'est déroulée avec succès et les données sont en cours d'analyse (analyse qui constituera une partie des travaux de thèse M.-C. Delattre).

Evolution en énergie de l'orbitale $\nu 1g_{7/2}$ et l'expérience avec AGATA+PRISMA+dégradeur au LNL Une autre possibilité pour expliquer l'apparition systématique de l'état $7/2_1^+$ comme deuxième état excité des isotones impairs $N=51$ ainsi que son évolution en énergie serait une descente de l'orbitale $\nu 1g_{7/2}$ vers les basses énergies et son interaction avec l'état $7/2^+[2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}]$. En langage cœur-particule cela donnerait un état avec deux composantes principales sur les vecteurs $|2_1^+ 2d_{5/2}, 7/2^+\rangle$ et $|0_{gs}^+ 1g_{7/2}, 7/2^+\rangle$. La position *approximative* du centroïde en énergie de $\nu 1g_{7/2}$ est indiquée dans ^{89}Sr par l'état à 2675 keV avec $S = 0.84$ (voir Fig. II.4) et dans ^{87}Kr par l'état à 2519 keV avec $S = 0.49$ (voir Fig. II.5). Dans ce dernier cas, le calcul simplifié de couplage cœur-particule donne $S=0,84$ (voir Fig. II.5) ce qui ne reproduit pas la diminution du facteur spectroscopique pour cet état de $Z=38$ à $Z=36$ observée expérimentalement. Ceci est simplement dû à l'absence des autres états du type $|J_c j_\nu, 7/2^+\rangle$ dans le calcul (voir les positions des couplage à l'ordre zéro attendus, à gauche sur la Fig. II.5). Il n'y a, quoi qu'il en soit, pas d'évolution très sensible de la position de l'orbitale $\nu 1g_{7/2}$ entre ^{89}Sr et ^{87}Kr . Pour ^{85}Se il n'existe qu'une étude en réaction directe [Tho07] mais celle-ci jette le doute sur la nature de l'état $7/2_1^+$ à 1115 keV. En effet, Thomas *et al.* observent bien un état peuplé par transfert $^2\text{H}(^{84}\text{Se}, p)^{85}\text{Se}$ à cette énergie, mais la statistique est faible et la distribution angulaire peu concluante avec seulement 4 points (il faut reconnaître que l'expérience est très difficile) : deux solutions passent dans les barres d'incertitudes, une pour $(\ell = 2, J^\pi = 3/2^+)$ avec $S = 0.06 \pm 0.02$ l'autre pour $(\ell = 4, J^\pi = 7/2^+)$ avec $S = 0.77 \pm 0.25$. Si la dernière solution est la bonne cela reviendrait à une chute brutale du centroïde de $\nu 1g_{7/2}$ de quelque-chose comme 1 MeV en 2 unités de masse, c'est à dire un effet de structure majeur. Cette dernière hypothèse est reprise sans sourciller dans une référence plus récente [Kur12], sur des arguments liés au fait que l'état principalement peuplé indirectement dans la décroissance $^{85}\text{As}(5/2^-) \rightarrow ^{85}\text{Se}$ est cet état $7/2_1^+$. Ajoutons que, comme mentionné plus haut, les estimations de [Duf99] (voir Fig. II.1) montrent bien un croisement entre $\nu 2d_{3/2}$ et $\nu 1g_{7/2}$ et un abaissement de l'énergie de cette dernière orbite entre $Z=40$ et $Z=28$. La question a donc quelque importance.

Le but de l'expérience AGATA+plonger au LNL dont j'ai déjà beaucoup parlé était centré sur l'idée que la mesure des durées de vie nucléaire dans les isotones impairs $N=51$, même grossière, permettrait de distinguer les structures collectives du type $2^+[N = 50] \otimes \nu_j$ se désexcitant rapidement ($2^+ \otimes \nu_j \rightarrow 0^+ \otimes \nu_j$) des structures en

(5). EUroball-RIKEN Cluster Array, <http://ribf.riken.jp/EURICA/>

particules individuelles se déexcitant plus lentement ($0^+ \otimes \nu_{j'} \rightarrow 0^+ \otimes \nu_j$). Comme le montrent les calculs de couplage cœur-particule, les états $7/2^+$ issus des couplages $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ et $0^+ \otimes \nu 1g_{7/2}$ ainsi que les états $9/2^+$ issus du couplage $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ et de la configuration $2p-1t$ [$\nu(2d_{5/2})^2_{J=0} \nu(1g_{9/2})^{-1}$] ont toutes les chances d'être en compétition proche de la ligne Yrast. Ces états sont particulièrement bien alimentés lors de collisions profondément inélastiques (voir [deA07]). Il semblait opportun de profiter de la présence du Démonstrateur d'AGATA auprès du spectromètre PRISMA et de tenter de peupler ces états dans la collision d'un faisceau de ^{82}Se avec une cible d'uranium suivie d'un dégradateur (plunger).

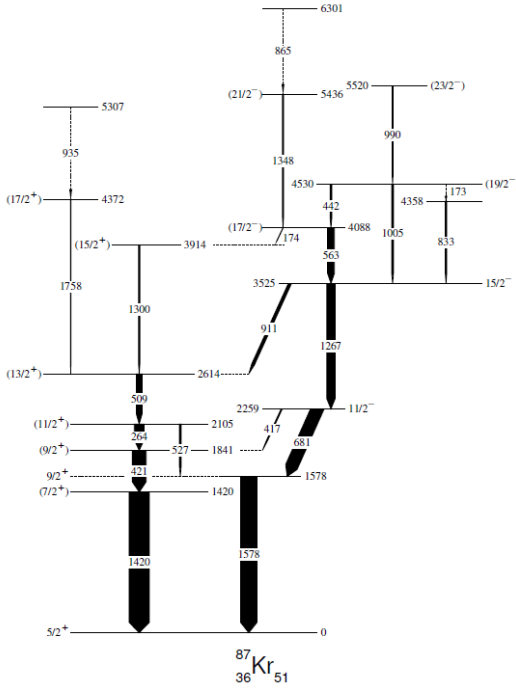


FIGURE II.8 – Schéma de niveaux alimenté en fusion-fission extrait de [Por06] que l'on retrouve (en partie) dans notre expérience de collisions profondément inélastiques au LNL.

$|0_{\text{gs}}^+ 1g_{7/2}, 7/2^+\rangle$. Il faut pour cela fortement abaisser l'énergie du couplage à l'ordre zéro $0^+ \otimes \nu 1g_{7/2}$ (c'est à dire $\tilde{\epsilon}_{g_{7/2}}$), qui amène immédiatement des composantes du multiplet $2^+ \otimes \nu 1g_{7/2}$ à basse énergie qui perturbent fortement le multiplet naturel $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ et le schéma de niveaux ne ressemble plus à rien. Néanmoins j'ai forcé le calcul (tableau 1 de la proposition d'expérience) en intervertissant les composantes sur $|2_1^+ 2d_{5/2}, 7/2^+\rangle$ et $|0_{\text{gs}}^+ 1g_{7/2}, 7/2^+\rangle$ des états $7/2_1^+$ pour le calcul des éléments de matrice des transitions $M1$ et $E2$, pour donner une idée du facteur d'interdiction d'un état majoritairement

^{89}Sr (Fig. II.4) sert de noyau de référence : on constate que le lien entre «longues» durées de vie et facteurs spectroscopiques importants n'est pas trivial —à l'exception des deux premiers états excités : la durée de vie de l'état $1/2_1^+$ de nature simple particule ($0^+ \otimes \nu 3s_{1/2}$) marquée donne l'idée de ce que peut être une durée de vie «longue» pour ce noyaux, celle de l'état $7/2_1^+$ essentiellement issu du couplage $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ donne l'idée de ce que peut être une transition collective. Il faut en particulier tenir compte de toutes les possibilités de décroissance d'un état E_i ($M1, E2 \dots$) vers différents états E_f pour rendre compte de la durée de vie et des arguments qualitatifs ne suffisent plus. C'est pourquoi il était absolument indispensable que j'utilise les calculs de couplage cœur-particule pour montrer la faisabilité de l'expérience (voir la proposition d'expérience p. 61). Je dois noter ici que lorsque j'ai effectué ces calculs je me suis aperçu qu'il n'existait pas de jeu de paramètres raisonnable permettant de produire un état $7/2_1^+$ comme deuxième état excité de ^{85}Se avec une composante majoritaire

$|0_{\text{gs}}^+ 1g_{7/2}, 7/2^+\rangle$ aux énergies proches de l'expérience. Il existe un à deux ordres de grandeurs entre les deux situations (voir tableau) et effectivement peu de points de mesures à différentes distances cible-dégradeur devraient permettre de les distinguer. Les résultats préliminaires de l'analyse (menée par F. Didierjean, IPHC) pour ^{87}Kr sont très encourageants. Plusieurs transitions sont clairement visibles dans les spectres dont on observe bien les composantes décalées Doppler avant et après dégradeur. En particulier pour ^{87}Kr la transition $(7/2_1^+) \rightarrow 5/2_{\text{gs}}^+$ à 1420 keV et la transition qui l'alimente $(9/2_2^+) \rightarrow 7/2_1^+$ à 421 keV (voir le schéma de niveaux de [Por06] reporté sur la Fig. II.8). Les intensités corrigées de l'efficacité de détection, estimée par un calcul GEANT4, sont identiques ce qui signifie que le peuplement non-observé («side-feeding») de l'état $7/2_1^+$ est négligeable. Les deux durées de vies mesurées étant identiques ($\tau \simeq 15$ ps) on en déduit que la durée de vie de l'état $7/2_1^+$ est très courte $\lesssim 1$ ps, conformément à la description fournie par le modèle de couplage cœur-particule. Le comportement de l'état $(9/2_2^+)$ à 1841 keV, s'il est bien à l'origine des longues durées de vies mesurées est encore plus intéressant. J'ai mentionné plus haut la présence à basse énergie de l'état $2p-1t$ $9/2^+[\nu(2d_{5/2})_{J=0}^2 \nu(1g_{9/2})^{-1}]$ et ce pourrait être un candidat pour une telle configuration, mais il serait plus bas de $\simeq 500$ keV par rapport à ce que l'on attend d'après l'analyse des valeurs de masse (voir Fig. II.2). En bref, l'analyse se poursuit et semble prometteuse.

C Etude de $^{81}_{31}\text{Ga}_{50}$

Pour tenter de comprendre la structure en particule individuelle proton le plus proche possible de ^{78}Ni , j'ai proposé en 2001 (juste avant de partir au GANIL pour mon post-doctorat) d'étudier la décroissance radioactive $^{81}\text{Zn} \rightarrow ^{81}\text{Ga}$. ^{81}Ga n'est éloigné de ^{78}Ni que de 3 protons et sa structure à basse énergie doit être très sensible à l'ordre des orbitales de proton d'une part et à leur espacement relatif d'autre part. Les résultats de cette étude ont été rapportés dans une version préliminaire dans [Ver04], puis dans un plus long papier [Ver07] (voir page 68).

C.1 Etats de particule individuelle proton dans un cœur de ^{78}Ni

La question de l'évolution des états de particule individuelle proton au dessus d'un cœur de Ni, de la vallée de stabilité jusqu'à ^{78}Ni , a fait, et continue de faire, l'objet d'intenses recherches sur de multiples dispositifs expérimentaux de part le monde. L'ordre connu à la stabilité (^{63}Cu et ^{65}Cu) est $2p_{3/2}$ puis $1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$. L'étude —restée fameuse— de la décroissance β de $^{69,71,73}\text{Ni}$ [Fra01] a apporté les premières indications d'une diminution de l'écart en énergie entre les orbitales $\pi 2p_{3/2}$ et $\pi 1f_{5/2}$ dans les noyaux de Cu riches en neutrons. Cette «dérive monopolaire» a été interprétée comme étant due au terme tensoriel de l'interaction proton-neutron [Ots05]. Plus récemment, l'étude par spectroscopie laser colinéaire de [Fla09] a montré que le spin de l'état fondamental de ^{75}Cu était 5/2 alors que pour les masses impaires inférieures il est 3/2. Cela a été interprété comme étant la signature du croisement des orbitales $\pi 2p_{3/2}$ et $\pi 1f_{5/2}$ entre la masse 73 et la masse 75. L'argument est correct si les états observés sont bien du type particule individuelle. Le croisement est en tout cas prédit correctement par les calculs de type modèle en couches de [Sie10].

Mais la voie qui a été suivie en premier pour comprendre la structure en particule individuelle proton de ^{78}Ni longe la ligne N=50. Les degrés de liberté neutrons étant en principe gelés par la fermeture de couche, les isotones N=50 forment bien un laboratoire privilégié pour étudier la structure proton et en particulier l'ordre de remplissage des orbitales de proton. L'évolution des ESPE *protons* en fonction du nombre de *protons* a été peu étudiée, contrairement à l'influence du nombre de neutrons sur l'évolution des ESPE neutrons. Comme mentionné déjà au Ch. I cette dernière a conduit à mettre en évidence l'importance de l'interaction à 3 corps dans l'apparition des fermetures de couche de type SO, on pourrait se demander ce qu'il en est pour les fermetures de couche de SO proton. On verra que l'étude de ^{81}Ga , correctement replacée dans la systématique des isotones N=50 impairs en protons permet justement de s'en faire une idée. La structure en particules individuelles protons des isotones N=50 pairs-pairs stables est déjà bien établie au milieu des années 80 grâce en particulier à la remarquable étude sur ^{86}Kr avec faisceaux polarisés ($\vec{d}, ^3\text{He}$) de [Pfe86]. Les auteurs replacent leurs résultats parmi l'accumulation de données dans la région et fournissent en particulier les énergies de particule individuelle ainsi que les taux de remplissage v^2 issus de l'analyse

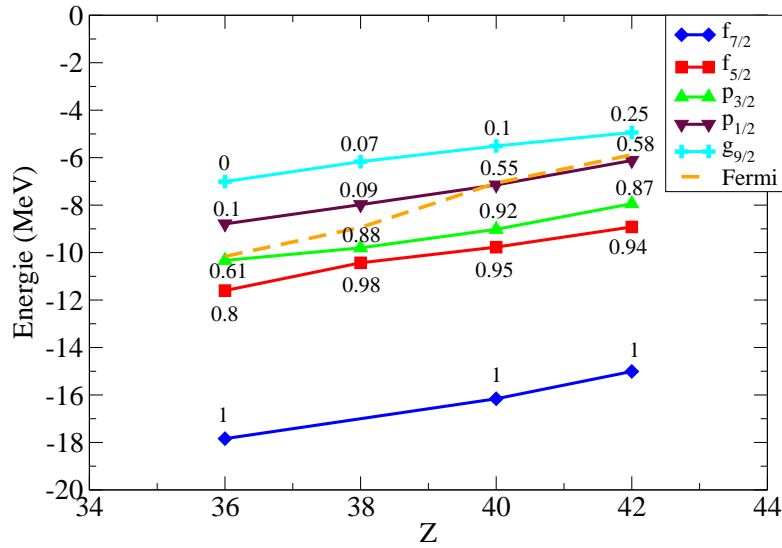


FIGURE II.9 – Energies de particule individuelle (effectives) proton issues des données expérimentales des réactions directes pour les isotones $N=50$ de la vallée de stabilité. En pointillé le niveau de Fermi, les chiffres proches des points représentent $v_{\ell j}^2 = \frac{\langle p_{\ell j} \rangle}{2j+1}$ la probabilité d'occupation de l'état de proton. Toutes les valeurs sont tirée de [Pfe86].

des centroïdes en énergie et des facteurs spectroscopiques. Je reporte quelques unes de ces données pour ^{86}Kr , ^{88}Sr , ^{90}Zr et ^{92}Mo dans la Fig. II.9.

Le grand pas vers les isotones $N=50$ plus légers est franchi par l'étude de la décroissance $^{83}\text{Ge} \rightarrow ^{83}\text{As}$ par Hill et Winger⁽⁶⁾ [Hil88, Win88].

Le grand problème avec ^{83}As est qu'avec 5 protons au dessus de $Z=28$ son état fondamental est $5/2^-$ avec un remplissage non perturbé des orbitales $\pi 1f_{5/2}$ et $\pi 2p_{3/2}$, quel que soit l'ordre en énergies de celles-ci (voir le petit schéma ci-contre). Les auteurs de [Win88] avaient néanmoins été les premiers à faire explicitement l'hypothèse que $\pi 1f_{5/2}$ se remplissait en premier en constatant que l'état fondamental ^{85}Br (2 protons de plus que ^{83}As)

déterminé par $(d, ^3\text{He})$ [May72, Pfe86] est $3/2^-$ mais notaient prudemment «Nevertheless, an assignment of $3/2^-$ for the As ground state cannot be absolutely excluded». L'interprétation de leurs données reposait sur deux séries de calculs de type modèle en couches l'une avec une interaction résiduelle ajustée empiriquement sur les données expérimentales [Ji88] conçue à la même époque, l'autre avec une interaction delta de surface modifiée (MSDI). Plusieurs essais ont été effectués avec cette dernière pour tenter de comprendre le schéma de niveaux observé. Quelles que soient les valeurs des paramètres MSDI et quel que soit l'ordre $\pi 1f_{5/2} - \pi 2p_{3/2}$, $5/2^-$ apparaissait toujours comme état fondamental⁽⁷⁾. Comme l'a rappelé J. A. Winger récemment [Win13], la chose

(6). Deux «grands» des décroissances radioactives outre Atlantique.

(7). De plus, le 2^e état excité était particulièrement difficile à reproduire et sa nature semblait mysté-

était un peu frustrante car si d'un côté cela allait dans le sens de conforter la proposition $5/2^-$ pour l'état fondamental de ^{83}As , aucune conclusion sur l'ordre de remplissage $\pi 1f_{5/2} \rightleftharpoons \pi 2p_{3/2}$ ne pouvait être tirée. Les auteurs appelaient donc de leurs vœux l'étude rapide de l'impair $N=50$ suivant ^{81}Ga pour trancher la question. Il aura finalement fallu plus d'une quinzaine d'années. Et PARRNe.

C.2 La question de l'ordre de remplissage $\pi 1f_{5/2} \rightleftharpoons \pi 2p_{3/2}$ dans ^{81}Ga

Lorsque j'ai tenté d'interpréter mon propre schéma de niveaux j'ai évidemment été confronté aux mêmes difficultés, pire encore, car je ne disposais que de trois états excités, plus un état identifié à 1236 keV, peuplé dans les collisions inélastiques [deA07]. Que faire ? La première chose, la plus simple, était de comparer ce schéma de niveaux succinct à celui plus étoffé du voisin $N=50$ impair ^{83}As . La comparaison est donnée dans la Fig. 5 de [Ver04] (voir p. 23). L'allure est bien la même avec un 1^{er} et un 2^e niveau à des énergies à peu près identiques, mais il y avait une différence fondamentale qui sautait aux yeux : j'observais des intensités à peu près identiques pour les deux transitions en coïncidence 351 keV et 452 keV alors que les transitions analogues dans ^{83}As étaient d'intensités très différentes (voir Fig. 5 dans [Ver04]). Côté modèle en couches la situation avait significativement évolué depuis l'interaction empirique de Ji et Wildenthal [Ji88] avec l'apparition de JJ4PNA [Lis04] (ajustée à la Wildenthal façon Brown ; espace proton au dessus d'un cœur de ^{78}Ni), JJ4B que m'avait communiquée A. Brown (2006) (espace naturel de ^{56}Ni). Plus tard seulement apparaîtraient JUN45 [Hon09] (espace naturel de ^{56}Ni) et l'interaction de [Sie09] (espace naturel de ^{78}Ni), mais elles n'étaient pas encore disponibles pour la préparation de [Ver07]. L'interaction de Wildenthal ajustée sur les données expérimentales (masses, niveaux d'excitation) doit plutôt être considérée comme une extrapolation intelligente de ce qui se passe à la stabilité. Elle donnait déjà des résultats médiocres pour ^{83}As (cf.(7)), je ne pouvais pas en attendre beaucoup pour ^{81}Ga . Les résultats obtenus avec JJ4PNA, malgré sa nouveauté, n'aidaient malheureusement et étrangement, pas beaucoup plus (voir Fig. 4 de [Ver07] p. 68).

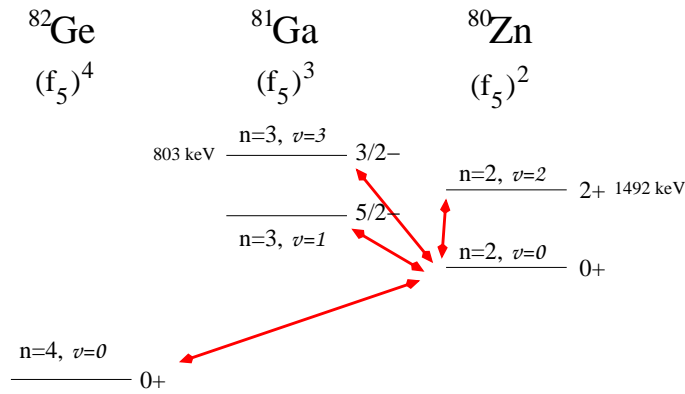
J'ai donc décidé de faire l'hypothèse la plus simple possible pour essayer de comprendre les choses. Si vraiment l'orbitale $\pi 1f_{5/2}$ se remplit en premier, le bas du schéma de niveaux de ^{81}Ga doit nécessairement être dominé par des états de la configuration $\pi(1f_{5/2})^3$, et doit contenir en particulier un état de séniorité $v = 1 : J_v^\pi = 5/2_1^-$ et deux états de séniorité 3 : $J_v^\pi = 3/2_3^-$ et $9/2_3^-$. Le problème de n particules identiques dans un état de particule individuelle donné est un problème classique de la structure nucléaire, tel que les aime Talmi. Et pour n particules identiques dans un état $j = 5/2$ il existe une expression analytique simple qui donne l'énergie de la configuration en fonction de

rieuse. Dans l'ensemble la structure à basse énergie n'est pas bien reproduite : voir Fig. 5 dans [Ver04], p. 23.

n , J et v , valable pour n'importe quelle interaction à deux corps [Tal60] :

$$\langle j^n Jv | \sum_{i < k}^n V_{ik} | j^n Jv \rangle = n\varepsilon_{f_{5/2}} + \frac{1}{2}n(n-1)a + \left(J(J+1) - \frac{35}{4}n \right) b + \frac{1}{2}(n-v)(8-n-v)c \quad (\text{C.7})$$

Il y a quatre paramètres, a, b, c et $\varepsilon_{f_{5/2}}$, ce dernier étant l'énergie de liaison de l'orbitale $\pi 1f_{5/2}$. Quatre inconnues il me fallait donc quatre valeurs d'énergie $\langle j^n Jv | \sum_{i < k}^n V_{ik} | j^n Jv \rangle$, des configurations $[\pi(1f_{5/2})^n]_J^v$, tirées de l'expérience incluant ce qui venait d'être obtenu sur ^{81}Ga . Ou quatre différences d'énergie de configuration ce qui revient au même, en l'occurrence en prenant $[\pi(1f_{5/2})^2]_{0+}^{v=0}$ comme référence, c'est-à-dire la masse de ^{80}Zn . Les quatre autres configurations choisies sont représentées graphiquement avec le petit dessin ci-contre. Une fois les quatre paramètres connus, l'énergie des configuration à deux particules ($n = 2, v = 0, 2$) pour $J = 0, 2, 4$ sont par définition les éléments de



matrice à deux corps à comparer à ceux de l'interaction du modèle en couches. C'est uniquement en identifiant *i*) l'état fondamental de ^{81}Ga à l'état $[\pi(1f_{5/2})^3]_{5/2-}^{v=1}$ et *ii*) l'état excité de ^{81}Ga vu expérimentalement à 803 keV à l'état $[\pi(1f_{5/2})^3]_{3/2-}^{v=3}$ qu'on parvient à résoudre le système en obtenant un jeu de paramètres ayant une signification physique. On obtient ainsi par exemple $\varepsilon_{f_{5/2}} = -15.576$ MeV à comparer directement à -14.386 MeV du fit de Wildenthal [Ji88]. L'énergie de l'état $9/2^-_{v=3}$ de ^{81}Ga est ainsi prédit à 1250 keV, à comparer à la valeur expérimentale de 1236 keV de l'état $(9/2^-)$ observé à Legnaro. Néanmoins, si ce dernier état correspond bien à un état de séniorité 3 la transition vers l'état fondamental de séniorité 1 doit être significativement retardée (en principe interdite), et devrait avoir une durée de vie significative. Malheureusement la statistique obtenue pour ^{81}Ga dans notre propre expérience avec dégradeur et le démonstrateur d'AGATA est bien trop faible pour pouvoir confirmer cette hypothèse. On prédit aussi l'état 4^+ de ^{80}Zn à 1809 keV, cette prédiction devrait être vérifiée si l'état 4^+ Yrast de ^{80}Zn est bien un état de la configuration $[\pi(1f_{5/2})^2]_{v=2}$. Et surtout on obtient un élément de matrice de type appariement $\langle f_5 f_5 | V | f_5 f_5 \rangle_{J=0, T=1}$ de $\simeq -1400$ keV, une valeur bien plus physique que l'étrange $-785,4$ keV des tables de Wildenthal, et très proche des valeurs de JJ4B et JJ4PNA. L'extraordinaire cohérence avec laquelle s'insérerait notre résultat dans les données disponibles pour les deux noyaux voisins ^{80}Zn et ^{82}Ge était l'argument essentiel (pour le reste voir l'article en p. 68) qui m'a laissé penser et permis de prouver de manière indirecte que la structure à basse énergie de ^{81}Ga reflète le remplissage progressif des couches protons dans l'ordre $\pi 1f_{5/2}$ puis

$\pi 2p_{3/2}$. C'était une découverte importante. Il faudra ensuite attendre encore quelques années pour que le spin de l'état fondamental de ^{81}Ga soit fermement établi comme $J = 5/2$ par des mesures de spectroscopie laser colinéaire [Che10], confirmant la justesse de cette analyse. Une fois satisfait de cette identification, il m'a été facile de pousser un peu plus loin l'interprétation des résultats. Je n'ai pas ajouté cette interprétation supplémentaire à [Ver07] car cela aurait paru abusif et ne servait de toute façon pas le propos. Je profite donc de ce manuscrit pour poser pour la première fois ces développements supplémentaires par écrit, ils permettent en particulier de proposer une extension de la Fig. II.9 en direction de ^{78}Ni . Comme on l'a vu lors de la discussion des évolutions de ESPE neutrons sous l'effet des termes monopolaires proton-neutron, p. 18, la question du taux d'occupation des états de particule individuelle proton, et leurs espacements relatifs en énergie, est une question importante qui touche à l'explication de l'évolution observée du gap N=50 en direction de ^{78}Ni .

C.3 Evolution des états de particule individuelle proton des isotones N=50 en direction de ^{78}Ni : nouvelles pistes

Nous avons proposé $J^\pi = 3/2^-$ aussi pour le premier état excité de ^{81}Ga observé à 351 keV. Cette assignation de spin-parité a été confirmée par l'étude ultérieure de ^{81}Ga [Pad10]. Quelle peut être la nature de cet état ? Etant donné ce que l'on sait maintenant de l'ordre de remplissage des états de particule individuelle proton et en considérant la systématiques des noyaux N=50 impairs, il semble que ce puisse être un bon candidat pour l'état de quasi-particule (qp) $\tilde{\pi} 2p_{3/2}$. Je reporte Fig. II.10 la systématique des états de cette nature que l'on peut identifier à partir de la considération attentive des données expérimentales des isotones N=50 impairs plus lourds. Pour vérifier cette hypothèse, il suffit de vérifier que les énergies de qp identifiées dans les schémas de niveaux expérimentaux sont compatibles d'une part avec les énergies de particule individuelle de [Pfe86] (et leurs taux de remplissage issus des facteurs spectroscopiques) et d'autre part avec les gap d'appariement extraits des valeurs de masse, le tout au travers d'un traitement BCS. J'ai effectué ce travail de ^{87}Rb à ^{83}As par curiosité. En utilisant les valeurs du gap d'appariement issues des valeurs de masse expérimentales, et en ajustant les énergies de particule individuelle proton pour obtenir les énergies de quasi-particule expérimentales avec les équations de BCS pour $Z=33,35,37$ on obtient le graphique II.11, que l'on peut comparer directement à la Fig. II.10. Les tendances d'évolution des état de particule individuelle proton qui en résultent sont reportées sur la Fig. II.12. Il ne faut pas trop s'attarder sur la tendance de l'orbitale $\pi 1f_{7/2}$ car il n'existe pas d'état qp identifié $\tilde{\pi} 1f_{7/2}$ pour les noyaux en question, je l'ai incluse dans le jeu des orbitales qui entre dans la résolution du système BCS pour obtenir un gap d'appariement réaliste (sans elle il manque trop de corrélations d'appariement), le résultat est assez insensible à sa position exacte. La tendance qui est la plus intéressante et qui se dessine à partir de $Z=35$ est un rapprochement apparent entre les deux partenaires de spin-orbite $\pi 2p_{3/2}-\pi 2p_{1/2}$. Pour vérifier l'impact éventuel sur la structure de ^{81}Ga j'ai extrapolé les ESPE proton linéairement sur deux masses, de $Z=33$ à $Z=31$, ce qui produit les énergies de qp pour ^{81}Ga reportées dans la Fig. II.11. On voit que dans ces conditions l'état $3/2^-$ à 351 keV n'est

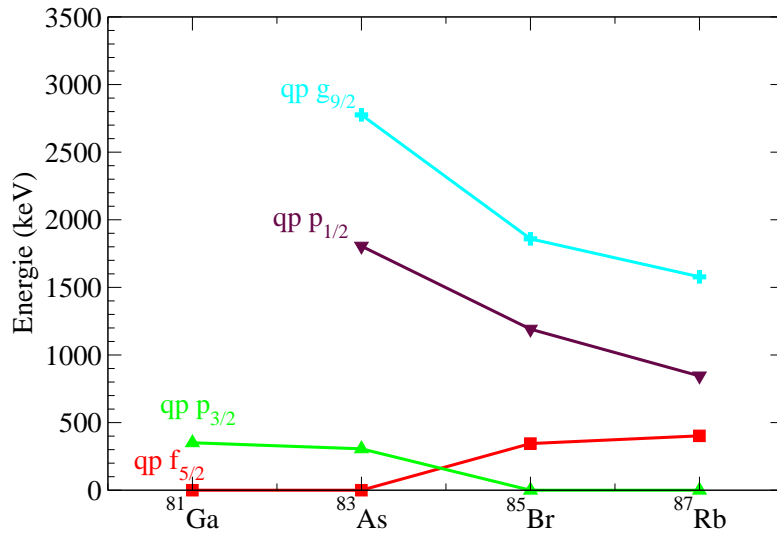


FIGURE II.10 – Energies expérimentales des états de quasi-particule proton dans les isotones $N=50$. Le point pour $\tilde{\pi}2p_{3/2}$ de ^{81}Ga (issu de nos données) correspond à une hypothèse de travail pour ce paragraphe (voir texte).

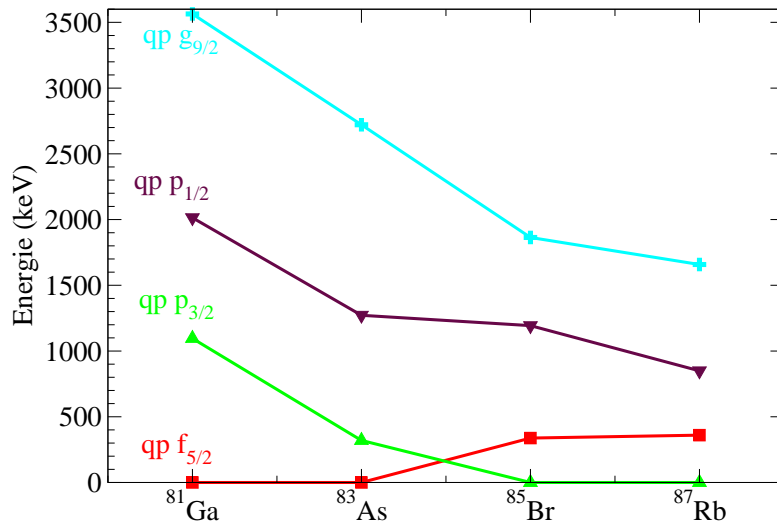


FIGURE II.11 – Energies des états de quasi-particule proton dans les isotones $N=50$ recalculées à partir des gap d'appariement issus des masses pour coller aux énergies de quasi-particule issus des schémas de niveaux expérimentaux telles que représentées II.10.

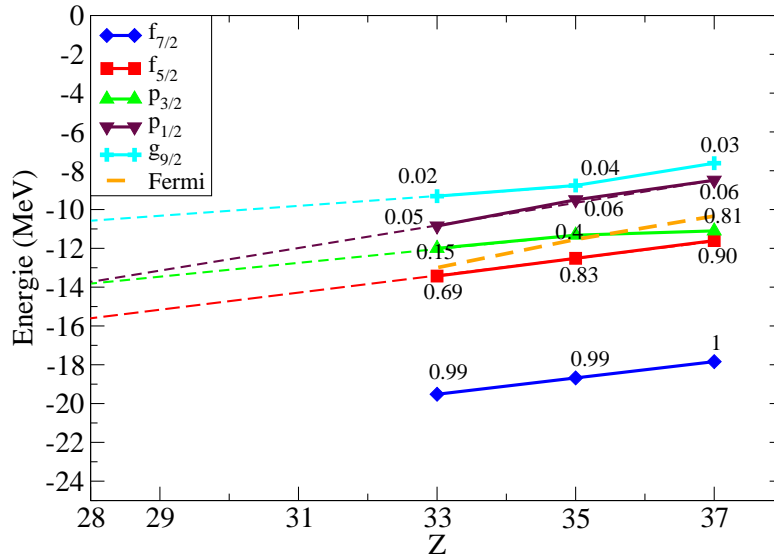


FIGURE II.12 – Energies effectives de particule individuelle proton extraites de l’ajustement de la Fig. II.11.

pas un bon candidat comme état de qp $\tilde{\pi}2p_{3/2}$, et celui-ci se trouverait dans le groupe de niveaux identifié à plus haute énergie dans [Pad10]. Par contre s’il s’agit bien du bon candidat cela signifie que l’extrapolation linéaire est fautive et que l’orbitale $\pi 2p_{3/2}$ reste assez proche de l’orbitale $\pi 1f_{5/2}$. Pouvoir trancher cette question à l’avenir serait d’une grande utilité. D’abord parce que cela permettrait de comprendre l’évolution des états de particule individuelle proton en fonction de l’interaction proton-proton : est-il possible que celle-ci joue un rôle aussi dans l’apparition des gap spin-orbite (par analogie avec ce qui a été mentionné au Ch. I sur le terme à 3 corps neutrons) ? Deuxièmement cela serait utile pour le développement des calculs de modèle en couches utilisant un cœur de ^{78}Ni et nécessitant la connaissance de la séquence d’énergie des orbitales proton dans ce cœur. Fig. II.13 sont reportées les séquences en question pour différents calculs de type modèle en couches. On voit qu’il y a de grandes variations entre les différentes approches. On voit aussi que l’hypothèse d’une dégénérescence $\pi 2p_{3/2} - \pi 2p_{1/2}$ dans ^{78}Ni est prédite par des calculs récents [Sie10].

Il est difficile d’imaginer dans un futur proche une mesure directe sur ^{81}Ga permettant de mettre en évidence ou de prouver la nature qp de tel ou tel état. Mais la situation est loin d’être désespérée et ce, de manière inattendue, grâce aux noyaux impairs-impairs voisins. $^{80,82}\text{Ga}$ vont en effet porter la trace claire de la structure en quasi-particule proton de ^{81}Ga . En effet la structure à basse énergie de ces noyaux est dominée par l’apparition d’une série de multiplet d’états $j_{\tilde{\pi}} \otimes j_{\tilde{\nu}}$ correspondant au couplage des quasi-particules proton et neutron. La proximité de la fermeture de couche $N=50$ offre une situation privilégiée, on pourra en effet supposer l’état de quasi-particule neutron à $N=49$ comme étant un état de trou franc ($v_{j_{\tilde{\nu}}}^2 = 1$) et à $N=51$ comme étant un état de particule franc ($v_{j_{\tilde{\nu}}}^2 = 0$). Les états de protons sont bien sûr des états de quasi-particule ($0 \leq v_{j_{\tilde{\nu}}}^2 \leq 1$) car la couche est complètement ouverte. Dans ces condi-

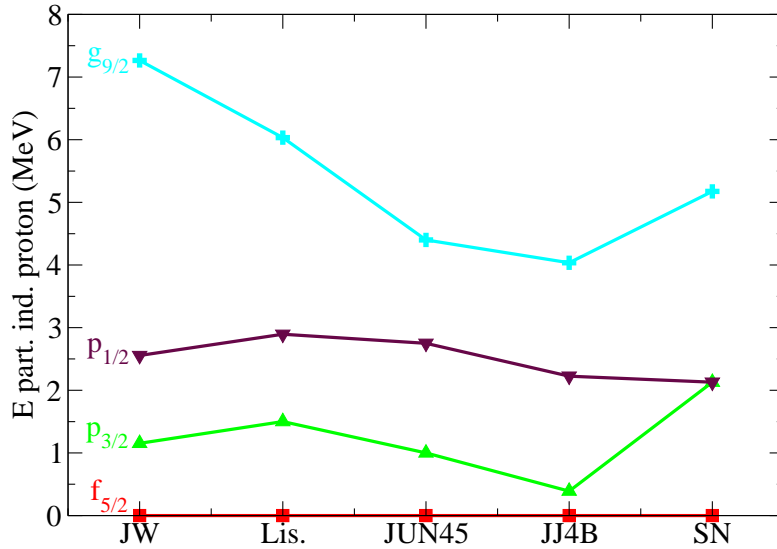


FIGURE II.13 – Energies de particule individuelle proton dans ^{79}Cu obtenues par différents calculs de modèle en couches (*alias* différents jeux d'éléments de matrice à 1 et 2 corps) : JW [Ji88], Lis. [Lis04], JUN45 [Hon09], JJ4B (B. A. Brown communication privée telle qu'utilisée pour la première fois dans [Ver07]) et SN [Sie10]. Ces valeurs n'ont pas toutes la même origine : par exemple dans JW et Lis, interactions purement phénoménologiques, elles sont considérées comme des paramètres libres dans l'ajustement de l'interaction aux données expérimentales, elles sont donc le résultat de cet ajustement, donc une sorte d'extrapolation de la situation trouvée proche de la vallée de stabilité ; dans JUN45 et JJ4B le cœur utilisé est ^{56}Ni donc elles sont le résultat de la dérive monopolaire de ^{56}Ni à ^{78}Ni sous l'effet d'une interaction réaliste à deux corps dont les monopoles sont ajustés empiriquement. L'interaction de [Sie10] est aussi une interaction réaliste à deux corps à monopoles ajustés mais cette fois-ci dans un espace bien plus grand, utilisant un cœur de Ca.

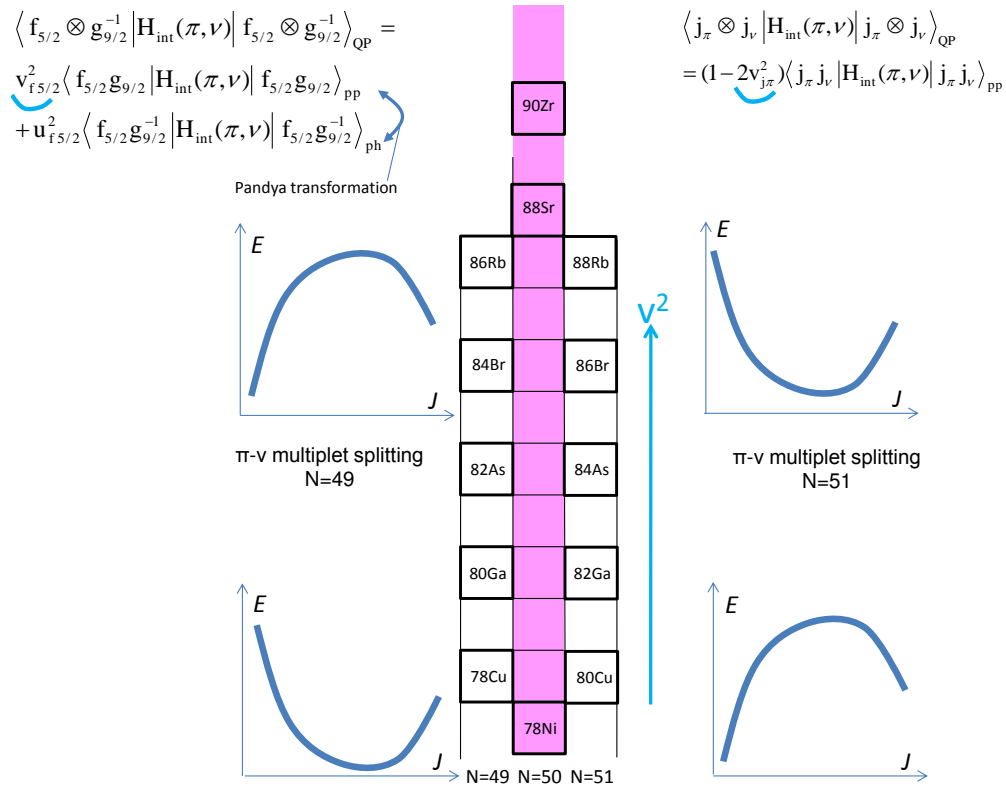


FIGURE II.14 – Allure des multiplets d'états (énergie E en fonction du moment angulaire J) correspondant au couplage proton-neutron dans les noyaux impairs-impairs $N=49$ et $N=51$, en fonction du taux de remplissage v^2 des orbitales de proton.

tions l'énergie de couplage proton-neutron $V_{\text{int}}(\pi, \nu)$ dans la configuration $|j_{\bar{\pi}} \otimes j_{\bar{\nu}}; J\rangle$ va s'écrire :

- pour les noyaux impairs-impairs $N=51$:

$$\langle j_{\bar{\pi}} \otimes j_{\bar{\nu}} | V_{\text{int}}(\pi, \nu) | j_{\bar{\pi}} \otimes j_{\bar{\nu}} \rangle_{QP} = (1 - 2v_{j_{\bar{\pi}}}^2) \langle j_{\pi} j_{\nu} | V_{\text{int}}(\pi, \nu) | j_{\pi} j_{\nu} \rangle_{pp} \quad (\text{C.8})$$

où $\langle j_{\pi} j_{\nu} | V_{\text{int}}(\pi, \nu) | j_{\pi} j_{\nu} \rangle_{pp}$ est l'énergie d'interaction particule-particule proton-neutron ;

- pour les noyaux impairs-impairs $N=49$ (par analogie avec la situation des isotopes impairs-impairs dans la région $Z=50$, traitée dans [Van85]) :

$$\langle j_{\bar{\pi}} \otimes j_{\bar{\nu}}^{-1} | V_{\text{int}}(\pi, \nu) | j_{\bar{\pi}} \otimes j_{\bar{\nu}}^{-1} \rangle_{QP} =$$

$$v_{j_{\bar{\pi}}}^2 \langle j_{\pi} j_{\nu} | V_{\text{int}}(\pi, \nu) | j_{\pi} j_{\nu} \rangle_{pp} + u_{j_{\bar{\pi}}}^2 \langle j_{\pi} j_{\nu}^{-1} | V_{\text{int}}(\pi, \nu) | j_{\pi} j_{\nu}^{-1} \rangle_{pt} \quad (\text{C.9})$$

où l'énergie de l'interaction particule-trou $\langle j_{\pi} j_{\nu}^{-1} | V_{\text{int}}(\pi, \nu) | j_{\pi} j_{\nu}^{-1} \rangle_{pt}$ s'obtient par la transformation de Pandya de $\langle j_{\pi} j_{\nu} | V_{\text{int}}(\pi, \nu) | j_{\pi} j_{\nu} \rangle_{pp}$.

Ces relations peuvent paraître compliquées au premier abord mais elles donnent en fait un résultat très simple : une parabole d'énergie E_J en fonction du moment angulaire du couplage proton-neutron. Le sens de la parabole dépend de deux choses : *i*) de la nature

franchement particule ou franchement trou du neutron (selon que le noyau se situe «à gauche» ou «à droite» de la fermeture de couche $N=50$) et *ii*) du taux de remplissage en protons. Les allures des paraboles ainsi obtenues sont représentée sur la Fig. II.14.

En particulier il faut imaginer toutes les situations intermédiaires où les paraboles s'écrasent progressivement puis s'inversent en fonction de la valeur de $v_{j\pi}^2$. Pour une situation de mi-couche proton, $v_{\pi}^2 \simeq 0,5$ et il n'y a plus aucune dépendance en J de l'énergie : on a un comportement totalement plat. C'est là qu'il faut souvenir que le centroïde des ces paraboles est situé à l'énergie non-perturbée du couplage à l'ordre zéro $j_{\bar{\pi}} \otimes j_{\bar{\nu}}$ qui vaut par définition $\epsilon_{\bar{\pi}} + \epsilon_{\bar{\nu}}$. Concrètement cela veut dire qu'à mi-remplissage de la couche $\pi 1f_{5/2}$, c'est à dire en particulier pour le Ga, on va trouver des groupes d'états très proches en énergie, caractérisés par de grandes amplitudes en J autour des énergies $\epsilon_{\bar{\pi}_{p3/2}}$, $\epsilon_{\bar{\pi}_{p1/2}}$ etc. Donc même si l'alimentation par décroissance radioactive des états de $^{80,82}\text{Ga}$ est très limitée en J , il y aura forcément un membre ou deux de chaque multiplet qui pourra être atteint. L'étude des noyaux impairs-impairs $N=49$ et $N=51$ par radioactivité est donc vraiment le moyen le plus astucieux en attendant les études par réactions directes (par exemple avec les faisceaux post-accélérés de la Phase 2 de SPIRAL2) permettant d'avoir les premiers éléments sur l'énergie des états de quasi-particule proton dans le voisinage immédiat de ^{78}Ni . Les résultats sur la structure des voisins impairs-impairs $^{82}_{33}\text{As}_{49}$ et $^{84}_{33}\text{As}_{51}$ que nous avons accumulés comme produit dérivé (petit-fils) des décroissances des ^{82}Ga et ^{84}Ga (en particulier au cours des expériences de thèse de B. Tastet et K. Kolos) sont tout à fait encourageants. Malheureusement je ne suis pas parvenu encore à publier ces résultats et je ne vais donc pas en parler d'avantage ici. A l'heure où j'écris ces lignes, une expérience est en préparation à ALTO visant à étudier la décroissance $^{82}\text{Zn} \rightarrow ^{82}\text{Ga}$ avec exactement l'objectif décrit ci-dessus.

Comme je l'ai mentionné au premier Chapitre (pour reprendre le fameux «quadrupole qui propose et monopole qui dispose» de Zuker) la structure en particules individuelles proton et neutron va donner les briques élémentaires sur lesquelles les autres corrélations vont se bâtir. En particulier les termes quadrupolaires de l'interaction proton-neutrons qui vont tendre à conférer des déformations permanentes aux noyaux en milieu de couches proton et neutron. L'autre volet des études de radioactivité à PARRNe concerne donc le développement de la collectivité au voisinage de la fermeture de couche $N=50$, c'est l'objet du prochain Chapitre.

D Articles sélectionnés

La première référence donnée ici est [Per06], correspondant à la publication des résultats d'une partie des travaux de thèse d'Orianna Perru (thèse soutenue en 2004). J'ai orienté Orianna plus particulièrement sur le classement des données puis sur l'interprétation. C'est dans cette référence qu'a été émise pour la première fois l'hypothèse que les deux niveaux attribués au schéma de ^{83}Ge pouvaient correspondre à des états de couplage cœur-particule $^{82}\text{Ge}(2^+) \otimes \nu 2d_{5/2}$.

La deuxième n'est pas un article mais une proposition d'expérience, couronnée de succès puisque le Comité d'Expériences du LNL nous a doté d'un temps de faisceau record (10 j.) dans le cadre de la campagne avec le Démonstrateur d'AGATA. C'est le seul document que je puisse fournir puisque l'analyse des données est toujours en cours. Mais cela constitue un bon exemple d'expérience complémentaire de celles menées en radioactivité à PARRNe, permettant d'accéder à d'autres observables. En particulier les calculs de couplage cœur-particule qui sont présentés pour soutenir l'argumentation constituent en fait l'achèvement d'un long travail avec ce modèle sur les isotones impairs $N=51$, initié dans le cadre de la thèse de Matthieu Lebois. J'espère produire à l'avenir un travail plus abouti encore sur ces isotones, dans le cadre du modèle unifié de K. Heyde, lors de la publication des résultats expérimentaux que nous avons obtenus au LNL.

La troisième est [Ver07]. Elle correspond à la publication des résultats obtenus à PARRNe/deutons en 2002 et constitue la première (au monde!) étude de spectroscopie γ de la décroissance $^{81}\text{Zn} \rightarrow ^{81}\text{Ga}$ permettant d'avoir un premier aperçu de la structure de ^{81}Ga qui n'est éloigné de ^{78}Ni que de trois protons.

Study of the $N = 50$ major shell effect toward ^{78}Ni at PARRNe*: Evidence of a weak-coupling structure in $^{83}\text{Ge}_{51}$

O. Perru^{1,a}, D. Verney^{2,b}, F. Ibrahim¹, O. Bajeat¹, C. Bourgeois¹, F. Clapier¹, E. Cottureau¹, C. Donzaud¹, S. Du¹, M. Ducourtieux¹, S. Essabaa¹, S. Galès¹, D. Guillemaud-Mueller¹, O. Hubert¹, C. Lau¹, H. Lefort¹, F. Le Blanc¹, A.C. Mueller¹, J. Obert¹, N. Pauwels¹, J.C. Potier¹, F. Pougheon¹, J. Proust¹, B. Roussière¹, J. Sauvage¹, and O. Sorlin^{1,c}

¹ Institut de Physique Nucléaire, 15 rue Georges Clemenceau, 91406 Orsay, France

² GANIL, Bld Henri Becquerel, 14076 Caen Cedex 5, France

Received: 27 December 2005 / Revised: 20 April 2006 /
 Published online: 3 July 2006 – © Società Italiana di Fisica / Springer-Verlag 2006
 Communicated by C. Signorini

Abstract. The γ -ray de-excitations following the β -decay of ^{83}Ga and the β -n decay of ^{84}Ga have been studied. The radioactive species were produced using the PARRNe on-line mass-separator installed at the IPN Orsay Tandem accelerator. Two γ -lines were attributed to ^{83}Ge with the aid of β - γ and γ - γ coincidences. The Z identification of the γ -lines was provided by time analysis of a build-up/decay cycle. The excited levels of ^{83}Ge can be explained by the coupling of the single neutron state $\nu 2d_{5/2}$ to the first 2^+ excitation of the ^{82}Ge core.

PACS. 29.30.-h Spectrometers and spectroscopic techniques – 21.10.-k Properties of nuclei; nuclear energy levels – 23.20.Lv gamma transitions and level energies – 27.50.+e $59 \leq A \leq 89$

1 Introduction

Recently considerable evidence has been pointed out for the existence of shell gap reinforcements and disappearances far off stability, leading in certain cases to the statement that some well-known magic numbers would vanish while new ones would raise. Among the Mayer and Jensen “historical” magic numbers, 50 is known to retain its magic character for *protons* (Sn isotopes) from $N = 50$ to $N = 82$ [1]. On the other hand, probing the stiffness of the 50 *neutron* shell gap from $Z = 50$ down to $Z = 28$ still represents a vivid and extremely active field of investigation in present nuclear-structure research (see [2–4] and references therein). The conclusions of refs. [2] and [3] on a possible $N = 50$ shell effect weakening are contradictory. To illustrate why this question is addressed, let us consider for instance one of the most direct (but certainly

not unique) pieces of evidence that a shell closure dominates the nuclear structure: the evolution in energy of the first 2^+ excited state of the even-even nuclei at the crossing of the corresponding magic number of nucleons. As can be seen in fig. 1 the $N = 50$ shell closure has definitely a strong influence, but the constant decrease of the 2^+_1 energy for the $N = 50$ isotones from $Z = 40$ to $Z = 32$, *i.e.*

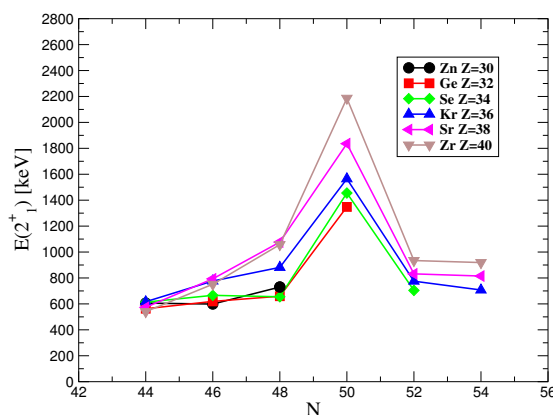


Fig. 1. Systematics of the experimentally observed $E(2^+_1)$ in the stable and neutron-rich nuclei near the $N = 50$ shell closure.

* Production d’Atomes Radioactifs Riches en Neutrons.

^a Present address: CEA/DIF/DPTA/SPN/L2EN, BP 12, 91680 Bruyères-Le-Châtel, France.

^b Permanent address: Institut de Physique Nucléaire, 15 rue Georges Clemenceau, 91406 Orsay, France; e-mail: verney@ipno.in2p3.fr.

^c Permanent address: GANIL, Bld Henri Becquerel, 14076 Caen Cedex 5, France.

as they become more and more proton deficient, is somewhat surprising. The question of knowing what remains from this influence in the vicinity of the expected double-shell closure ($Z = 28$, $N = 50$), is still open and obtaining more data on the structure of these hard-to-reach nuclei is certainly mandatory. We report here on one experiment aiming at feeding excited states in the very neutron-rich $^{83}\text{Ge}_{51}$ via the β -decay and β -n decay of the mother nuclei $^{83}\text{Ga}_{52}$ and $^{84}\text{Ga}_{53}$.

2 Experimental procedure and results

The Ga isotopes were obtained from the fission of ^{238}U nuclei at the PARRNe mass separator, installed at the Orsay Tandem accelerator. The 26 MeV deuteron beam delivered by the MP-Tandem hit a 5 mm thick graphite converter placed 110 mm upstream from the centre of the target. The fast incident neutrons produced in the break-up of the deuterons irradiated an UC_x target heated up to 2200 °C [5, 6]. The fission fragments released from the target were ionized with a MK5 ISOLDE-type ion source [7]. The ions were extracted at 30 kV, then magnetically mass separated and finally collected on a movable aluminized Mylar tape (see fig. 2). The production rates of the $^{83,84}\text{Ga}$ isotopes were of the order of 1 to 0.1 ion/s.

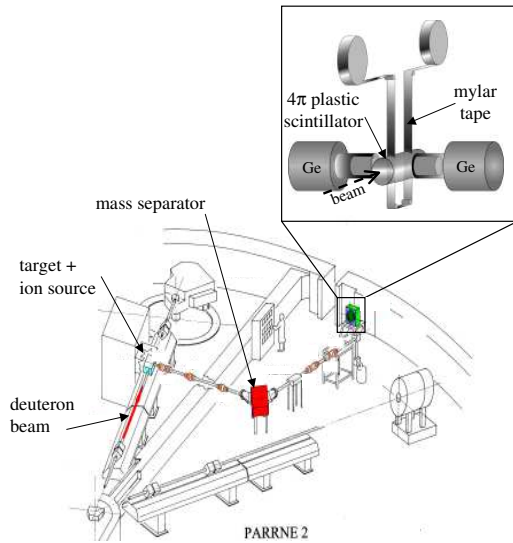


Fig. 2. Experimental set-up at the Tandem accelerator at Orsay. The two halls are separated with 1.5 m thick concrete wall to isolate the production place (with ^{238}U target and ion source), from the separation and detection place and therefore reduce the background. A more detailed scheme of the counting point is shown in the insert. The ions are collected on the Mylar tape through a hole in the plastic scintillator. The light generated by the interaction of β particles in the plastic is collected by means of a photomultiplier (not represented here) placed at the back of the plastic detector.

The β -detection system consisted of a 4π plastic scintillator surrounding the tape, providing an angular acceptance of $\approx 4\pi$ sr, and 2 large volume Ge detectors placed in a compact geometry providing an absolute total γ -efficiency of 3.6×10^{-3} at 1408 keV. With this set-up both β - γ and γ - γ coincidence events could be detected. The longer-lived isobar activities were cyclically evacuated by moving the tape every 2 seconds (1 second of build-up plus 1 second of decay). The data acquisition was running during the 2 s cycle and inhibited during the tape motion. An absolute time-stamping of every β or γ event was performed on an absolute time scale by use of a six-fold peak sensing ADC COMET-6X [8] associated with the OASIS data acquisition system. This allowed to choose any time window from 400 ps up to the whole 2 s duration of the build-up/decay time or any time binning in the off-line analysis. For instance, in our analysis, this window was set to 70 ns for prompt β - γ coincidences. The Z identification was provided by the analysis of the evolution in time of the γ -lines during the decay period.

Most of the peaks present in the $A = 83$ γ -spectra have been attributed to the activities of ^{83}Br ($T_{1/2} = 2$ h40), ^{83}Se ($T_{1/2} = 22.3$ min), ^{83m}Se ($T_{1/2} = 70.1$ s), ^{83}As ($T_{1/2} = 13.4$ s), ^{83}Ge ($T_{1/2} = 1.85$ s) [9]. Besides, in this mass region, γ -transitions belonging to the $A - 1$ nuclei are likely to be present in the γ spectra recorded for a given mass A due to β -n decay. As can be seen from fig. 3, excited levels of ^{82}Ge are populated from β -decay and excited levels of ^{82}Ge from β -n decay. Therefore, in the $A = 83$ γ spectrum, γ -lines corresponding to transitions in both ^{82}Ge and ^{83}Ge are present. Fortunately, the ^{82}Ge transitions are well known: a first detailed level scheme has been established by P. Hoff and B. Fogelberg in the analysis of the β -decay of ^{82}Ga at the OSIRIS fission prod-

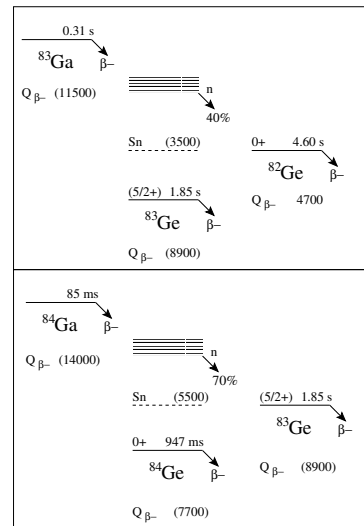


Fig. 3. Decay modes for ^{83}Ga and ^{84}Ga (taken from [9] and [10]).

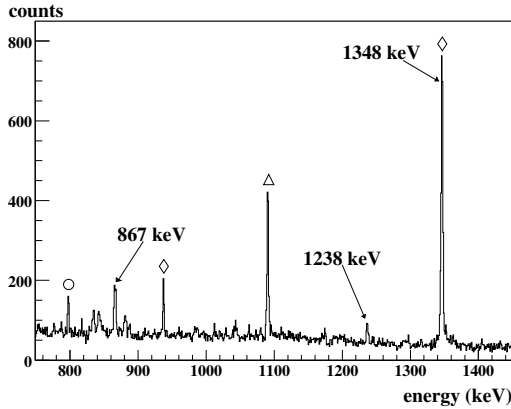


Fig. 4. Part of the γ spectrum for $A = 83$. The two peaks attributed to ^{83}Ge (867 keV and 1238 keV) are indicated as well as the $2^+ \rightarrow 0^+$ transition in ^{82}Ge at 1348 keV. Other peaks are transitions in ^{83}Br (\circ at 799 keV), in ^{82}Ge (\diamond at 938 keV) and in ^{83}As (\triangle at 1092 keV).

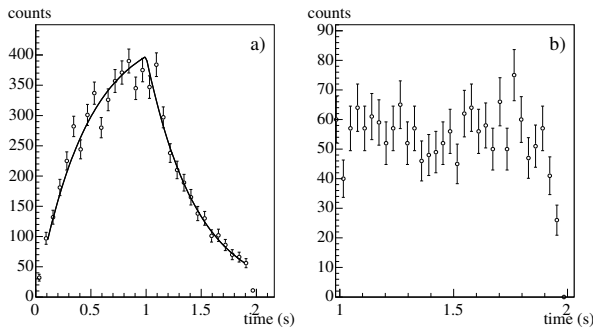


Fig. 5. a) β -gated time spectrum for the peak at 1348 keV recorded at $A = 83$, the fit result is $T_{1/2} = 317 \pm 7$ ms. The collection time is 1 s and the decay time is 1 s. b) Time spectrum of the γ background (obtained with the $A = 84$ γ spectrum).

uct mass separator (Studsвик) [11]. This level scheme has been confirmed and completed by J.C. Hill *et al.* at the TRISTAN mass separator at Brookhaven [12].

Let us consider the strongest line at the energy of 1348 keV in the part of the $A = 83$ γ spectrum shown in fig. 4. The time projection of the events in this 1348 keV γ -energy peak is represented in fig. 5a: one can recognize the growing part corresponding to the activity of the source while the ion beam is collected and the decaying part corresponding to the activity of the source without beam. A fit of the decaying part gives $T_{1/2} = 317 \pm 7$ ms which is in agreement with the known half-life of the mother nucleus ^{83}Ga ($T_{1/2} = 310 \pm 10$ ms [9]). This good agreement is explained by the fact that the shortest activity in the spectra necessarily originated from the decay of Ga. Indeed, it had been observed in previous production measurements [5], performed in identical experimental conditions, that the production yields of ^{78}Ga were ten times higher than those of the mother nuclei ^{78}Zn . Furthermore,

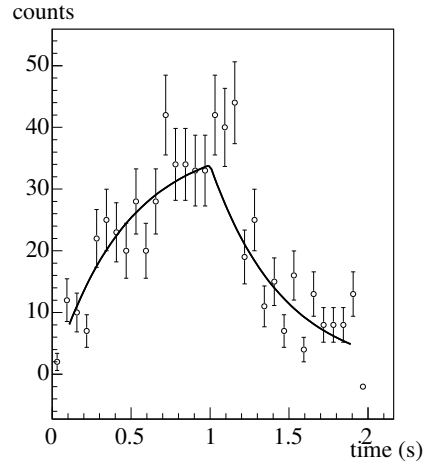


Fig. 6. Background-subtracted time spectrum for the γ -line at 1238 keV observed in the $A = 83$ spectrum. The fit gives a half-life $T_{1/2} = 319 \pm 24$ ms.

the activities of the longer-lived isobars give no noticeable contribution in the time behavior of the γ background as can be seen in fig. 5b. Then, the peak at 1348 keV can easily be attributed to the most intense transition in the ^{82}Ge level scheme, *i.e.* the $2^+ \rightarrow 0^+$ transition reported in refs. [11,12]. Incidentally, the presence of this peak in the spectra is the evidence that we successfully produced and collected ^{83}Ga . It was then used in order to monitor the Ga production in the target-ion source ensemble.

In the following, we will propose the γ -rays observed in this work and not reported prior to the present experiment, nor in the $A = 83$ activities nor in the $^{82}\text{Ga} \rightarrow ^{82}\text{Ge}$ decay, as candidates to belong to the $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$ decay. Two such γ -lines have been found: one at 867.4(8) keV and the other at 1238.2(5) keV. The experimental results reported in the present paper have already been the object of communications in various places [13,14].

The background-subtracted time spectrum of the 1238.2 keV γ -ray (fig. 6) exhibits a half-life $T_{1/2} = 319 \pm 24$ ms which is in agreement with the ^{83}Ga half-life. Therefore, there is no ambiguity in attributing the 1238.2 keV transition to the decay of ^{83}Ga . Since no 1238.2 keV γ -transition was previously reported in the level scheme of ^{82}Ge , this transition is very likely to belong to ^{83}Ge .

The case of the peak at 867.4 keV deserves a more detailed discussion since it happens to be very close in energy with two known γ -transitions: in ^{83}Br at 866.65 keV (from the β -decay of ^{83}Se , $T_{1/2} = 22.3$ min) and in ^{82}Ge at 867.46 keV (from the β -n decay of ^{83}Ga , $T_{1/2} = 310 \pm 10$ ms). However, it will be shown here from time and γ - γ spectrum analysis that this peak necessarily contains a contribution coming from a transition in ^{83}Ge . The half-life value of ^{83}Se being 22.3 min [9], it can be considered as infinite compared to our counting time. In the time projection of the γ -events which remain after background subtraction in the peak at 867.4 keV one observes two com-

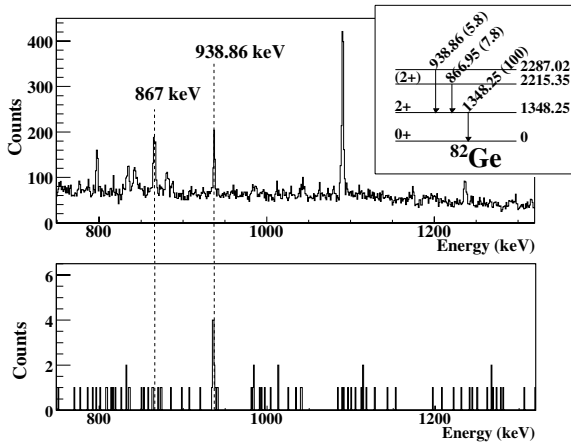


Fig. 7. Top: part of the γ spectrum $A = 83$. Bottom: same spectrum gated on the 1348 keV peak, only the γ -line at 938 keV is present. On the insert is shown a part of the level scheme of ^{82}Ge .

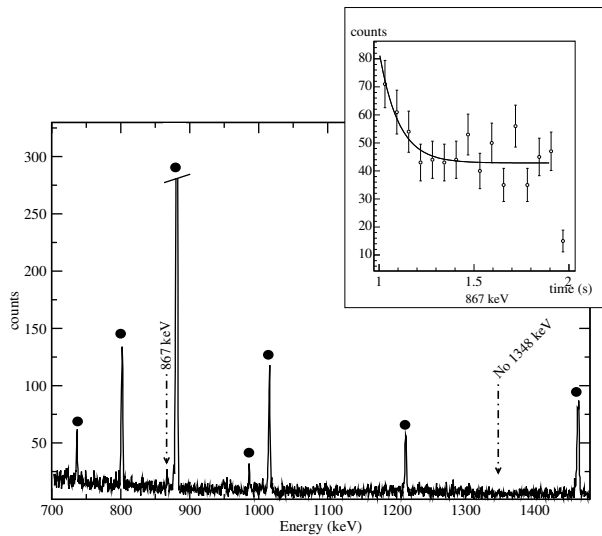


Fig. 8. Part of the β -gated spectrum recorded at $A = 84$. All the peaks marked by \bullet belong to the decay of ^{84}Br . The presence of a 867 keV line together with the clear absence of the 1348 keV line is a strong argument in favor for assigning the 867 keV γ -ray as a transition in ^{83}Ge (see text). The time spectrum after background subtraction of that γ -ray is displayed in the insert. The fit gives a half-life value $T_{1/2} = 70 \pm 35$ ms.

ponents: one flat, corresponding to the ^{83}Se activity and one corresponding to a fast decay. The very low statistics for this peak makes a fit of the decaying part extremely difficult. However, a decay time higher than the value of the ^{83}Ga half-life is absolutely ruled out. This indicates clearly that part of the activity giving rise to the peak at 867.4 keV originates from the ^{83}Ga decay. In the β -decay scheme of ^{82}Ga to ^{82}Ge , the 867.46 keV transition is in coincidence with the 1348.07 keV transition [11]. In the

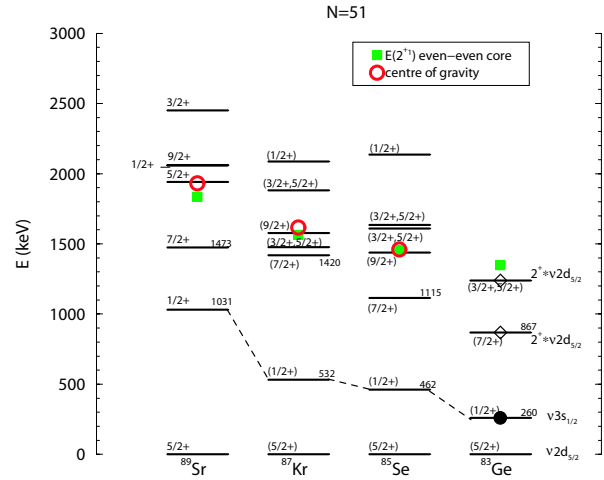


Fig. 9. Evolution of the energy of the proposed members of the $2_1^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ multiplet and evolution of the $\nu 3s_{1/2}$ quasi-particle state (connected with dashed lines) for the $N = 51$ isotonic chain. The state marked with \bullet is from [4], those marked with \diamond are from this work.

$A = 83$ γ - γ spectrum, if a gate is put on the 1348 keV peak, only a 938 keV line appears in coincidence whereas no peak is present at 867 keV (see fig. 7). As the intensity ($I = 13.4(8)$ [11] or $I = 7.8$ [12]) of the 867 keV transition in ^{82}Ge is larger than the one ($I = 5.8$) of the 938 keV, one can conclude that the 2287 keV level in ^{82}Ge is fed by the β -n decay of ^{83}Ga but not the 2215 keV level (see fig. 7). This indicates that the part of the 867 keV peak observed for $A = 83$ in our experiment corresponds to a transition which is not the one mentioned in the ^{82}Ge level scheme. Moreover, a 867 keV line is also observed in the γ spectrum corresponding to $A = 84$ as can be seen in fig. 8. In this case, it would be fed by the β -n decay of ^{84}Ga . The fact that no peak is present in this spectrum at 1348 keV provides another evidence for a 867 keV transition in ^{83}Ge . The fit of the time spectrum associated to this transition, as shown in the insert of fig. 8, gives a value of 70 ± 35 ms. This is in agreement with the half-life of ^{84}Ga which is $T_{1/2} = 85 \pm 10$ ms [10]. On the other hand, there is no evidence for a 1238 γ -line. As a conclusion, we attribute the 867.4 keV γ -line to a transition in ^{83}Ge .

From the ^{83}Ga decay study, two transitions are proposed to de-excite levels in ^{83}Ge . They allow us to place two excited levels (one at 867.4 keV and one at 1238.2 keV) in the ^{83}Ge level scheme for the first time. By this we assume that those levels are directly connected to the ground state. The existence of a very low-energy transition in coincidence with the 867 keV and 1238 keV is excluded above the value of our energy threshold (45 keV). Our two proposed levels are drawn in fig. 9 with the 260 keV level proposed in ref. [4] as $\frac{1}{2}^+$ having a neutron $3s_{1/2}$ quasi-particle nature. From considerations on systematics, the most reasonable hypothesis for the spin and parity of ^{83}Ga is $\frac{5}{2}^-$ due to its supposed $\pi 1f_{7/2}$ nature. Then, it is clear that

such a $\frac{1}{2}^+$ state could not have been observed in our experiment since its direct feeding requires a first-forbidden unique ($\Delta J = 2$; $\Delta\pi = -$) transition characterized by a $\log ft$ value usually higher than 8.5. Such a transition was observed in the β -decay of the neighbour ^{85}As to feed the 461.9 keV level in ^{85}Se with $\log ft = 9.6$ from which it was deduced that this level was the $3s_{\frac{1}{2}}$ quasi-particle state [15]. Our statistics is obviously too scarce to allow the observation of an analogous transition.

At last and unfortunately, no new γ -line was found as a candidate to the $2^+ \rightarrow 0^+$ in ^{84}Ge because of low statistics.

3 Discussion

The simplest hypothesis concerning the nature of the two states which were observed in this experiment can be made by comparison with the neighbourless exotic $N = 51$ odd nuclei. Selected parts of their level schemes are shown in fig. 9 and compared to our proposed level scheme. The positive-parity levels in $^{89}\text{Sr}_{50}$ were soon understood as originating from the positive-parity neutron single-particle orbitals $2d_{\frac{5}{2}}$, $3s_{\frac{1}{2}}$, $2d_{\frac{3}{2}}$ and $1g_{\frac{7}{2}}$ situated above the $N = 50$ closed shell and their coupling to the 2^+ quadrupole first excited state of $^{88}\text{Sr}_{50}$ [16]. Such a structure is characteristic of the behaviour of a nucleus situated next to an effective strong shell closure. In particular, the coupling of the 51st neutron placed in the lowest-lying neutron orbital $2d_{\frac{5}{2}}$ to the 2^+ of the ^{88}Sr core gives rise to a multiplet of states $\frac{1}{2}^+$, $\frac{3}{2}^+$, $\frac{5}{2}^+$, $\frac{7}{2}^+$ and $\frac{9}{2}^+$. In a situation of weak coupling, the energy splitting of the multiplet is governed by a simple $6 - j$ symbol $\begin{Bmatrix} J_c & j & J \\ j & J_c & k \end{Bmatrix}$ where J_c stands for the core angular momentum, j that for the odd particle and J is the total angular momentum [17]. Assuming as in [16] a quadrupole residual interaction between the core and the particle then we take $k = 2$ leading to a relative order $\frac{7}{2}^+$, $\frac{5}{2}^+$, a doublet $\frac{3}{2}^+$ / $\frac{9}{2}^+$ and the $\frac{1}{2}^+$ pushed up. This is qualitatively what is observed in ^{89}Sr where the members of the $2^+ \otimes \nu 2d_{\frac{5}{2}}$ multiplet were the most securely identified. The discrepancy observed for the $\frac{3}{2}^+$ state is well understood as due to an interaction with the neutron single-particle state $\nu 2d_{\frac{3}{2}}$ [18]. Should $N = 50$ retain its magic property then such a weak-coupling structure should be found in the more exotic $N = 51$ isotones towards ^{78}Ni . An hypothetic assignation to the $2^+ \otimes \nu 2d_{\frac{5}{2}}$ multiplet can be inferred for states observed in $^{87}\text{Kr}_{51}$ from radioactivity [19], high-spin [20] and (d,p) direct reaction [21] experiments and in $^{85}\text{Se}_{51}$ from radioactivity [15] and high-spin [20] experiments. These results are summarized in fig. 9 where one sees that the order of the levels is qualitatively good with respect to what is expected in the framework of the weak-coupling scheme. In particular, the $\frac{7}{2}^+$ member appears to be systematically lower in energy than the other members. The centres of gravity of those multiplets are situated at less than

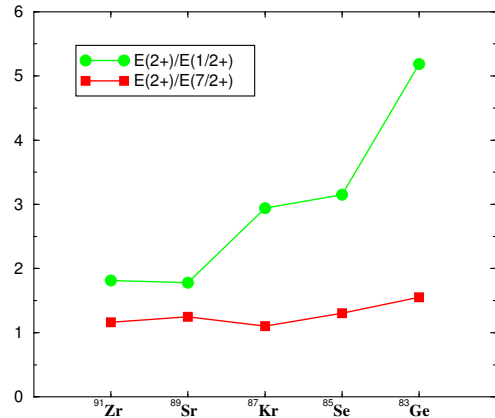


Fig. 10. Evolution of the ratios between the measured 2^+ energy of the semi-magic cores ^{90}Zr , ^{88}Sr , ^{86}Kr , ^{84}Se and ^{82}Ge and the measured energies of the first $\frac{1}{2}^+$ and $\frac{7}{2}^+$ of the corresponding odd $N = 51$ isotones.

100 keV from the observed 2^+ energy of their respective semi-magic cores (see fig. 9). For a reason which we do not understand well, the multiplet structure appears to be the purest in the most proton-deficient isotones. The case of ^{85}Se (provided our proposed identification for the states is correct) is particularly spectacular, the centre of gravity is situated at ≈ 1461 keV (the ambiguity on the identity of the $\frac{3}{2}^+$ and $\frac{5}{2}^+$ states has no much influence on this value) while the 2^+ energy of ^{84}Se is 1454.42 keV. Then it is tempting to assign our two observed states of ^{83}Ge to the $2^+ \otimes \nu 2d_{\frac{5}{2}}$ multiplet. Assuming that the ground state of the mother nucleus ^{83}Ga has a $\pi 1f_{\frac{5}{2}}$ nature, then the lowest-lying states in ^{83}Ge which have, for most of them, a positive parity, are fed mainly through first-forbidden non-unique transitions ($\Delta J = 0, 1$; $\Delta\pi = -$). This leaves the possibility for the states that we observed to be $\frac{3}{2}^+$, $\frac{5}{2}^+$ or $\frac{7}{2}^+$. Considering the systematics, the state at 867 keV could well be the $\frac{7}{2}^+$ lowest-energy member of this multiplet. We suggest, then, that the second one at 1238 keV could be the $\frac{3}{2}^+$ or the $\frac{5}{2}^+$ member of the multiplet since its energy is very close to the one of the 2^+ state of ^{82}Ge (1348 keV). A further argument favouring our spin assignment is given by simply plotting the ratios between the energy of the 2^+ state in the even-even $N = 50$ cores and the energies of the first $\frac{1}{2}^+$ and $\frac{7}{2}^+$ states of the $N = 51$ isotones. It is clear from fig. 10 that while the evolution of the $E(2^+)/E(7/2^+)$ ratio has a smooth dependence in Z , the behaviour of the $E(2^+)/E(1/2^+)$ is much more erratic. The meaning of these curves should be straightforward: while the evolution of the energy of the $\frac{7}{2}^+$ state follows that of the centre of mass of the multiplet, the one of the $\frac{1}{2}^+$ state is not correlated, which confirms its non-belonging to the multiplet.

The main features in the structure of ^{83}Ge are then i) a decrease in energy of the members of the multiplet

following naturally the decrease of the 2_1^+ state of the associated even-even core and ii) a decrease in energy of the first $\frac{1}{2}^+$ state which is *not* correlated to the previous one and should be understood as the fact that the two neutron orbitals $\nu 2d_{\frac{5}{2}}$ and $\nu 3s_{\frac{1}{2}}$ get closer for the $N = 51$ isotones as protons are removed. This last fact is of high interest and deserves a more detailed investigation in the future. There are at least two possible explanations: i) the splitting between $3s$ and $2d$ orbitals is diminishing, as if, when the nuclei become more neutron rich, the shape of the mean field would come back to that of the harmonic oscillator —this was already suggested a long time ago, *e.g.*, in ref. [22] but for nuclei much closer to the drip-line than the one considered here; ii) a possible monopole drift: the monopole part of the residual proton-neutron interaction is attractive between the $1f_{\frac{5}{2}}$ proton orbital and the $2d_{\frac{5}{2}}$ neutron orbital, a decrease of the number of the $1f_{\frac{5}{2}}$ protons would result in a release of the $2d_{\frac{5}{2}}$ “upwards” leading to a closing relative to the $3s_{\frac{1}{2}}$, which is much less sensitive to such a residual interaction.

4 Conclusion

We have located two new excited states in the neutron-rich $^{83}\text{Ge}_{51}$ nucleus by studying the β -decay $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$ using the PARRNe set-up installed at the Tandem accelerator of Orsay. Prior to this experiment no structural data were available for this nucleus which belongs to the region of the expected double-shell closure of ^{78}Ni . Recently, one excited state was observed in ^{83}Ge from the $^2\text{H}(^{82}\text{Ge}, p)^{83}\text{Ge}$ reaction [4]. The set of three excited levels represented in fig. 9 represents the most exotic set of data concerning the structure of the $N = 51$ isotones towards ^{78}Ni . By careful inspection of the known structure of the less exotic $N = 51$ isotones we propose a spin and parity $\frac{7}{2}^+$ for the level observed at 867 keV and $\frac{3}{2}^+$ or $\frac{5}{2}^+$ for the one at 1238 keV. Both states are interpreted as corresponding to members of the state multiplet originating from the coupling of the 2_1^+ state of the ^{82}Ge semi-magic core to the neutron single-particle state $2d_{\frac{5}{2}}$. Such structures were already identified in the less exotic $N = 51$ isotones for which an effective strong shell closure at $N = 50$ is averred. Then, we conclude that the shell closure at $N = 50$ still dominates the low-energy structure of this nucleus. Stated in another way, a weakening of the $N = 50$ shell effect, if it exists, has no noticeable effect on the low-energy structure of the nuclei having a Z as low as 32. It is important to underline that we made *no* explicit hypothesis concerning the nature of the 2_1^+ of ^{82}Ge except that it has a quadrupole nature. In particular, it is impossible from this study to rule out any contribution of proton core excitations across the $Z = 28$ gap in the 2_1^+ wave function of ^{82}Ge .

This paper reports on the first physics results obtained at the PARRNe facility. Soon, the new ALTO (Accélérateur linéaire auprès du Tandem d’Orsay) [23] facility at Orsay based on a 50 MeV electron linear accelerator as a driver to induce photofission, will provide a hundred times improved yields [24] and will offer the opportunity in a near future to undertake a detailed spectroscopy experimental program on those very neutron-rich nuclei in the vicinity of ^{78}Ni .

This work was entirely supported with public funds by the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). The French/UK (IN2P3/EPSC) Loan Pool [25] is acknowledged for the large-volume Ge detectors used in this experiment.

References

1. K. Kawade *et al.*, Z. Phys. A **308**, 33 (1982); J. Blomqvist *et al.*, Z. Phys. A **314**, 199 (1983); B. Fogelberg, J. Blomqvist, Nucl. Phys. A **429**, 205 (1984), T. Bjornstad *et al.*, Nucl. Phys. A **453**, 463 (1986); F. Le Blanc *et al.*, Eur. Phys. J. A **15**, 49 (2002).
2. Y.H. Zhang *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 024301 (2004).
3. A. Prevost *et al.*, Eur. Phys. J. A **22**, 391 (2004).
4. J.S. Thomas *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 021302 (2005).
5. C. Lau *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **204**, 246 (2003).
6. B. Roussière *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **194**, 151 (2002).
7. S. Sundell, H.L. Ravn, the ISOLDE Collaboration, Nucl. Instrum. Methods B **70**, 160 (1992).
8. Le Brice *et al.*, IPN internal report IPNO 05-04; available at <http://ipnweb.in2p3.fr/tandem-alto/usersguide/NoticeCOMET-NARVAL.pdf>.
9. E. Browne, Nucl. Data Sheets **66**, 281 (1992).
10. J.K. Tuli, Nucl. Data Sheets **81**, 331 (1997).
11. P. Hoff, B. Fogelberg, Nucl. Phys. A **368**, 210 (1981).
12. J.C. Hill *et al.*, in *The Fifth International Conference on Nuclei Far from Stability, Rosseau Lake, Ontario, Canada 1987*, edited by I.S. Towner, AIP Conf. Proc. **164**, 375 (1988).
13. O. Perru *et al.*, Yad. Fiz. **66**, 1467 (2003); Phys. At. Nucl. **66**, 1421 (2003).
14. D. Verney *et al.*, Braz. J. Phys. **34**, 979 (2004).
15. J.P. Omtvedt *et al.*, Z. Phys. A **339**, 349 (1991).
16. N. Auerbach, Phys. Lett. B **27**, 127 (1968).
17. A. De-Shalit, Phys. Rev. **122**, 1530 (1961).
18. E.A. Henry *et al.*, Phys. Rev. C **7**, 222 (1973).
19. S. Raman *et al.*, Phys. Rev. C **28**, 602 (1983).
20. M.-G. Porquet *et al.*, private communication; G. De Angelis *et al.*, private communication.
21. K. Haravu *et al.*, Phys. Rev. C **1**, 938 (1970).
22. J. Dobaczewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 981 (1994).
23. F. Ibrahim, Phys. At. Nucl. **66**, 1399 (2003).
24. F. Ibrahim *et al.*, Eur. Phys. J. A **15**, 357 (2002).
25. <http://ipnweb.in2p3.fr/GePool/>.

**Structure beyond the N=50 shell closure in neutron-rich nuclei
in the vicinity of ^{78}Ni : The case of N=51 nuclei**

D. Verney¹, G. Duchêne², G. de Angelis³, A. Dewald⁴, D. Bazzacco⁵, F. Didierjean², C. Domingo Pardo⁶, E. Farnea⁵, T. Faul⁷, C. Finck², A. Gadea^{3,8}, J. Gerl⁶, S. Aydin⁵, F. Azaiez¹, G. Benzoni⁹, A. Bracco⁹, N. Blasi⁹, F. Camera⁹, R. Chapman¹⁰, L. Corradi³, S. Courtin², F. Crespi⁹, D. Curien², O. Dorvaux², E. Fioretto³, S. Franchoo¹, C. Fransen⁴, B. Gall², A. Gottardo⁵, F. Haas², M. Hackstein⁴, F. Ibrahim¹, A. Jungclaus¹¹, F. Le Blanc¹, S. Leoni⁹, S. Lenzi⁵, R. Lozeva², S. Lunardi⁵, I. Matea¹, R. Menegazzo⁵, D. Mengoni⁵, C. Michelagnoli⁵, B. Million⁹, O. Möller¹², G. Montagnoli⁵, M. Moukaddam², D.R. Napoli³, M. Niikura¹, J. Ollier¹⁰, N. Pietralla¹², J. Piot², T. Pissulla⁴, F. Recchia³, M. Reese¹², W. Rother⁴, E. Sahin³, F. Scarlassara⁵, P.P. Singh³, A. Stefanini³, I. Stefan¹, J. F. Smith¹⁰, S. Szilner¹³, D. Tonev³, C. Ur⁵, J.J. Valiente Dobon³, P. Wady¹⁰, K. Zuber¹⁴, O. Wieland⁹, F. Nowacki², K. Sieja²

1 IPNO/CNRS-University Paris Sud-11 (F)

2 IPHC/CNRS-University of Strasbourg (F)

3 INFN LNL (I)

4 IKP University of Cologne (G)

5 INFN and University of Padova (I)

6 GSI (G)

7 Bruyère-Le-Châtel CEA (F)

8 Valencia (E)

9 INFN and University of Milano (I)

10 University of Paisley (UK)

11 Madrid (S)

12 IKP, TU Darmstadt (G)

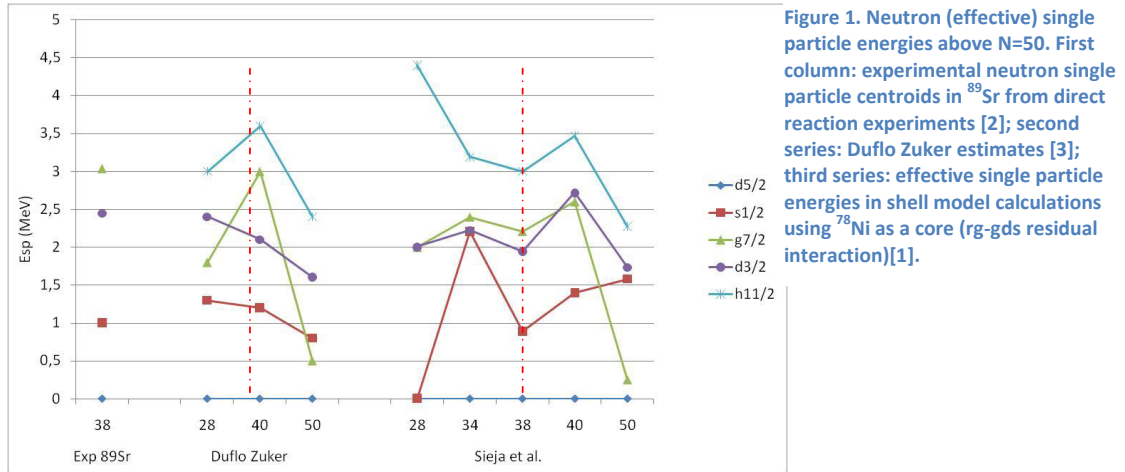
13 Ruder Boskovic Institute (Cr)

14 Henryk Niewodniczanski Institute (P)

Abstract: Recent experimental discoveries have revealed that the neutron effective single particle evolution above ^{78}Ni shows peculiar or unpredicted behaviours. The light odd-neutron N=51 nuclei (towards ^{78}Ni) constitute the most interesting cases to study this evolution and constrain theoretical models. Low-lying states in N=51 isotones may naturally be understood in terms of single-particle configurations and core-particle coupled states. Both structures have been previously identified in ^{89}Sr (Z=38, N=51) which can be used as a reference nucleus. In particular, the $7/2^+_1$ state of ^{89}Sr has been firmly ascribed to the core-coupled configuration. The aim of this proposal is to determine the nature of the low-lying yrast or quasi yrast $7/2^+$ states in $32 < Z < 40$, odd-neutron N=51 nuclei in order to assess their collective or $\nu 1g_{7/2}$ single-particle origin and better constrain the relative position of the latter with respect to other neutron single particle states above a ^{78}Ni core. Calculations show that there is a difference of about two orders of magnitude between core-particle coupled state (shorter lived) and single-particle state (longer lived) half-lives. Therefore, a simple Recoil distance Doppler-shift (RDDS) experiment performed at two extreme positions will enable to determine the half-live domain (~ 0.10 ps or several tens ps) of the states of interest. The neutron-rich nuclei will be produced in deep-inelastic, multi-nucleon transfer and induced fission reactions with the $^{82}\text{Se}(@ 505 \text{ MeV}) + ^{238}\text{U}$ system. The setup combines the AGATA gamma-ray spectrometer, the PRISMA fragment spectrometer and the Köln plunger. A total of 8 days of beam time is requested in case of 5 operational TCs or 10 days in case of 4 operational TCs. This experiment can be coupled with the one proposed by C. Fransen et al. on a plunger measurement on $^{84-86}\text{Se}$ with rather similar experimental conditions.

1. Physics motivations

Above ^{78}Ni the natural valence space which opens up corresponds to the filling of the proton fp- $g_{9/2}$ single particle states and the neutron dgs N=4 shell. This valence space has been extensively studied close to stability, especially with the aim to describe the Zr (Z=40) region and the long known spectacular shape transitions which occur there (see, for a recent work with shell model, Ref. [1] and Refs therein). In the quadrant extending from Z=28 to Z=40 and N=50 to N=82, corresponding to very neutron-rich nuclei, there exists only limited attempts for detailed spectroscopy calculations apart from beyond mean field techniques (restricted to even-even nuclei only). This is partially due to the very limited data available in this largely uncharted and experimentally hard to reach region.



In particular, the exact neutron single-particle energy sequence and its evolution from stability to Z=28 is still poorly known or understood both from the theoretical and experimental sides. For instance, as can be seen from Fig. 1 general tendencies of the evolution of the effective single-particle energies are at variance between Duflo-Zuker estimates [3] and recent shell-model calculations [1]. Precise inputs on these evolutions from experiment is necessary and would be extremely valuable in order to perform a correct tuning of the monopole part of the residual interactions used in shell model and start a global description of this mass region. From the time being, on the experimental side, it is well established that the ground-state spin value of the N=51 odd isotones from ^{83}Ge up to ^{101}Sn is $5/2^+$ originating from the occupation of the $\nu 2d_{5/2}$ orbital by the valence neutron. The first $1/2^+$ excited state which is known to carry the major part of the $\nu 3s_{1/2}$ strength is seen to decrease continuously from stability towards Z=28 [4,5]. The evolution of the other neutron single-particle states $\nu 2d_{3/2}$, $\nu 1g_{7/2}$ and $\nu 1h_{11/2}$ remains an open question.

In this experiment we propose then to study the evolution of the $\nu 1g_{7/2}$ effective single particle energy. In that perspective, it is necessary to address the problem of the nature of first $7/2^+$ excited state which has been systematically observed at low energy in deep-inelastic experiments (down to Z=34: ^{85}Se [6]) and beta-decay experiments (down to Z=32: ^{83}Ge [4]) in the N=51 odd-isotones as can be seen in Fig. 2.

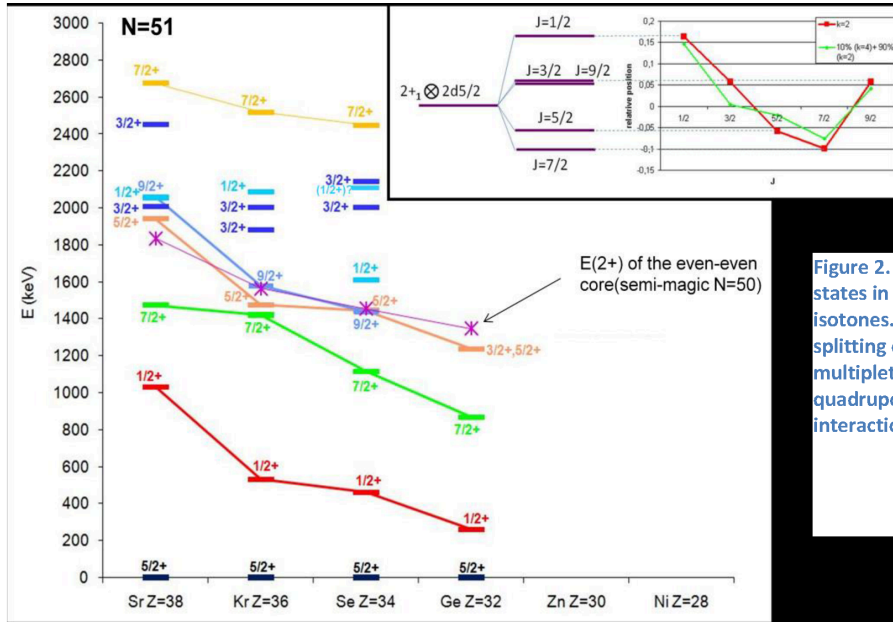


Figure 2. Systematics of the low lying states in the odd-neutron N=51 isotones. In the insert is shown the splitting of the $2^+ \otimes 2d_{5/2}$ state multiplet due to quadrupole-quadrupole core-particle residual interaction (red curve).

The structure of this state has given rise to some debate recently: it can originate from the core-coupled multiplet of states $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$ (“collective” scenario, as substantiated in [4]), from the $0^+ \otimes \nu 1g_{7/2}$ configuration (“single-particle” scenario, as substantiated in [7]) or a mixing of the two. In principle, the best way to disentangle the situation would come from (d,p) reaction studies since, in first order, neutron stripping is strongly enhanced in the case of $0^+ \otimes j$ coupled states with respect to $2^+ \otimes j$. The $7/2^+_1$ was not fed at all in $^{86}\text{Kr}(d,p)^{87}\text{Kr}$ reaction and the main component with $l=4$ is found for the $7/2^+$ state situated at 2515 keV with a strong spectroscopic factor $S=0.49$ [8] which is in contradiction with the hypothesis of Ref [7]. But the situation is much less clear in the case of ^{85}Se which has been recently populated in the $^2\text{H}(^{84}\text{Se},p)^{85}\text{Se}$ reaction [5]: the $7/2^+_1$ at 1115 keV was weakly populated in the reaction but the small observed cross section appears to be compatible with $l=4$ associated with a large spectroscopic factor $S=0.77 \pm 0.27$. This would mean that the $\nu g_{7/2}$ single-particle energy would undergo a sudden and huge decrease of more than 1 MeV from ^{87}Kr to ^{85}Se . Noteworthy is the fact that the statistics obtained in this difficult experiment was too low to exclude $\nu 2d_{5/2}$ or $\nu 2d_{3/2}$ nature of this state [5].

Life-time measurement of the $7/2^+_1$ state appears then as a unique alternative to shed some light on its structure: depending on the dominating configuration $0^+ \otimes \nu 1g_{7/2}$ or $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$, the lifetime will be closer to the Weisskopf limit or to the core 2^+ state lifetime respectively. The $7/2^+_1$ state has been successfully populated in the interaction of ^{82}Se beam with U target in ^{87}Kr ($Z=36$) and ^{85}Se ($Z=34$) in the past [6]. For this reason we propose to use the RDDS method to determine this lifetime using the Köln plunger associated to the AGATA demonstrator on line with the PRISMA spectrometer for identifications of residues produced via deep-inelastic, multi-nucleon transfer and induced-fission mechanisms in the $^{82}\text{Se}(@505 \text{ MeV}) + \text{U}$ reaction.

In order to prepare this experiment, it is necessary to get a rough estimate of the expected lifetime of the $7/2^+_1$ state depending on the dominating configuration $0^+ \otimes \nu 1g_{7/2}$ or $2^+ \otimes \nu 2d_{5/2}$. Core-particle coupling calculations using the approach initiated by Thankappan and True [9] and in the spirit of

similar calculations already performed for ^{89}Sr by Hoffmann-Pinther and Adams [10] were performed. Using this approach, and assuming a M1/E2 transition for $7/2^+_1 \rightarrow 5/2^+_{gs}$, the half-life calculated value is 0.11ps for ^{89}Sr to be compared to the experimental [11] value of 0.26 ps. The calculated M1/E2 mixing ratio is $\delta^2=0.87$ to be compared to the experimental value of $\delta^2=0.56$. The $7/2^+_1$ wave function corresponding to these results is $97.9\%[2^+ \otimes v2d_{5/2}] + 1.6\%[0^+ \otimes v1g_{7/2}] + \dots$. As shown in Fig. 3, the overall positive-parity state sequence is correctly reproduced and calculated spectroscopic factors are in reasonable agreement with the experimental ones. Half-life values for the other ^{89}Sr excited states have the correct order of magnitude when compared to the experiment. Calculations were extended to ^{87}Kr ($Z=36$), ^{85}Se ($Z=34$) and ^{83}Ge ($Z=32$). Tab. 1 contains the calculated $7/2^+_1$ half-lives as well as half-life estimates in the case of a dominating $0^+ \otimes v1g_{7/2}$. It is seen then that there exists systematically two orders of magnitude difference between the two situations. For this reason we think that a measurement at two plunger distances corresponding to those two different time range should be enough to ascribe the main component of the observed $7/2^+_1$ in this experiment.

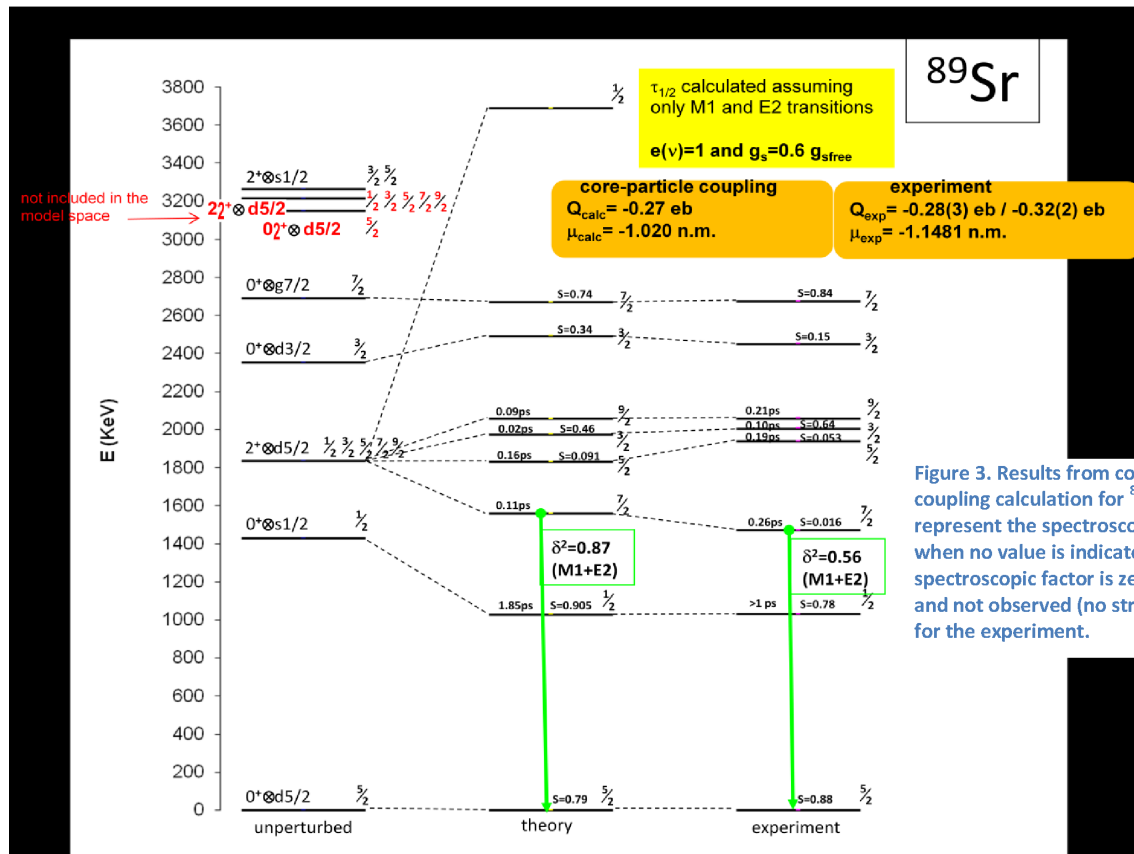


Figure 3. Results from core-particle coupling calculation for ^{89}Sr . S represent the spectroscopic factors, when no value is indicated the spectroscopic factor is zero for theory and not observed (no striped state) for the experiment.

Table 1 Calculated $7/2^+$ half-lives using the core-particle coupling model. Column 5 contains the values obtained for a $7/2^+$, calculated as originating from $2^+d_{5/2}$ and column 6 from $0^+g_{7/2}$ ("forced" single-particle state situation).

Nucleus	Relative production rate	E($7/2^+$) Exp	E($7/2^+$) Th	$\tau_{1/2}(7/2^+)$ $2^+ \otimes v_{2d_{5/2}}$	$\tau_{1/2}(7/2^+)$ $0^+ \otimes v_{1g_{7/2}}$
^{89}Sr	4.5	1473 keV	1559 keV	0.11 ps	10.3 ps
^{87}Kr	27	1578 keV	1598 keV	0.13 ps	16.1 ps
^{85}Se	36	1115 keV	1226 keV	0.29 ps	55.1 ps
^{83}Ge	1	867 keV	1035 keV	0.70 ps	214 ps

2. Experimental method

We propose to measure the lifetime of the low-lying states of the N=51 isotones from ^{89}Sr to ^{83}Ge in particular of the first $7/2^+$ in order to fix its collective or single-particle character. The $^{82}\text{Se}(@505 \text{ MeV}) + \text{U}$ deep-inelastic, multi-nucleon transfer and induced-fission reactions will be used. The gamma-ray spectroscopy will be performed with the AGATA demonstrator [12] coupled to the PRISMA recoil spectrometer [13] which will enable us to fully identify (A,Z) the quasi-projectiles. The differential plunger from Köln [14] will be placed at the entrance of PRISMA to measure the state lifetimes. By use of a degrader foil the recoil velocity of the quasi-projectiles is altered and the difference in Doppler shift of the gamma-ray transitions is used to deduce the lifetime value.

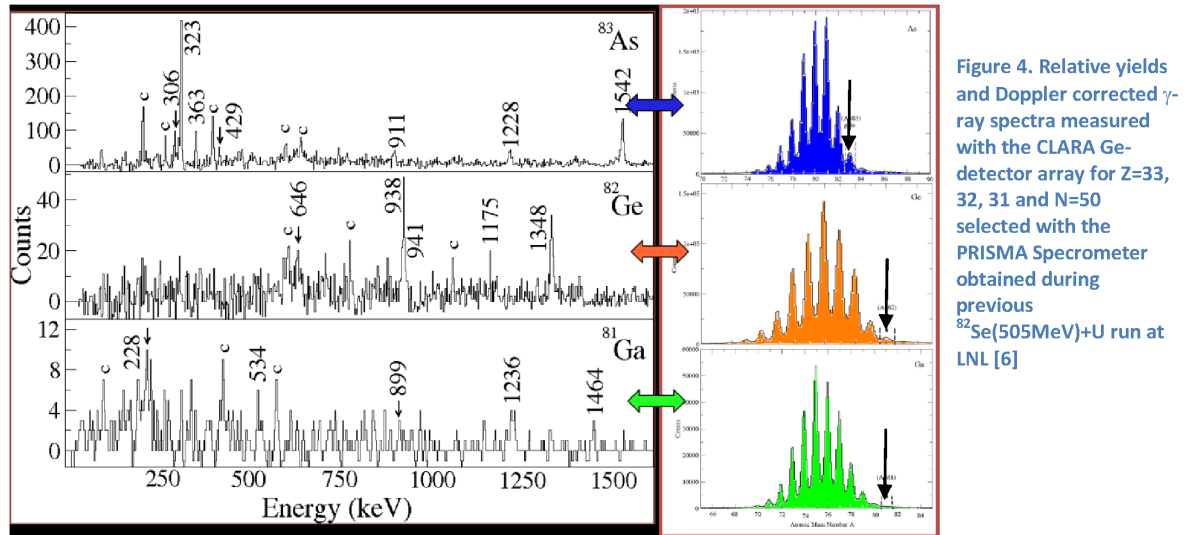
The ^{238}U target on a 1.2 mg/cm^2 Ta backing and the Ta plunger degrader will be 1.5 mg/cm^2 and 3 mg/cm^2 thick, respectively. As the $7/2^+$ state half-life τ should vary by more than two orders of magnitude depending on its single-particle or more collective core-particle character, the aim of the experiment is to determine the nature of the state rather than to perform a precise measurement of its half-life. Taking into account the recoil velocity of about 9% (8.9% for ^{83}Ge) of the quasi-projectile fragments before the plunger foil, distances of 100 and 470 μm are chosen to insure that more than 95% of the counts will be concentrated in one of the two peak components for the case with lowest statistics, namely ^{83}Ge (see Table 1). The recoil velocities after the plunger foil are about 7.5% insuring a clear separation of the on-flight and degraded peaks (difference of 13-22 keV for 900-1580 keV gamma-ray energy in the nuclei of interest, see Table 1).

In addition, this reaction mechanism feeds rather high-spin values and should enable the observation for the first time of the $9/2^+$ state in ^{83}Ge and, in the same time, the measurement of its half-life. Please, note also that the study of the structure of the ^{81}Ga is in the scope of this experiment. It has been previously studied. Four excited states completely different from those observed in β decay [15] have been established recently in this nucleus [16]. The improved sensitivity by a factor 5 of the AGATA-PRISMA setup relative to the CLARA-PRISMA setup should enable us to complete the level scheme of this nucleus. As this work will explore the most neutron-rich nuclei reachable presently at LNL produced with the lowest cross-sections, we would need to have the full AGATA demonstrator (5 triple clusters) if possible.

3. Beam time request

In a one week experiment using the CLARA-PRISMA setup and ^{82}Se beam intensity of 2 pA, about 300 counts in the 938 keV peak of ^{82}Ge have been collected. Due to the CLARA energy resolution (FWHM $\sim 7 \text{ keV}$), the peak height was about 40 counts (see Fig. 4). The AGATA demonstrator placed

at 13 cm from the target has a resolving power about 5 times larger than the previous setup. Performing runs of 4 days per position (8 days of measurements), about 120 counts should be collected at each position in the 867 keV peak of ^{83}Ge leading to a peak height of 40 counts (FWHM ~ 3 keV) -if 5 triple clusters are used- which is enough for our goal (Figure 4). If 4 triple clusters are available the beam time should be increased to 5 days per position (10 days total). It is reminded that the two degrader positions were chosen so that only one peak component will gather the whole statistics in the less favourable case (^{83}Ge).



In conclusion, 8(10) days for 5(4) operational triple clusters are requested with a ^{82}Se beam intensity of 2 pA (505 MeV) to determine the nature of the low-lying states in the neutron-rich N=51 ^{89}Sr , ^{87}Kr , ^{85}Se and ^{83}Ge isotopes. In addition, one day is needed before the start of the experiment to adjust the plunger and perform the energy and distance calibration.

By combining our experiment with the one of C. Fransen et al., about 3 other days are needed to complete the 6 point measurement the Köln group intend to perform using our two long measurements as part of their series. Finally, for 5(4) triple clusters 11(13) days of beam are requested + one day for calibration.

References

- [1] K. Sieja et al., Phys. Rev. C79, 064310 (2009)
- [2] T.A. Hughes, Phys. Rev. 181, 1586 (1969)
- [3] J. Duflo and A.P. Zuker, Phys. Rev. C59, R2347 (1999)
- [4] O. Perru et al., EPJ A 28, 307 (2006)
- [5] J.S. Thomas, Phys. Rev. C76, 044302 (2007)
- [6] G. De Angelis et al., Nucl. Phys. A787 (2007) 74c
- [7] O. Sorlin and M.-G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. 61, 602 (2008)
- [8] K. Haravu et al., Phys. Rev. C1, 938 (1970) ; see also the recent evaluation by R.G. Helmer Nuclear Data Sheets 95, 543 (2002)
- [9] V.K. Thankappan and W.W. True, Phys. Rev. 137, 793 (1965)

- [10] P. Hoffmann-Pinther and J.L. Adams, Nucl. Phys. A229, 365 (1974)
- [11] E. Wallander et al., Nucl. Phys. A361, 387 (1981)
- [12] http://npg.dl.ac.uk/documentation/AGATA/TDR/TDR_EUJRA.pdf
- [13] A.M. Stefanini et al., Nucl. Phys. A701, 217c (2002); G. Montagnoli et al., Nucl. Instr. Methods Phys. Res. A547, 455 (2005); S. Beghini et al., Nucl. Instr. Methods Phys. Res. A551, 364 (2005)
- [14] C. Fransen, A. Dewald et al., Journal of Physics: Conf. Series 205, 012043 (2010)
- [15] D. Verney et al., Phys. Rev. C76, 054312 (2007).
- [16] E. Sahin et al., submitted to PRL.

Low-energy states of $^{81}\text{Ga}_{50}$: Proton structure of the nuclei close to ^{78}Ni

 D. Verney,^{1,2,*} F. Ibrahim,¹ C. Bourgeois,¹ S. Essabaa,¹ S. Galès,^{2,1} L. Gaudefroy,^{1,†} D. Guillemaud-Mueller,¹ F. Hammache,¹ C. Lau,¹ F. Le Blanc,¹ A. C. Mueller,¹ O. Perru,¹ F. Pougheon,¹ B. Roussière,¹ J. Sauvage,¹ and O. Sorlin^{2,1}
 (PARRNe Collaboration[‡])

¹*Institut de Physique Nucléaire CNRS-IN2P3/Université Paris Sud-XI, F-91406 Orsay Cedex, France*
²*GANIL, BP 55027, F-14076 Caen Cedex 5, France*

(Received 25 January 2007; revised manuscript received 3 September 2007; published 15 November 2007)

The β decay of the neutron-rich $^{81}\text{Zn}_{51}$ has been investigated at the PARRNe mass separator at the IPN Orsay. The sources of ^{81}Zn were produced using the ISOL (Isotopic Separation On Line) technique by the fission of ^{235}U exposed to the neutron flux produced by the 26-MeV deuteron beam delivered by the MP-Tandem. With γ and γ - γ coincidence measurements, excited levels were attributed to $^{81}\text{Ga}_{50}$ for the first time. A partial decay scheme for ^{81}Zn is proposed. The proposed level scheme is well reproduced by shell model calculations using the most recent effective empirical interaction. We show that the structure of this nucleus is consistent with that of the heavier odd-proton $N = 50$ isotones within the assumption of strong proton $Z = 28$ and neutron $N = 50$ effective shell effects. The observed states can be associated to rather simple and clean configurations of three protons placed in the $1f_{5/2}$ and $2p_{3/2}$ orbits.

 DOI: [10.1103/PhysRevC.76.054312](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.054312)

PACS number(s): 23.20.Lv, 21.60.Cs, 23.40.-s, 27.50.+e

I. INTRODUCTION

The persistence of the magic character of the number of nucleons of one family, protons or neutrons, while the population of the other is varied has been clearly traced back to the interplay between the monopole part of the effective nuclear interaction and correlations of other nature. The monopole part is responsible for the change in the effective single particle energies (SPE) and it has been shown that its tensor term plays a significant role [1]. The main origins of the other correlations are pairing correlations and quadrupole coherence [2]. This interplay can enhance the magic character of a number that does not belong to the historical sequence 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, like $N = 40$ in the case of ^{68}Ni [3]. In contrast, it can lead to complete inversion of the 0p-0h and 2p-2h configurations leading to the vanishing of its magic character, like for $N = 20$ in the case of ^{32}Mg [4]. Those effects, however, are very localized within a small number of nucleons and it is known that the robustness of spin-orbit (SO) closures prevents them from apparent eradication while closures of other origins are more fragile [5]. Up to now, no 2p-2h configuration has been observed as a main component of the ground state (gs) in nuclei with nucleon numbers of the SO sequence 28, 50, 82, 126, even if such configurations tend to come very close to the gs like in some $N = 28$ isotones [6,7] or in some $Z = 82$ (lead) isotopes [8]. Recently, ^{42}Si ($N = 28$) has been proposed to be the first exception to this general rule by having a deformed gs [9].

From all those considerations the problem of ^{78}Ni is easy to formulate: with two SO historical magic numbers $Z = 28$

and $N = 50$ it should be a doubly magic nucleus but a special one, because, being far remotely situated from stability, the way the monopole-quadrupole interplay will drive its structure remains an open question (and a challenging one). The study of the structure of ^{78}Ni itself belongs to the medium-term development of the next generation of radioactive ion beam facilities. Nevertheless the study of the two magic numbers $Z = 28$ and $N = 50$ in its vicinity has already been undertaken for a long time and is still the object of active experimental and theoretical research. Concerning the $Z = 28$ shell effect, the $Z = 28$ (nickel) isotopes are well known for being magic nuclei; however, the experimentally observed [10] evolution of the effective SPE of the proton $1f_{5/2}$ in Cu isotopes is more and more commonly interpreted as a preliminary indication of the reduction of the $Z = 28$ shell gap, as can be inferred from the monopole effect depicted in Ref. [11]. Concerning the $N = 50$ shell effect, how the $N = 50$ shell gap evolves below $Z = 38$ was somewhat debated [12,13], but it has been shown recently that the associated shell effect should dominate the structure of the low-lying states in the two $N = 50$ even nuclei surrounding ^{81}Ga : ^{82}Ge ($Z = 32$) [14] and ^{80}Zn ($Z = 30$) [15]. New experimental data on odd-proton light $N = 50$ isotones is, however, necessary to understand the proton structure in the immediate vicinity of ^{78}Ni and map the close-lying proton orbits.

In this article we report on the first discovery of the low-lying structure of ^{81}Ga , which, with $Z = 31$ and $N = 50$, has only three protons more than ^{78}Ni . In our experiment, γ radiation deexciting levels in ^{81}Ga fed in the β decay of ^{81}Zn were observed, allowing us to place three excited states in the level scheme (Sec. II). These data appear to be coherent with the systematic of the other odd-proton nuclei of the $N = 50$ isotonic chain up to the stability. Comparison with shell model calculations using state of the art effective interactions provides a clear picture of the underlying proton structure (Sec. III). Preliminary versions of this work can be found in conference proceedings such as Ref. [16].

*verney@ipno.in2p3.fr

†Permanent address: CEA/DIF/DPTA/PN, BP 12, 91680 Bruyères-le-Châtel, France.

 ‡<http://ipnweb.in2p3.fr/tandem-alto/>

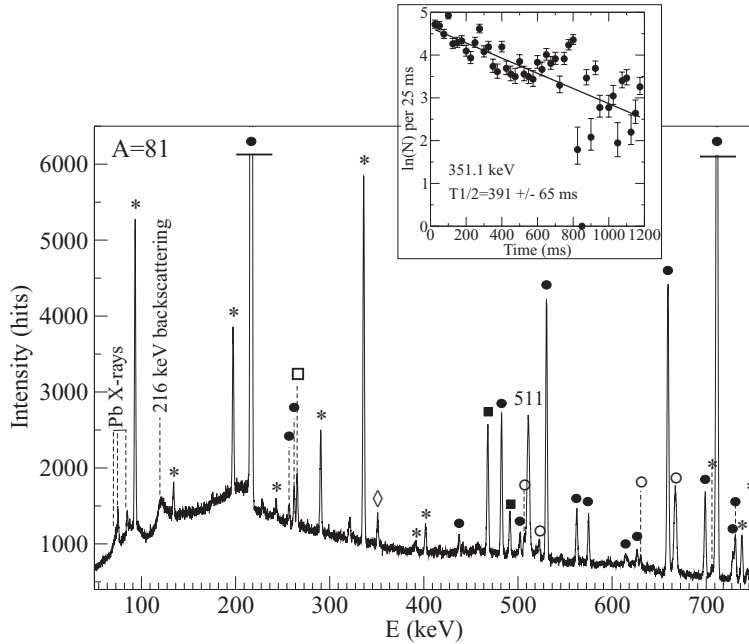


FIG. 1. Part of the β -gated γ spectrum recorded at mass 81. The observed γ lines have been identified as transitions fed in the β decays of ^{81}Ga (\bullet), ^{81}Ge ($*$), and ^{81}As (\blacksquare) and the β -n decay of ^{81}Ga (\square , $P_n = 11.9\%$). The activity of ^{132}I (\circ) is also identified, it comes from a previous setting on mass 132, which is often used as a reference in our experiments. The new line at 351.1 keV (\diamond) is clearly visible and well isolated. The projection on the time scale of the background subtracted events in this peak is shown in the insert.

II. EXPERIMENT

The ion production method, detection setup, and measurement procedures are described in Ref. [14] (and references therein) for a similar experiment on mass 83 and further details can be found there. The sources of ^{81}Zn ($T_{1/2} = 290 \pm 50$ ms) were obtained at the PARRNe mass separator operating on-line at the 15MV MP-Tandem of the Institute of Nuclear Physics, Orsay. A ^{238}U target of approximate mass 75 g, made of a series of UC_x pellets heated at $\approx 2000^\circ\text{C}$ [17], was associated with a hot ($\approx 1800^\circ\text{C}$) plasma ion-source of the ISOLDE MK5 type [18] and exposed to the neutron flux generated by the reaction of the 26 MeV deuteron beam delivered by the Tandem hitting the target container. The ions, extracted at 30 kV from the source and magnetically mass separated were deposited on a Al-coated Mylar tape close to the detection system. The rate of implanted ^{81}Zn was estimated to a few tens per second. The γ -detection system consisted of two coaxial large volume HPGe detectors of the EUROGAM phase I type (70% relative efficiency) issued from the French/UK (IN2P3/EPSC) Loan Pool. They were placed in 180° geometry close to the point at which the beam was deposited onto the tape (collection point). The energy resolution achieved with these detectors was of the order of 2.3 keV at 1 MeV. The collection point was surrounded by a tube-shaped plastic scintillator for β detection. Enhancement of the activity of interest with respect to the longer lived activities from the other collected isobars and the consequent Compton background was made by moving cyclically (every 2100 ms) the tape after a short buildup (900 ms) and decay time (1200 ms). The Z identification of the γ rays was provided by the analysis of the evolution of their activities during the decay part of the cycle. Part of the γ spectrum recorded at mass 81 is displayed in Fig. 1 along with the identification of the γ lines. It can be seen that the activity is dominated by that of ^{81}Ga . Despite this, a γ line at 351.1 keV

previously not reported at $A = 81$ is clearly visible. The fit of the evolution in time of the γ intensity during the decay part of the counting cycle (see the insert in Fig. 1) gives a half-life value of 391(65) ms that is consistent with the known value for ^{81}Zn $T_{1/2} = 290(50)$ ms [19]: it was then attributed to a transition in ^{81}Ga . The statistics were sufficient to allow coincidence observation: as can be seen in Fig. 2, a 451.7 keV γ line was observed in coincidence with the 351.1 keV line that establishes the existence of a 802.8 keV level in the scheme of ^{81}Zn (see Fig. 3). The order of the

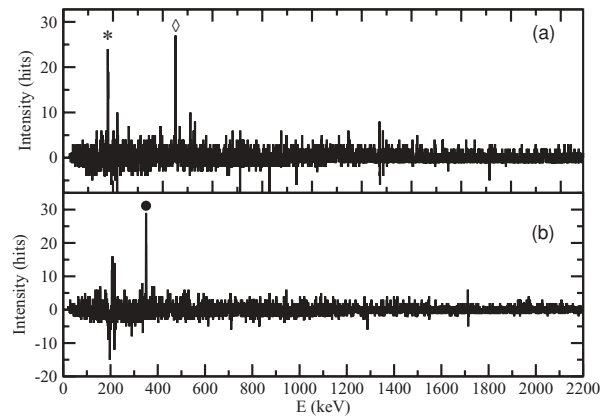


FIG. 2. (a) γ -ray spectrum in coincidence with the peak at 351.1 keV. A narrow line is clearly observable at 451.7 keV (\diamond) that was barely visible in the direct spectra. The wider line around 179 keV ($*$) is due to the 180° backscatter of the 530.22 keV γ ray from the ^{81}Ga decay. (b) γ -ray spectrum in coincidence with the peak at 451.7 keV. The 351.1 keV peak is clearly visible (\bullet); the negative-positive oscillation around 200 keV has a similar origin as $*$ in Part (a).

LOW-ENERGY STATES OF $^{81}_{31}\text{Ga}_{50}$: PROTON ...

PHYSICAL REVIEW C 76, 054312 (2007)

two transitions seen in coincidence is based on intensity consideration.

III. DISCUSSION

In a first attempt to understand the nature of the observed states we compared our results to shell model calculations. Two series of calculations were performed using the ANTOINE code from the Strasbourg group [20]. In the first series, the model space consisted of an inert ^{78}Ni core and the proton single particle states from $Z = 28$ to $Z = 50$, i.e., $\{1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}\}$. From the introductory remarks this should be the natural valence space where the low-lying structure of ^{81}Ga develops and it is actually the one that has been traditionally (and successfully) used in shell model descriptions of the $N = 50$ isotones. We used two different sets of SPE and two-body matrix elements (TBME) for the effective interaction, both were determined as free parameters in a least-square fitting procedure from experimental levels and binding energies: the one proposed by Ji and Wildenthal (JW) some time ago [21] and the one, which includes new experimental levels accumulated since then, proposed more recently by Lisetskiy *et al.* (jj4pna) [22]. Results are displayed in Figs. 4 and 5. In the second series, two different calculations were performed. In the first we modified a few TBME in the JW interaction (JW' calculation) following empirical prescriptions that are developed later in this section. In the second one, the

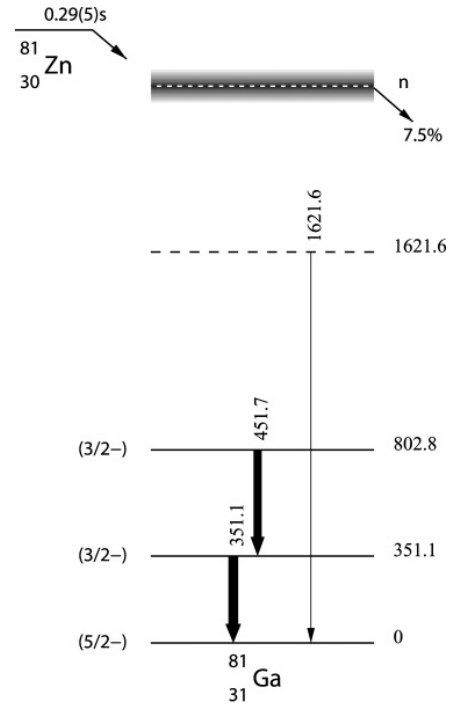


FIG. 3. Tentative experimental level scheme for ^{81}Zn . The proposed spin assignments come from the Discussion (Sec. III).

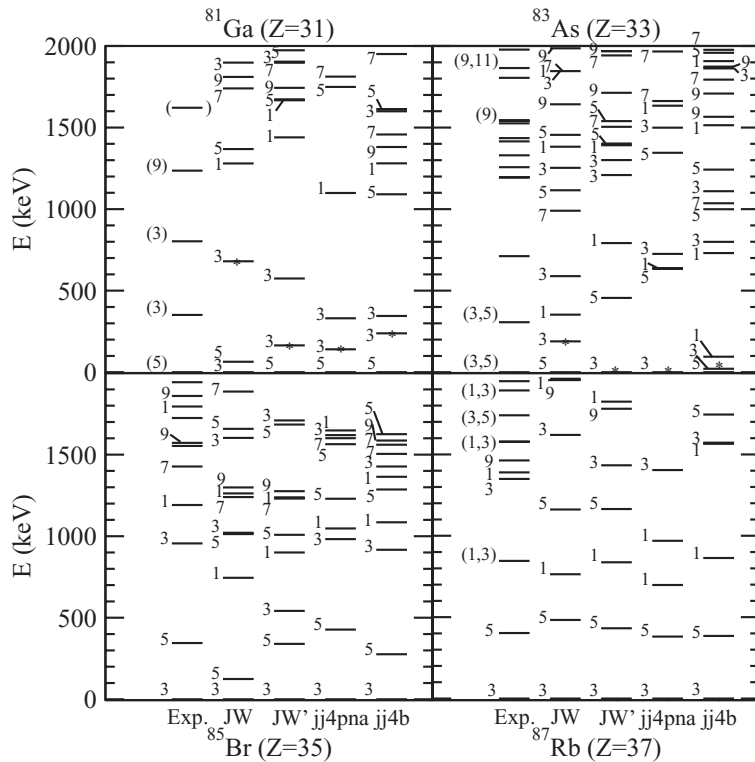


FIG. 4. Experimental and calculated spectra for the last stable (^{87}Rb) and proton-deficient odd $N = 50$ isotones; spin values are multiplied by two and only the six first $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ and three first $7/2^-$ and $9/2^-$ calculated levels are displayed. “Exp.” stands for experimental levels, “JW” stands for the results of shell model calculations using the interaction from Ref. [21], “JW’” stands for the same with modified pairing (see text), and “jj4pna” and “jj4b” stand for those from Refs. [22] and [23], respectively. The $3/2$ levels marked with asterisks in the ^{81}Ga and ^{83}As calculated spectra correspond to the $\pi 2p_{3/2}$ q.p. states.

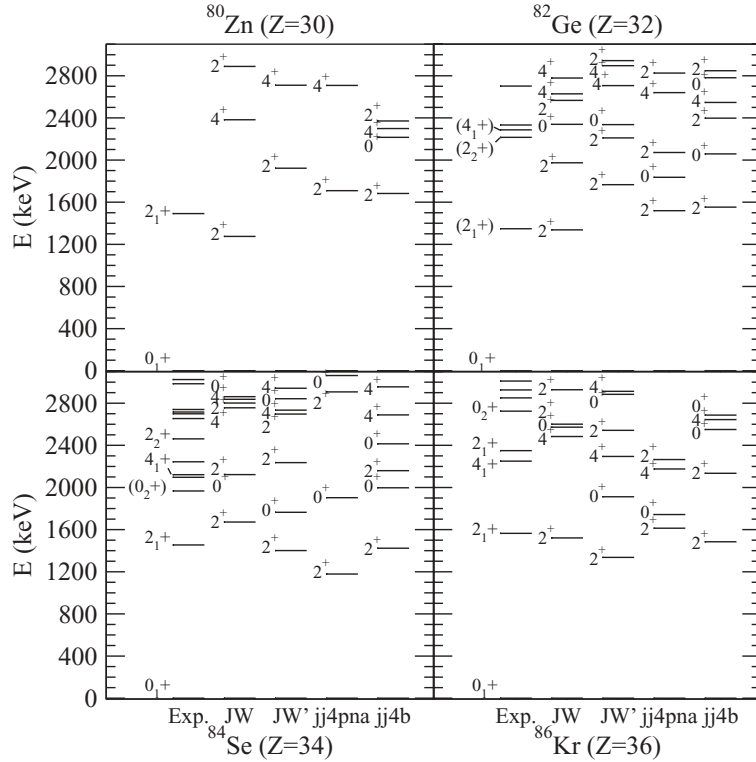


FIG. 5. Experimental and calculated spectra for the last stable (^{86}Kr) and proton-deficient even $N = 50$ isotones. Notations for the interactions are the same as those described in the legend to Fig. 4.

valence space was extended to the set of proton *and* neutron single particle orbits $\{1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}\}$ above an inert ^{56}Ni core, and the interaction used was the last *jj4b* interaction obtained by Brown and Lisetskiy (unpublished [23]) by varying the TBME and SPE to fit over 400 experimental binding and level energies in nuclei of this mass region.

At first sight (see Fig. 4) the low-energy experimental level pattern of ^{81}Ga ($^{78}\text{Ni} + 3p$) appears to be similar to that of its neighbor odd-proton $N = 50$ isotone ^{83}As ($^{78}\text{Ni} + 5p$) with two intermediate levels well separated from a compact group situated around 1.3 MeV. The first identified possible members of an analogous group in ^{81}Ga could be the level proposed at 1236 keV with $J = 9/2$ in Ref. [24] and the one at 1622 keV suggested by the data from our experiment. However, the transition from the second excited state to the first excited state is lower by one order of magnitude with respect to the one between the first excited state and the gs in ^{83}As while these two transitions are seen with intensities of the same order of magnitude in ^{81}Ga . Unfortunately it is difficult to draw any conclusion from the comparison with calculations with any of the interactions *JW*, *jj4pna*, or *jj4b*. In particular the fact that the experimentally well-established 711-keV level in ^{83}As could not be accounted for by the *JW* interaction was considered as a major issue at the time this nucleus was studied for the first time [25]. The more recent *jj4pna* interaction predicts a compact group of three states around 700 keV and no intermediate state around 300 keV and the *jj4b* interaction predicts a clustering of three levels

at the ground state. Besides, the different interactions do not agree on the nature of the ^{83}As gs: it is found $J^\pi = 5/2^-$ with *JW* and *jj4b* and $3/2^-$ with *jj4pna*. Since the quality of the agreement between theory and experiment is already doubtful for $Z = 33$ one may wonder how legitimate it becomes for $Z = 31$. A progressive deterioration of the agreement between theory and experiment can indeed be naturally expected when going away from the nuclei which level energies served as input data in the interaction fitting procedure.

In order to point out the origin of this discrepancy, it is interesting to have a closer look at the TBME which determine the structure of the most proton-deficient isotones. Since the order of the filling of the proton orbits is first $1f_{5/2}$ then $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ and $1g_{9/2}$, the relevant TBME should be those involving the $1f_{5/2}$ orbit. It is easy to see for instance that the term $\langle 1f_{5/2}1f_{5/2} | V_{12} | 1f_{5/2}1f_{5/2} \rangle_{J=0, T=1}$ of the *JW* interaction (Table 1 in Ref. [21]) that corresponds to the pairing energy between $1f_{5/2}$ protons is not well converged in the fitting process and has a strangely low value: -0.7854 MeV against -1.5115 MeV for *jj4pna* and -1.3259 MeV for *jj4b* (see Table I). It is then tempting to modify the TBME involving the $\pi 1f_{5/2}$ orbit following empirical prescriptions in the light of our new experimental data. For this we make the voluntarily oversimplifying hypothesis (to keep a clear physical image) that the main configuration in the gs of the nuclei with $29 \leq Z \leq 34$ is $\pi(1f_{5/2})^n$ ($1 \leq n \leq 6$). The configuration energy for n identical particles with $j = 5/2$ coupled to the total angular momentum J and seniority v is a closed formula valid

TABLE I. Single particle energies and $\pi f_{5/2}$ -pairing energy in MeV in the different sets of interaction parameters.

Set	SPE				Pairing	Ref.
	$1f_{5/2}$	$2p_{3/2}$	$2p_{1/2}$	$1g_{9/2}$		
JW	-14.386	-13.233	-11.831	-7.121	-0.7854	[21]
JW'	-14.386	-13.233	-11.831	-7.121	-1.478	t.w.
jj4pna	-14.9381	-13.4374	-12.0436	-8.9047	-1.5115	[22]
jj4b	-9.2859	-9.6566	-8.2695	-5.8944	-1.3259	[23]

for any two-body residual interaction [26]:

$$\begin{aligned}
 & \langle j^n J v | \sum_{i < k}^n V_{ik} | j^n J v \rangle \\
 &= n \varepsilon_{f_{5/2}} + \frac{1}{2} n(n-1)a + \left(J(J+1) - \frac{35}{4}n \right) b \\
 &+ \frac{1}{2} (n-v)(8-n-v)c,
 \end{aligned}$$

with four parameters a , b , c , and $\varepsilon_{f_{5/2}}$, the last one being the SPE of the proton $1f_{5/2}$ in the core mean field. As a first guess, we assumed that the gs of ^{79}Cu , ^{81}Ga , and ^{83}As were the $J_v = 5/2_1$ members of the $(1f_{5/2})^n$ configurations, which, as we shall see later, is not totally exact. We determined three relations between the parameters by fitting the quadratic dependence in n of the binding energies of these nuclei taken relative to ^{78}Ni . The binding energy values were taken from Ref. [27]; in the case that they were not measured the estimated values were used, which is far sufficient in the framework of the crude hypothesis of pure configuration states. The fourth relation was provided by the energy separation between the ground and the second excited state of ^{81}Ga taken from the present work (802.8 keV): the second excited state in ^{81}Ga was assumed to be the $J_v^\pi = 3/2_3^-$ member of the $\pi(1f_{5/2})^3$ configuration. The last member $J_v = 9/2_3$ should be weakly fed in the β decay of ^{81}Zn assuming a $5/2^+$ gs corresponding to the neutron $2d_{5/2}$ orbit, and even less if the gs spin is lower (see later). Then, the level proposed in Ref. [24] after the observation of γ rays at 1236 keV in coincidence with the ^{81}Ga ejectiles in deep inelastic reactions would be a natural candidate. By simply resolving the system, the three diagonal $1f_{5/2}$ TBME plus the BE of the $\pi 1f_{5/2}$

single particle were determined uniquely. The value obtained for $\langle \frac{5}{2} \frac{5}{2} | V_{12} | \frac{5}{2} \frac{5}{2} \rangle_{J=0, T=1}$ is -1.478 MeV: it is about twice the JW value and rather close to the jj4pna and jj4b values (see Table I). One obtains the set JW' by replacing the 3 TBME $\langle \frac{5}{2} \frac{5}{2} | V_{12} | \frac{5}{2} \frac{5}{2} \rangle_{J=0,2,4, T=1}$ of the JW set by those obtained from the diagonalization.

As can be seen in Fig. 4, a certain improvement is obtained for the lower part of the spectra of ^{81}Ga , ^{83}As , and ^{85}Br with respect to the JW calculation. The JW' set of parameters is the only one among the presented interactions that produces the good number of levels below the 1.3 MeV group for ^{83}As . In particular the intermediate level that is observed at 711 keV in this nucleus would correspond to the $1/2^-$ state calculated at 884 keV. This is consistent with the relatively low feeding of this level in the β decay of ^{83}Ge [25]. In addition, the ^{83}As gs becomes $3/2^-$ with a $2p_{3/2}$ q.p. nature and the $5/2_{v=1}^-$ state of the $(1f_{5/2})^{-1}$ configuration becomes the first excited state. No J^π assignment was proposed with certainty in the past for the ^{83}As gs although the β -decay studies [25,28] would rather favor a $5/2^-$, as would the assignment of $9/2^-$ proposed in Ref. [24] for the 1542 keV level that is fed in deep inelastic collisions. In ^{81}Ga , the JW' interaction pushes the $5/2_{v=1}^-$ member of the $(1f_{5/2})^3$ configuration to the gs while the $2p_{3/2}$ q.p. becomes the first excited state. This provides a natural and simple explanation for a possible change of the gs spin value between ^{83}As and ^{81}Ga from $J = 3/2$ to $5/2$ as being due to the lowering of the proton Fermi level from the $2p_{3/2}$ to the $1f_{5/2}$ orbits while the JW calculation predicted an unnatural $3/2_{v=2}^-$ g.s for ^{81}Ga . The situation is summarized in Fig. 6 and Table II. It becomes clear then, that the low-energy structure of the two neighbor nuclei ^{81}Ga and ^{83}As is directly connected through the balance between the $\pi 1f_{5/2}$ -pairing

 TABLE II. Main configurations in the wave functions of the ground state (gs) and first excited state (1^{st} exc.) of ^{81}Ga and ^{83}As calculated with the JW, JW', and jj4b sets of parameters.

Interaction	State	^{81}Ga		^{83}As	
		J^π	Main configuration	J^π	Main configuration
JW	gs	$3/2^-$	$76\%(1f_{5/2})^3 + \dots$	$5/2^-$	$43\%(1f_{5/2})^5 + 34\%(1f_{5/2})^3(2p_{3/2})^2 + \dots$
	1^{st} exc.	$5/2^-$	$76\%(1f_{5/2})^3 + \dots$	$3/2^-$	$73\%(1f_{5/2})^4(2p_{3/2})^1 + \dots$
JW'	gs	$5/2^-$	$84\%(1f_{5/2})^3 + \dots$	$3/2^-$	$78\%(1f_{5/2})^4(2p_{3/2})^1 + \dots$
	1^{st} exc.	$3/2^-$	$92\%(1f_{5/2})^2(2p_{3/2})^1 + \dots$	$5/2^-$	$39\%(1f_{5/2})^5 + 37\%(1f_{5/2})^3(2p_{3/2})^2 + \dots$
jj4b	gs	$5/2^-$	$75\%(1f_{5/2})^3 + \dots$	$5/2^-$	$54\%(1f_{5/2})^5 + 32\%(1f_{5/2})^3(2p_{3/2})^2 + \dots$
	1^{st} exc.	$3/2^-$	$78\%(1f_{5/2})^2(2p_{3/2})^1 + \dots$	$3/2^-$	$65\%(1f_{5/2})^4(2p_{3/2})^1 + \dots$

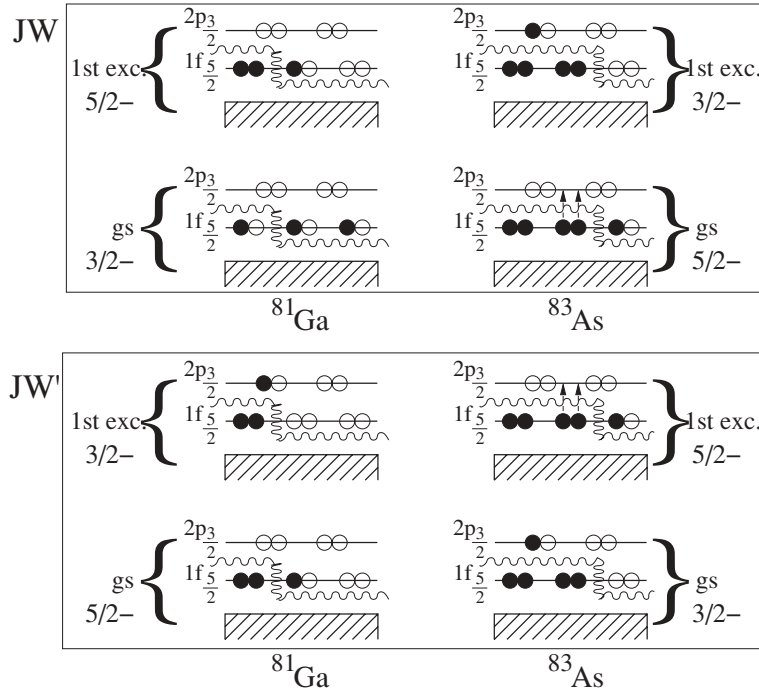


FIG. 6. Summary of the structure change in the gs and first excited state between ^{81}Ga and ^{83}As from the change of the set of parameters from JW to JW'. Only the two lowest proton single particle orbits of the valence space are represented, viz., $1f_{5/2}$ and $2p_{3/2}$, which dominate the configurations. Occupied magnetic substates are represented by filled circles and empty ones by open circles. The wavy lines indicate symbolically the position of the Fermi level.

value and the $\pi 1f_{5/2}-\pi 2p_{3/2}$ SPE difference. For an identical SPE difference, a relatively low pairing favors the $J^\pi = 5/2^-$ state of the $(1f_{5/2})^{-1}$ configuration in ^{83}As and the $J^\pi = 3/2^-$ state of the $(1f_{5/2})^3$ configuration in ^{81}Ga (situation JW) while a stronger pairing lowers the $J^\pi = 3/2^-$ state of the $(1f_{5/2})^4 1p_{3/2}$ configuration in ^{83}As and the normal $J^\pi = 5/2^-$ state of the $(1f_{5/2})^3$ configuration in ^{81}Ga (situation JW').

Inserting directly the three TBME resulting from the diagonalization into the JW set brings two major modifications: it changes the position of the $\pi 1f_{5/2}$ centroid and alters the ability of pairs of protons coupled to $J = 0$ and 2 to diffuse from the $1f_{5/2}$ orbit to the others. Overall this results in an apparent rigidification of the structure of the even isotones, as can be seen in Fig. 5. We have checked that the energy difference between the calculated $5/2^-$ gs and first excited $3/2^-$ state ($2p_{3/2}$ q.p.) in ^{81}Ga is mechanically connected to the modification of the set of TBME determining the position of the $\pi 1f_{5/2}$ centroid, as it should. Then, in principle—provided our identification of the states is correct—the observed energy of the first excited state of ^{81}Ga represents simply the order of magnitude of the difference of the effective single particle energy between the $1f_{5/2}$ and $2p_{3/2}$ proton orbits. One could even think of fitting the monopole part of the interaction and/or the SPE difference between $1f_{5/2}$ and $2p_{3/2}$ on the observed energy of the first excited level of ^{81}Ga . To illustrate this point we also report the SPE values used in the different calculations in Table I to be compared with the energy differences in the level schemes in Fig. 4.

From these considerations it is then tempting to propose $J^\pi = 5/2^-, 3/2^-,$ and $3/2^-$ for the ^{81}Ga ground, first, and second excited states, respectively. A further argument in favor

of a $5/2^-$ gs comes from the study of the β decay of ^{81}Ga [29] in which allowed branches were observed to excited levels in ^{81}Ge which in turn decay directly to the $9/2^+$ gs. Furthermore, we observed *two* γ lines below 1 MeV with similar intensities and not just one. Then one may think that they correspond to the deexcitation of levels having the same spin values, and, from the shell model point of view, there is no other possibility but to form one $5/2^-$ and two $3/2^-$ states below 1 MeV. This leads us to discuss the nature of the gs of the mother nucleus ^{81}Zn . The 51^{st} neutron is thought to be a $2d_{5/2}$ orbit according to the fact that the gs J^π value of the $N = 51$ isotones from ^{89}Sr to ^{95}Ru is well established to be $5/2^+$. The first excited states of all known $N = 51$ isotones are $1/2^+$. The excitation energy of the $1/2^+$ state falls from 1205 keV in ^{91}Zr to 260 keV only in ^{83}Ge , having a marked $3s_{1/2}$ q.p. nature in that last case [30]. A simple extrapolation of this tendency shows that a crossing of the $5/2^+$ and $1/2^+$ levels is possible around mass 82. The fact that two low-spin states were equally fed in the β decay of ^{81}Zn would constitute the first piece of evidence in favor of a J^π assignment of $1/2^+$ for the ^{81}Zn gs.

Last, we checked that some softness in the even nuclei structure can be regained by modifying the TBME of the type $\langle \frac{5}{2} \frac{5}{2} | V_{12} | \frac{3}{2} \frac{3}{2} \rangle_{J=0.2 T=1}$, $\langle \frac{5}{2} \frac{5}{2} | V_{12} | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle_{J=0.2 T=1}$, etc., which govern the pair diffusion. It is clear, however, that good results for both even and odd nuclei can only be achieved by performing a proper and global fit as exemplified by the very good overall agreement obtained with the jj4b interaction. In particular, the agreement between the prediction of the energy of the 2_1^+ state of ^{80}Zn at 1683 keV with jj4b and the experimental value of 1492 keV [15] is impressive. Let us mention that the sets JW' and jj4b are the only ones that

predict an yrast $9/2$ state in ^{81}Ga , likely to be strongly fed in deep inelastic collisions as could be expected from Ref. [24].

It is worth ending this discussion with a short comment on the structure of the even $N = 50$ isotones insofar as it reflects the existence and nature of the collectivity close to ^{78}Ni and the rigidity of the $N = 50$ shell closure. The level structures of all known light even $N = 50$ nuclei, ^{82}Ge and ^{84}Se , and, to a lesser extent, ^{86}Kr , show some resemblance with that of a vibrator with a clear clustering of the 0_2^+ , 2_2^+ , and 4_1^+ levels. This behavior is not reproduced correctly by any of the interactions. On the contrary, the energy of the 2_1^+ states is very well reproduced for all the light even $N = 50$ isotones by all the interactions (except JW' as mentioned before). This means that part of the correlations is missing in the calculations. A clue to the nature of those correlations is given by considering the fact that a good agreement is obtained with JW' on the odd nuclei while the agreement with the even nuclei is destroyed with respect to the original JW . It can be interpreted as evidence that the proton-pair diffusion effects tend to play a significant role in the low-energy structure of the even nuclei close to ^{78}Ni . Whether such correlations can be reproduced in the restricted valence spaces of the four calculations presented here, all excluding the $1f_{7/2}$ orbit, is a matter of conjecture. The structure of the odd nuclei is clearly less sensitive to these effects, as evidenced by the good results obtained with JW' , thanks to the presence of the unpaired proton. Anyhow, a clear clustering of the 0_2^+ , 2_2^+ , and 4_1^+ levels in ^{80}Zn comes out naturally from the jj4b calculation—the only calculation for which such a phenomenon occurs. In addition to the fairly good value of the 2_1^+ calculated energy in ^{80}Zn , this constitutes a good argument in favor of the jj4b interaction as being the best suited for the description of the lightest $N = 50$ isotones. At last, the jj4b interaction can allow comparison of the structure of the $N = 50$ nuclei with that of the nuclei situated before the $N = 50$ shell closure in a coherent way.

In that sense one can certainly consider that the interest of the JW' calculation can be regarded as limited to the present discussion.

IV. CONCLUSION

The conclusion from the present work is straightforward: the first excited levels of the proton-deficient $N = 50$ odd isotones down to $Z = 31$ can be described in a coherent way by assuming a double $Z = 28$ and $N = 50$ shell closure. In particular, simple and clean proton configurations can be assumed to describe correctly the ground and first excited states observed in ^{81}Ga in our experiment. We implicitly confirm that the $\pi 1f_{5/2}$ single particle state is lower in energy than $\pi 2p_{3/2}$ for very neutron-rich nuclei, which corresponds to an inversion with respect to the known order at stability. Concerning the neutron orbit ordering in this region, our data may suggest a change for the 51^{st} neutron from $2d_{5/2}$ to $3s_{1/2}$. At last, some features in the even $N = 50$ isotone experimental and calculated spectra would suggest that diffusion of proton pairs plays a significant role in their structure. If so, it would be of interest to see if the inclusion of the effect of proton-pair diffusion across the $Z = 28$ shell gap could improve the calculations for the even nuclei and to see whether there is some connection with the strong $Z = 28$ proton core polarization reported in Ref. [15]. This, of course, can only be done by extending the valence space to the $1f_{7/2}$ proton orbit.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the crews of the Tandem/ALTO accelerator complex for their help during this experiment. We are indebted to B. A. Brown for providing us with the jj4b interaction prior to publication.

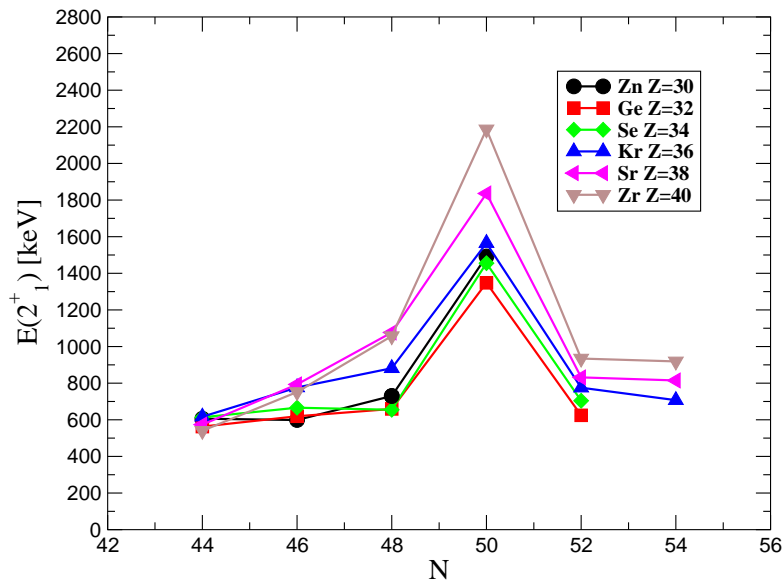
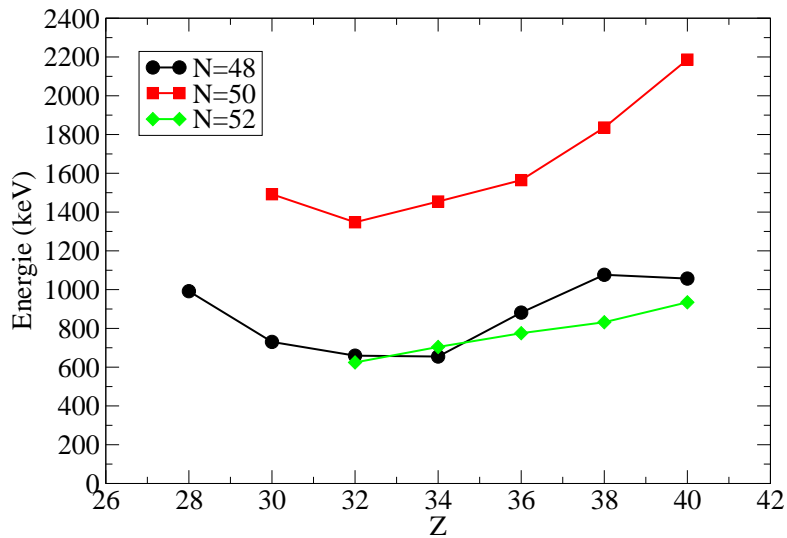
- [1] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe, and Y. Akaishi, Phys. Rev. Lett. **95**, 232502 (2005).
 [2] A. P. Zuker, Phys. Scr. **T88**, 157 (2000).
 [3] O. Sorlin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 092501 (2002).
 [4] D. Guillemaud-Mueller *et al.*, Nucl. Phys. **A246**, 37 (1984).
 [5] A. P. Zuker, Phys. Rev. Lett. **91**, 179201 (2003).
 [6] D. Sohler *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 054302 (2002).
 [7] C. M. Campbell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 112501 (2006).
 [8] R. Julin *et al.*, Eur. Phys. J. A **15**, 189 (2002), and references therein.
 [9] B. Bastin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 022503 (2007).
 [10] S. Franchoo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3100 (1998).
 [11] T. Otsuka, T. Matsuo, and D. Abe, Phys. Rev. Lett. **97**, 162501 (2006).
 [12] Y. H. Zhang *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 024301 (2004).
 [13] A. Prevost *et al.*, Eur. Phys. J. A **22**, 391 (2004).
 [14] O. Perru *et al.*, Eur. Phys. J. A **28**, 307 (2006).
 [15] J. Van de Walle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 142501 (2007).
 [16] D. Verney *et al.*, Braz. J. Phys. **34**, 979 (2004).
 [17] C. Lau *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **204**, 246 (2003); B. Roussière *et al.*, *ibid.* **194**, 151 (2002).
 [18] S. Sundell and H. L. Ravn (ISOLDE Collaboration), Nucl. Instrum. Methods B **70**, 160 (1992).
 [19] C. M. Baglin, Nucl. Data Sheets **79**, 447 (1996).
 [20] E. Caurier, shell model code ANTOINE, IReS, Strasbourg 1989–2002; E. Caurier and F. Nowacki, Acta Phys. Pol. **30**, 705 (1999).
 [21] X. Ji and B. H. Wildenthal, Phys. Rev. C **37**, 1256 (1988).
 [22] A. F. Lisetskiy, B. A. Brown, M. Horoi, and H. Grawe, Phys. Rev. C **70**, 044314 (2004).
 [23] B. A. Brown and A. F. Lisetskiy (private communication).
 [24] G. de Angelis, Nucl. Phys. **A787**, 74c (2007).
 [25] J. A. Winger, J. C. Hill, F. K. Wahn, R. L. Gill, X. Ji, and B. H. Wildenthal, Phys. Rev. C **38**, 285 (1988).
 [26] I. Talmi and I. Unna, Annu. Rev. Nucl. Sci. **10**, 353 (1960).
 [27] G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, Nucl. Phys. **A729**, 337 (2003).
 [28] J. V. Kratz *et al.*, Nucl. Phys. **A250**, 13 (1975).
 [29] P. Hoff and B. Fogelberg, Nucl. Phys. **A368**, 210 (1981).
 [30] J. S. Thomas *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 021302(R) (2005).

Etudes de $^{80}\text{Ga} \xrightarrow{\beta} ^{80}\text{Ge}$ et $^{84}\text{Ga} \xrightarrow{\beta} ^{84}\text{Ge}$: Éléments sur la collectivité quadrupolaire le long de la ligne N=50 en direction de ^{78}Ni

A Introduction

Ces recherches ont initialement été lancées dans le contexte évoqué au premier Chapitre d'une accumulation rapide de preuves expérimentales montrant une augmentation progressive de la collectivité le long de l'autre chaîne isotonique de spin-orbite, N=28, en direction de ^{42}Si . Les études des noyaux pairs-pairs de la région de N=50 proche de ^{78}Ni étaient donc motivées par l'idée de déterminer si les corrélations au-delà du champ moyen (quadrupolaire en particulier, la collectivité en général) parvenaient à vaincre l'effet de couche N=50 sphérique.

Pour se donner un aperçu rapide de la situation et introduire ce Chapitre on peut se reporter à la Fig. III.1 qui présente l'évolution de l'énergie des états 2_1^+ au passage de N=50 et la Fig. III.2 celle des lignes isotoniques N=48, 50 et 52. En ce qui concerne les limites de connaissance en direction de ^{78}Ni : l'énergie de l'état 2_1^+ de ^{84}Ge a été déterminée grâce à l'étude de la décroissance radioactive de ^{84}Ga menée à PARRNe [Leb09], sur laquelle on reviendra dans la suite de ce mémoire, et au HRBIF Oak Ridge [Gro09] ; l'état 2_1^+ de ^{80}Zn a été peuplé par excitation coulombienne pour la première fois à REX-ISOLDE [Van07, Van09] ; enfin, l'état 2_1^+ de ^{76}Ni est proposé à 992 keV, énergie d'une transition γ de la cascade de décroissance d'un isomère 8^+ peuplé par fragmentation du projectile [Maz05]. Pour se faire une idée de l'effet du gap N=50 sur la collectivité quadrupolaire de la région on peut également se reporter à la Fig. 10 de


 FIGURE III.1 – Evolution de l'énergie des états 2_1^+ au passage de $N=50$.

 FIGURE III.2 – Evolution de l'énergie des états 2_1^+ des séries isotoniques $N=48, 50$ et 52 .

[Van09] où l'on voit que l'ensemble des valeurs de $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)$ diminue en direction de $N=50$. Donc du point de vue de ces données élémentaires $N=50$ semble bien jouer un rôle de rigidification de la structure et l'histoire aurait pu s'arrêter là.

Mais il n'en fut rien. Avant la mesure de $E(2_1^+)$ de ^{80}Zn [Van07], la diminution constante des valeurs de $E(2_1^+)$ des isotones $N=50$ jusqu'à $Z=32$ avait tendance à être interprétée comme un signe avant-coureur de l'affaiblissement du gap $Z=28$. De nos jours on s'accorde sur le fait qu'il n'y pas vraiment de signe expérimental clair de cet affaiblissement et les indications viennent plutôt de la théorie (effet du terme tensoriel de l'interaction proton-neutron par le mécanisme d'Ostuka), ou d'extrapolations savantes des données expérimentales [Sor08]. La situation n'est pas si simple : j'ai participé à l'expérience d'excitation coulombienne du faisceau de ^{80}Zn et j'ai donc très tôt été surpris de la remontée de l'énergie de l'état 2_1^+ de $Z=32$ à $Z=30$ pas tant parce qu'elle indique un effet de fermeture de couche $Z=28$ (finalement plutôt attendu) mais plutôt parce qu'elle dessine un minimum local à $Z=32$. Pourquoi $Z=32$? $Z=32$ n'est pas le milieu de la couche de proton 28-40. C'était une surprise car j'étais très imprégné des travaux sur $N=49$ [Mey82] qui montraient très clairement un effet mi-couche proton pour Se ($Z=34$) c'est à dire au milieu d'une couche 28-40 ($Z=40$ est une bonne fermeture de couche connue de longue date). La deuxième chose qui m'avait frappé c'est que ce minimum des $E(2_1^+)$ coïncidait étonnement avec le minimum du gap $N=50$ que l'on peut extraire des masses (dont j'ai déjà parlé abondamment au paragraphe B.3, Ch. I). A partir de ce moment il m'a semblé clair que ce minimum du gap effectif allait de paire avec un maximum de collectivité à $Z=32$. C'est avec immense intérêt donc que j'ai accueilli les résultats des approches au-delà du champ moyen de [Ben08] semblant confirmer cette hypothèse : c'est uniquement lorsqu'on inclut les corrélations (fluctuations dynamiques autour du minimum d'énergie) que le gap corrélé présente un minimum à $Z=32$. Quelques années plus tard, Sieja et Nowacki ont montré que le gap $N=50$ tiré des énergies de liaison calculées dans le cadre du modèle en couches présente également un minimum à $Z=32$.

Il est donc important que, du point de vue expérimental, on puisse apporter des éléments permettant de caractériser cette collectivité avec deux questions connexes : y-a-t'il sur le plan microscopique un mécanisme général qui déclenche la «singularité» apparente $Z=32$ (ou est-ce un phénomène banal) ? Que va devenir cette expression de la collectivité au delà du gap $N=50$? En particulier : quel rôle pourrait jouer l'arrangement des orbitales proton et neutron dont on a discuté au Ch. II, sur le développement de la collectivité proche de ^{78}Ni .

La Fig. III.2 laisserait supposer que deux mondes se rejoignent à $N=50$. D'un côté les états 2_1^+ des isotones $N=48$ ont souvent été associés à la séquence $0^+, 2^+ \dots 8^+$ de la configuration à deux trous neutrons $(1g_{9/2})^{-2}$ même si de fait on ne retrouve pas le comportement plat attendu dans un schéma de séniorité — les calculs de modèle en couches récents montrent d'ailleurs des fonctions d'onde bien plus mélangées. L'évolution irrégulière des $E(2_1^+)$ aurait tendance à indiquer une évolution de la collectivité sensible à la sous-structure proton lorsque l'on vide la séquence d'états $2p_{1/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}$ en direction de ^{78}Ni , on est loin des grandes régularités de la région $Z=50$ par exemple.

De l'autre côté, cette évolution est régulière : les valeurs $E(2_1^+)$ sont en pente douce descendante de $Z=40$ à $Z=32$, une surprise à mes yeux car cela s'apparente beaucoup plus à un comportement en séniorité préservée, comme si les corrélations d'appariement neutron dominaient la scène, alors que l'on sait qu'il s'agit de l'orbitale $\nu 2d_{5/2}$, de j relativement faible comparé à $\nu 1g_{9/2}$: naïvement on se serait attendu au comportement inverse entre $N=48$ et $N=52$. Mais la simple considération des énergies des états 2_1^+ a évidemment ses limites. Aussi afin d'y voir un peu plus clair nous avons étudié plus particulièrement les deux isotopes de Ge encadrant $N=50$: ^{80}Ge et ^{84}Ge .

B Etude de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$

Je ne peux m'empêcher d'évoquer ici la bataille du ^{84}Ga ⁽¹⁾, cela permet d'illustrer le côté précurseur des expériences menées à PARRNe sur un cas concret. L'étude de ce noyau a donné lieu à une sorte de compétition un peu surprenante et pas vraiment équilibrée à travers l'Atlantique entre PARRNe/ALTO et HRIBF/ORNL (des invectives dans les conférences, des rapporteurs de revue partisans et des évaluateurs des données qui se délectent encore de leur évaluation animée de la masse 84). La première tentative d'observation de la décroissance de ^{84}Ga est faite à PARRNe dans le cadre de la thèse d'O. Perru, c'est-à-dire au tout début des années 2000. Les premiers résultats sont publiés comme actes de conférence [Per03], la statistique est extrêmement faible et une transition à 820 keV semble avoir un comportement en temps (dans le cycle du dérouleur) compatible avec la période de ^{84}Ga . Très vite on comprend néanmoins qu'il ne s'agit pas du bon candidat et l'on se rétracte sagement lors de la publication de [Ver04]. Dans les expériences ultérieures à PARRNe on observe un pic plus clair dans les données, à 624 keV. Au ORNL sont menées des expériences similaires et Winger *et al.* publient la bonne valeur également dans des actes de conférence [Win08], juste avant la parution des résultats de PARRNe [Leb09]. S'engage le second volet de l'épopée, car difficile de parler de collectivité avec seulement une énergie de l'état 2_1^+ , tout le monde cherche à identifier l'état 4^+ .

Malgré tous nos efforts, nous n'observons pas de coïncidence avec la transition à 624 keV dans l'expérience de [Leb08, Leb09], et c'est sur des arguments de bilan d'activité que nous proposons néanmoins une transition candidate à 1046 keV. Ce n'était pas très confortable. Je fus quelque peu malmené sur le sujet au WOG Workshop sur la physique N=50 à Leuven en 2008. La concurrence fait un tour du monde des conférences (voir par exemple [Gro09]) en clamant avoir vu une coïncidence 624 keV-765 keV, mais ne montre jamais les spectres de coïncidence. J'investivai ⁽²⁾ sur le sujet notre collègue d'Oak Ridge à la conférence EXON 2009 (Sochi, Fédération de Russie). Vexés, ils finissent par publier [Win10] et effectivement on découvre que la coïncidence ne tient qu'à un cheveu (2-3 coups d'excès de statistique). Ils assignent $J^\pi = 4^+$ à l'état ainsi formé à 1390 keV. Dès le départ il était évident pour moi que même si cette coïncidence était réelle, elle ne pouvait en aucun cas signer la transition $4^+ \rightarrow 2_1^+$. Je leur ai signalé, ils n'ont rien voulu entendre, trop contents de discuter à tort des rapports $E(4^+)/E(2^+)$ de la région.

Car en effet, grâce au travail sur le bilan des activités fait dans le cadre de [Leb08, Leb09] on s'était aperçu qu'il devait exister une très forte branche β directement vers l'état 0_{gs}^+ ainsi qu'une très forte branche β -n vers l'état $1/2^+$ de ^{83}Ge ce qui laissait supposer un spin très faible $J = 0$ ou 1 pour l'état fondamental de ^{84}Ga . Ceci est en fait parfaitement consistant avec l'ordre des états de particule individuelle proton et neutron tel que discuté au Chapitre précédent. L'état fondamental de ^{84}Ga ($Z=31$,

(1). Relativisons tout de suite, le grand Joliot lui, avait fait la bataille de l'eau lourde. On a les batailles que l'on mérite (ou le niveau baisse-t-il?).

(2). Moi : «if you have it, show it!», silence gêné, même pas un *backup slide* sur la question («too bad!»).

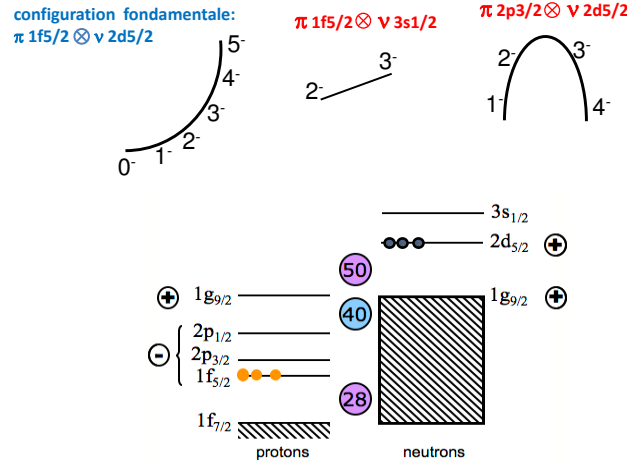


FIGURE III.3 – Allure des multiplets d'états issus des couplages proton-neutron attendus à basse énergie dans ^{84}Ga en utilisant le modèle de Paar.

($N=53$) provient en effet, a priori, de la configuration $\pi 1f_{5/2} \otimes \nu 2d_{5/2}$, qui produit un multiplet d'états $J^\pi = 0^- \dots 5^-$. Néanmoins, avec 53 neutrons le taux d'occupation de l'orbitale $\nu 2d_{5/2}$ devient plus important, $\nu_{\nu 2d_{5/2}}^2 \simeq 0.5$ et le couplage à l'état 2_1^+ du cœur ^{82}Zn , plus bas en énergie, peut devenir important également, aussi il était difficile d'appliquer directement les arguments des paraboles détaillés dans le paragraphe C.3 du Ch. II. Nous avons préféré nous cantonner à l'approche de Paar [Paa79] dans un premier temps qui donne différentes paraboles pour les différentes configuration $\pi \otimes \nu$ que l'on attend à basse énergie, elles sont représentées sur la Fig. III.3. L'état 0^- est clairement favorisé. Il est a priori bien isolé en énergie (le suivant est généré par le couplage $\pi 2p_{3/2} \otimes \nu 2d_{3/2}$ à plus haute énergie), donc peu susceptible d'être perturbé. Un état 1^- a par contre de bonne chance de se retrouver en compétition comme état fondamental car les deux états 1^- issus des configurations $\pi 1f_{5/2} \otimes \nu 2d_{5/2}$ et $\pi 2p_{3/2} \otimes \nu 1d_{5/2}$ sont susceptibles de fortement interagir, l'un des deux serait alors «poussé» vers le bas. Dans tous les cas de figure, on doit s'attendre donc à un spin très faible. Si donc une coïncidence avec la transition $2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+$ devait être observée dans la décroissance β d'un état ($0^-, 1^-$) elle n'avait aucune chance de provenir de l'état 4^+ . Mais ce n'était pas le seul argument en ma possession.

Au début des années 2000, dans le cadre de sa thèse, j'ai suggéré à O. Perru de s'intéresser aux approches de champ moyen self-consistant utilisant la force D1S de Gogny avec traitement des corrélations au delà du champ moyen par la méthode de la

coordonnée génératrice (hamiltonien de Bohr). Les calculs commençaient en effet à être développés par le groupe de Bruyères-le-Châtel et Jean Libert était dans nos murs. Les cartes de potentiels dans le plan $\beta - \gamma$ publiées dans [Leb09] (ainsi que les schémas de niveaux) étaient en fait à notre disposition très tôt, bien avant la parution de l'énorme travail de ce groupe [Hil06, Del10] dont les calculs d'O. Perru, effectués sous la houlette de J. Libert et M. Girod, étaient finalement une sorte de *teaser*. J'avais immédiatement été frappé par la mollesse vis-à-vis du degré de liberté triaxial dans cette région, en particulier de la série des isotopes du Ge. Le 2^e état excité calculé de ^{84}Ge est bien un état 2⁺.

La complexité de la structure des Ge est une très ancienne histoire orséenne, M. Vergne y a consacré un part significative de sa carrière [Ver80]. De plus, je crois que l'on ne prend tout le sens de ce qu'est une région de transition qu'en aillant fait sa thèse —comme c'est mon cas— sur les isotopes déficients en neutrons de la région du plomb et en tombant, parmi les trésors de la bibliothèque de l'IPN, sur le sommet du genre qu'est le légendaire (quasi introuvable) volume *LES NOYAUX DE TRANSITIONS : rapport sur l'état actuel des études expérimentales et théorique* [Fou71]. Or de régions de transition il s'agit bien ici : si la fermeture de couche N=50 est effective, ce seront les régions qui séparent cette fermeture où l'on trouvera des vibreur plus ou moins anharmoniques des milieux de couches proton et neutron où s'établit un régime de déformation permanente. Dans ces régions les noyaux explorent l'assymétrie γ , et ce, contrairement à certaines légendes encore malheureusement propagées de nos jours⁽³⁾, de manière dynamique et non statique⁽⁴⁾, le noyau oscillant entre la forme prolate et la forme oblate sans s'attarder sur une forme précise⁽⁵⁾. Donc du plus profond de ma culture de physicien s'était imposée à moi l'évidence écrasante et quasi viscérale que le deuxième état excité de ^{84}Ge ne pouvait être qu'un état 2₂⁺, sans doute la tête d'une (quasi-)bande γ .

La preuve a été fournie par les résultat de la première expérience à ALTO utilisant la source d'ion laser RIALTO, voir [Kol13] p. 86. Le gain apporté par l'ionisation sélective laser (≈ 120 pps de ^{84}Ga pur) a été considérable, nous avons non seulement confirmé la fameuse coïncidence 624 keV-765 keV, mais nous avons mis en évidence une transition désexcitant l'état à 1389 keV directement vers l'état fondamental, ce qui exclut définitivement une attribution 4⁺ pour cet état. L'épilogue de la bataille du ^{84}Ga s'écrit à l'heure même où je mets la dernière main à ce manuscrit. [Kol13] a été accepté pour publication le 30 septembre 2013, et je sais de source sûre que la concurrence a soumis un article sur la décroissance de $^{84,85}\text{Ga}$, sans doute déjà accepté pour publication ou sur le point de l'être⁽⁶⁾. Ce sera une affaire de quelques pages d'écart dans un prochain volume

(3). Parfois plus par ambiguïté du propos que par volonté, comme dans cette référence [Nav08] de mon distingué collègue A. Navin, à qui je réserve toujours, au cas où, un volume des *Pensées* de Pascal.

(4). Il n'existe, à ma connaissance, qu'un ou deux cas, dans toute la table des noyaux, de déformation triaxiale permanente clairement identifiée expérimentalement à basse énergie à ce jour, dont la récente et remarquable découverte du cas de ^{76}Ge [Toh13].

(5). A tel point, que dans la région de transition qui précède la fermeture de couche Z=82, le moindre blocage des corrélations par une seule particule non appariée finit par rigidifier l'ensemble de la structure vers une déformation franche, c'est le cas dans l'Iridium [Ver06].

(6). *Note added in proof* : l'article en question a été publié le 28 Octobre 2013 [Kor13].

de Phys. Rev. C. Mais chapeau bas, car malgré nos efforts, ^{85}Ga nous a échappé après trois tentatives pour l'observer, et honneur au HRIBF malheureusement fauché dans une coupe budgétaire dont seule l'administration américaine (à l'heure du *Fiscal Cliff*) semble avoir le secret ou l'audace. La suite de l'épopée sera à chercher à l'autre bout de la planète dans les résultats de la fructueuse campagne EURICA à la Radioactive Ion Beam Factory de RIKEN... en attendant SPIRAL2 Phase 2.

Je cherche toujours à comprendre l'origine microscopique qui déclenche la collectivité (et la molesse triaxiale) si proche de $N=50$, et plus particulièrement pour $Z=32$. Fort heureusement je pense, le modèle en couches, comme on l'a vu précédemment a fini par arriver, assez récemment mais avec fracas, dans la région de ^{78}Ni [Sie09, Sie10, Sie12]. Et l'étude de la collectivité dans cette région peut maintenant être abordée à travers ce modèle. Un avantage peut-être (au moins au yeux des expérimentateurs toujours plus friands de discussions de fonctions d'ondes en termes d'occupation d'orbitales sphériques et de leurs connexions mutuelles) est que dans ces conditions le lien entre la collectivité observée et la structure en particules individuelles paraît plus direct. En fait pendant longtemps il ne l'a pas été, tout simplement parce que dans le cas du modèle en couches les calculs se font dans le référentiel du laboratoire tandis que dans les techniques du champ moyen les calculs se font dans le référentiel intrinsèque. Nous avons publié récemment un article qui jette le pont entre ces deux mondes (référentiels) avec pour arrière fond la problématique de la région de transition qui sépare ^{78}Ni des pleines couches ouvertes, mettant en évidence la stabilité des prédictions concernant les manifestations de la triaxialité que l'on doit s'attendre à y trouver : voir [Sie13] p. 91.

C Etude de $^{80}_{32}\text{Ge}_{48}$

^{85}Kr		9/2+ : 3916.8 d 25 1/2- : 4.480 h 8
^{84}Br		2- : 31.0 m 8 6- : 6.0 m 2
^{83}Se		9/2+ : 22.3 m 3 1/2- : 70.1 s 4
^{82}As		(1+) : 19.5 s 5 (5-) : 13.6 s 4
^{81}Ge		(9/2+) : 7.6 s 6 (1/2+) : 7.6 s 6
^{80}Ga		
	^{78}Ni	
N=49	N=50	

Tous les isotones N=49 légers jusqu'à la vallée de stabilité présentent des isomères (voir figure ci-contre), mais Hoff et Fogelberg [Hof81] qui étaient à l'origine de la seule étude détaillée de la décroissance de ^{80}Ga n'étaient pas parvenus à identifier plusieurs composantes en temps dans les décroissances de leurs sources. Au vu des alimentations β ils proposaient un spin relativement bas $J = (3)$ comme état fondamental de ^{80}Ga . Or il s'avérait qu'un état isomérique ($T_{1/2} = 2.95(6)$ ns [Mac05]) avait été peuplé dans ^{80}Ge par échanges multi-nucléons lors de collisions inélastiques, à plusieurs reprises [Mak99, Pod04], très vite interprété comme un état 8^+ , isomère de séniorité. Le problème était que toutes les transitions de la cascade désexcitant cet état étaient bel et bien observées également dans le schéma de décroissance radioactive. L'existence d'un état isomère β de relativement grand spin, typiquement $J = 7$ dans ^{80}Ga a donc immédiatement été suspecté [Mak99]. Notre première intention était donc d'identifier cet isomère β dans le cadre du travail de thèse de B. Tastet [Tas11].

Alors que nous effectuions ces expériences, le groupe de Manchester nous contactait [Pro10] pour nous demander si nous avions effectivement la trace d'une deuxième activité β dans les sources de ^{80}Ga car ils avaient eux même des indications de la présence de deux états de longue durée de vie dans leurs données de spectroscopie laser colinéaire. Quelque temps plus tard ils publiaient [Che10-2] la découverte de deux états $J = 3$ et $J = 6$ de longue durée de vie dans ^{80}Ga (et proposaient une parité négative sur des arguments de modèle en couches). Au final, même si l'on se faisait un peu coiffer au poteau, cela a été fort utile pour la compréhension des schémas de décroissance et pour me permettre en particulier de proposer des assignations de spin et parité aux états de ^{80}Ge et ainsi de pouvoir mieux comprendre sa structure, et en particulier le type de collectivité qui s'y manifeste. J'ajoute que nous sommes parvenus non seulement à proposer une valeur de demi-vie à chacun de ces deux états mais également à séparer les deux schémas de décroissance (voir [Ver13] reporté p. 100 de ce manuscrit).

L'article [Ver13] contient en fait deux nouveautés importantes (que peut-être seuls les amateurs éclairés apprécieront car elles sont en fait assez techniques). La première est liée à la séparation des deux schémas de décroissance des deux isomères β de ^{80}Ga uniquement à partir des durées de vies apparentes des états peuplés dans ^{80}Ge : à ma connaissance c'est une première dans la littérature des études de radioactivité. La deuxième concerne l'interprétation des états du modèle en couches (calculés dans le référentiel du laboratoire) en termes de déformations intrinsèques grâce à la méthode de Kumar [Kum72]. Pour cette dernière, je ne reprends pas le formalisme ici car la

méthode est expliquées dans [Ver13] (reporté p. 100) avec un complément d'explication dans [Sie13] (reporté p. 91). L'idée de recourir à cette méthode a en fait été motivée par la souffrance que j'avais éprouvée, sur un tout autre sujet, lorsqu'il a fallu —oui, quelqu'un devait bien le faire— que j'interprète les mesures des durées de vie des états 2_1^+ des noyaux de ^{72}Zn et ^{74}Zn obtenues à LISE par la technique du dégradeur [Nii12].

Jusqu'aux mesures de [Nii12] la systématique des $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+)$ pour les isotopes de Zn riches en neutrons présentait une courbe en cloche cabossée de $N=38$ à $N=50$. Les mesures obtenues dans [Nii12] montraient pour la première fois (modulo les barres d'incertitudes néanmoins) que le sommet de la courbe en cloche se situe à $N=42$, ce qui n'est pas un milieu de couche neutron. Au premier abord tout le monde a pensé soit que la mesure n'était pas très bonne soit qu'elle n'était pas très intéressante car il aurait pu s'agir d'un caprice de la collectivité insignifiant. Mais tout le monde avait oublié, et nous l'avons judicieusement rappelé dans la publication, que dans les chaînes isotopiques voisines tant paires qu'impaires en protons (Ga, Ge, As, Se) tout indique en effet un maximum de collectivité quadrupolaire à $N=42$. Et avec une mauvaise fois certaine, certains ont laissé entendre dans la littérature suivante sur le sujet (que je ne cite pas) que nous avons donc réinventé la poudre. Ce qui n'empêche pas que personne n'explique vraiment ce maximum à $N=42$ (nous avons tenté une explication dans l'article) et qu'il était important de le mettre en évidence expérimentalement aussi pour le cas du Zn. Par ailleurs la chose tourne au paradoxe avec ce qui suit. Les valeurs des sections efficaces de diffusion coulombienne dépendent à la fois de l'élément de transition $B(E2)$ et de la réorientation du noyau (terme en Q_{2+}) tandis que la valeur τ_{2+} obtenue par la technique du dégradeur représente le terme de transition pur. La comparaison des deux donne une idée du moment quadrupolaire intrinsèque Q_{2+} de l'état 2_1^+ , même (et au delà de toutes les querelles de spécialistes autour des ingrédients du code GOSIA) grossière, cela suffit. On constate alors que l'on a un moment quadrupolaire Q_{2+} (^{72}Zn) presque nul. Stupeur générale, décidemment cette mesure serait-elle fausse, car en effet comment arguer à la fois d'un maximum de collectivité à $N=42$ et d'un moment quadrupolaire nul. La réponse est simple : le noyau est totalement mou, c'est dire qu'il s'approche de la limite de Wilets et Jean [Wil56]. En effet un noyau totalement mou passe son temps à osciller entre la forme prolate et la forme oblate et en moyenne la forme est sphérique (je ne suis pas vraiment tout à fait convaincu de ça, mais le résultat du modèle de Wilets et Jean est bien $Q_{2+} = 0$). Par contre ce type de comportement est en même temps indéniablement très collectif.

Là où les choses se compliquent est quand il s'agit d'établir un lien clair en terme de formes nucléaires et de nature de la collectivité avec les excellents résultats obtenus par les calculs de modèle en couches les plus récents : par exemple on observe bien une transition brutale à $N=42$ sur le facteur gyromagnétique expérimental g_{2+} [Fio12], parfaitement reproduite par le calcul de modèle en couches utilisant l'interaction LNPS [Len10]. De manière générale, du point de vue du modèle en couches, les ingrédients permettant de décrire cette région, les rôles importants joués par l'orbitale $\pi 1f_{7/2}$ et $\nu 2d_{5/2}$ dans la structure des isotopes riches en neutrons de Ni et Cu en particulier, sont désormais bien maîtrisés et il est dommage de ne pas en profiter. En parallèle du travail sur [Nii12] j'étais en train d'écrire [Ver13], je réalisais bien que j'avais là également un

noyau de transition à la structure apparemment complexe et probablement γ -instable.

Dans la littérature récente traitant de la collectivité que l'on a l'habitude de vouloir comprendre en termes de déformations et de mouvements intrinsèques, tout en s'appuyant sur des calculs de modèle en couches, on a assisté à d'incroyables acrobaties. En effet le lien entre référentiel du laboratoire et référentiel intrinsèque n'est clair que dans deux cas : le noyau est un rotor axial de forme rigide et on recourt aux relations bien connues de Bohr et Mottelson (voir leur monographie), ou triaxial rigide et on recourt au modèle de Davydov et Filippov [Dav58]. Et on se tortille dans la discussion autour du fait qu'il est bien possible que l'on soit dans l'un ou l'autre cas. Mais dans une région de transition on ne l'est *jamaïs*. C'est aussi pour cela que l'on a vu fleurir les rotors triaxiaux rigides un peu partout sans aucune preuve sérieuse. Conclusion, il fallait réagir, et j'avais eu la chance de tomber (autre merveille des inépuisables archives de l'IPN) sur les photocopies des cours donnés par K. Kumar au tournant des années 70 dans la région d'Orsay et Saclay.

La conclusion de [Ver13] est basée sur les contraintes supplémentaires sur les spins et parités des états de ^{80}Ge offertes par la séparation des deux schémas de décroissance de $^{80}\text{Ga}(3^-)$ et $^{80}\text{Ga}(6^-)$ que j'étais parvenu à obtenir. L'assez grande différence de spin de ces deux isomères β est ce type de chance qui rend les études de radioactivité intéressantes et uniques : de nombreux états, Yrast ou non, simple particule ou non, ont été peuplés permettant d'avoir une bonne vision globale. Ensuite, j'ai effectué des calculs de modèle en couches en utilisant les interactions JJ4B (utilisée dans [Ver07]) et JUN45 [Hon09]. Utilisant les relations de Kumar sur les éléments de matrice $E2$ évalués pour les états ainsi obtenus, j'ai pu interpréter ces états en termes de mouvements et formes intrinsèques. Enfin il fallait également s'aider des systématiques des états de la série des Ge riches en neutrons et de la série des isotones $N=48$ légers. Et la conclusion est qu'à $Z=32$, la collectivité, une fois de plus, passe par la mollesse et j'en suggère les raisons microscopiques (voir [Ver13]).

Probing nuclear structures in the vicinity of ^{78}Ni with β - and βn -decay spectroscopy of ^{84}Ga

K. Kolos,^{1,2,*} D. Verney,¹ F. Ibrahim,¹ F. Le Blanc,^{1,3} S. Franchoo,¹ K. Sieja,³ F. Nowacki,³ C. Bonnin,¹ M. Cheikh Mhamed,¹ P. V. Cuong,⁴ F. Didierjean,³ G. Duchêne,³ S. Essabaa,¹ G. Germogli,¹ L. H. Khiem,⁴ C. Lau,¹ I. Matea,^{1,5} M. Niikura,^{1,5} B. Roussière,¹ I. Stefan,¹ D. Testov,^{1,6} and J.-C. Thomas⁷

¹Institut de Physique Nucléaire, CNRS/IN2P3 and Université Paris Sud, Orsay, France

²University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA

³Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, CNRS/IN2P3 and Université de Strasbourg, Strasbourg, France

⁴Center of Nuclear Physics, Institute of Physics, Vietnam Academy of Science and Technology, Hanoi, Vietnam

⁵Department of Physics, University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

⁶Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia

⁷Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Caen, France

(Received 4 August 2013; revised manuscript received 2 September 2013; published 14 October 2013)

The decay of ^{84}Ga has been reinvestigated at the PARRNe online mass separator of the electron-driven installation ALTO at IPN Orsay. The nominal primary electron beam of $10 \mu\text{A}$ (50 MeV) on a $^{238}\text{UC}_x$ target in combination with resonant laser ionization were used for the first time at ALTO. Improved level schemes of the neutron-rich $^{83,84}\text{Ge}$ ($Z = 32$) isotopes were obtained. The experimental results are compared with the state-of-the-art shell model calculations and discussed in terms of collectivity development in the natural valence space outside the ^{78}Ni core.

DOI: [10.1103/PhysRevC.88.047301](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.047301)

PACS number(s): 23.20.Lv, 23.40.-s, 29.30.Kv, 21.60.Cs

The present study is a continuation of the previous (and to some extent pioneering) studies of $^{83,84}\text{Ga}$ decays undertaken at PARRNe (see Refs. [1–4] and references therein). Understanding the structure of the Ge ($Z = 32$) neutron-rich isotopes close to $N = 50$ is of particular interest because a local energy minimum of the correlated gap $\Delta(N = 50) = S_{2n}(N = 52) - S_{2n}(N = 50)$, as can be extracted, e.g., from the 2012 AMDC mass evaluation [5], is found exactly at $Z = 32$. This minimum seems to be associated with collective γ -soft structure in ^{80}Ge [6]. Further evidence for the survival of γ -softness close to and beyond $N = 50$ could in some way confirm the intuition of Lebois *et al.* [1] based on five-dimensional collective Hamiltonian (5DCH) calculations. Statistics were insufficient in the previous study performed at IPN Orsay [1] to unambiguously assign the second excited state in ^{84}Ge , so the assignment was made on the basis of activity balance. Direct observation of a 765.1(8) keV transition in coincidence with the $2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+$ transition at 623.9(6) keV was achieved for the first time at the ORNL Holifield Radioactive Ion Beam Facility (HRIBF) by Winger *et al.* [7] ruling out our first proposal. The authors assigned then (4_1^+) to the state at 1389.0(10) keV in ^{84}Ge .

In order to improve the ^{84}Ga ion production yield, in the present experiment the maximum electron driver beam intensity of $10 \mu\text{A}$ was used and Ga atoms were selectively photoionized using the newly commissioned ALTO laser ion source. This dramatic increase in available beam rates allowed us to obtain new experimental results from the β and βn decay of ^{84}Ga which we present in this report. A brief discussion of the results in the framework of the shell model (SM) is then proposed.

The fission fragments were produced in the interaction of the 50 MeV, $10 \mu\text{A}$ electron beam delivered on to a thick

uranium carbide target in a standard UC_x form at ALTO [8]. To allow fast fission products effusion and diffusion, the target was heated up to 2000°C . The gallium atoms were ionized with in a two-step process with the laser ion source. The performance of this laser configuration was tested with a stable ^{69}Ga sample prior to the experiment. The measured ionization efficiency of the stable gallium with the laser on was a factor of 15 higher than with the laser off (surface ionization) which approaches the result reported in [9] (0.7% and 20% for surface ionization and laser ionization, respectively). The Ga^{1+} ions were extracted at 30 keV, mass separated, and implanted on an Al-coated mylar tape surrounded with the detection setup. For the detection of γ rays we used two large-volume coaxial high-purity germanium (HPGe) detectors with resolutions of 2.3 and 2.6 keV at 1.3 MeV. These two detectors were placed in a 180° geometry close to the collection point. The total photo-peak efficiency was 2% at 1.3 MeV. The collection point on the tape was surrounded with a plastic scintillator for β tagging. The isotopes were collected on the tape in cycles of four seconds for collection and one second decay time. This arrangement maximized the accumulation of γ statistics while leaving enough decay time for very short period identification¹ and keeping the accumulation of longer lived daughter isotopes at an acceptable level.

The experimental β -gated γ -spectrum corresponding to the whole statistics of the experiment is presented in Fig. 1. All main lines present in this spectrum have half-lives determined from the experimental time spectra compatible with the known half-lives of ^{84}Ga and its β and βn daughters. The only exceptions are a few small lines (see Fig. 1), having no time structure, and which are due to random coincidence with the β detector of strong γ emissions from the decay of neutron-rich

*kkolos@utk.edu

¹The half-life of ^{84}Ga is 0.085(10) s [10].

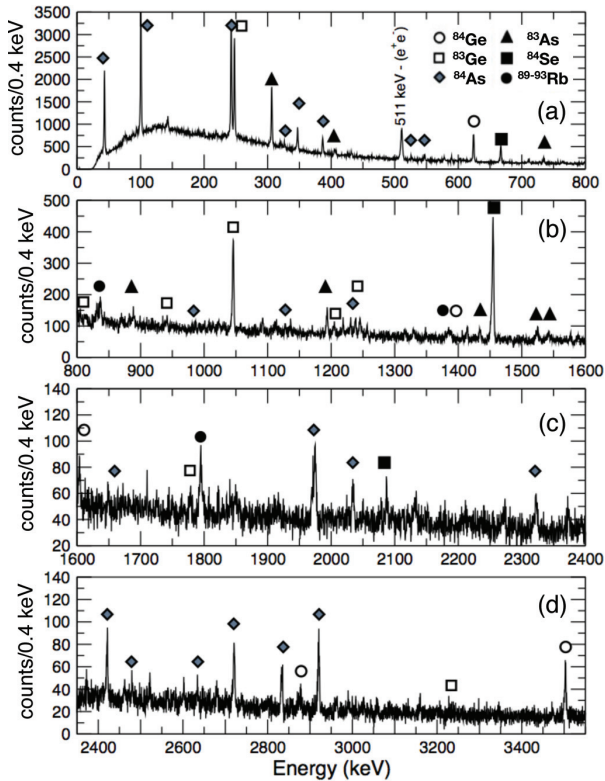


FIG. 1. (Color online) Experimental β -gated γ -ray spectrum. (a), (b), (c) and (d) represent subsequent energy ranges 0–800, 800–1600, 1600–2400, and 2400–3700 keV, respectively.

Rb isotopes accumulated upstream in the PARRNe focal plane. The γ transitions which were attributed to ^{83}Ge and ^{84}Ge based on measurements of their half-lives (obtained from the decay curve during the decay cycle) and γ - γ coincidence measurements (Fig. 2) are listed in Table I. Some of the transitions were already assigned to one of the two nuclei in Refs. [1,2,7].

For ^{84}Ge , we confirm the coincidence of the 624.2 keV γ ray with the 765.1 keV γ ray previously reported in [7]. We found two new coincidences with the 624.2 keV γ ray: 1603.9 and 2878 keV, and two transitions to the ground state of ^{84}Ge with energies 1389.3 and 3502.3 keV. With this result we propose to assign two new excited levels to the ^{84}Ge level scheme; see Fig. 3.

For ^{83}Ge , three coincidences with the γ ray of energy 247.7 keV ($1/2_1^+ \rightarrow 5/2_{gs}^+$) were found: at 798.9, 1204.9, and 1778.7 keV, and two very weak coincidences with the line at 1045.9 keV, one at 941 keV and the second at 2193 keV. Having seen the coincidence between the 247.7 and 798.9 keV transitions we confirm the existence of the excited state at 1045.9 keV (previously reported in [7]). We confirm the γ ray at 1238 keV (previously reported in [2]); no coincidence with this γ ray was found. The corresponding ^{83}Ge level scheme deduced from the ^{84}Ge βn decay is reported in Fig. 3.

The absolute branching ratios (B) to the different excited and ground state levels are evaluated from the absolute

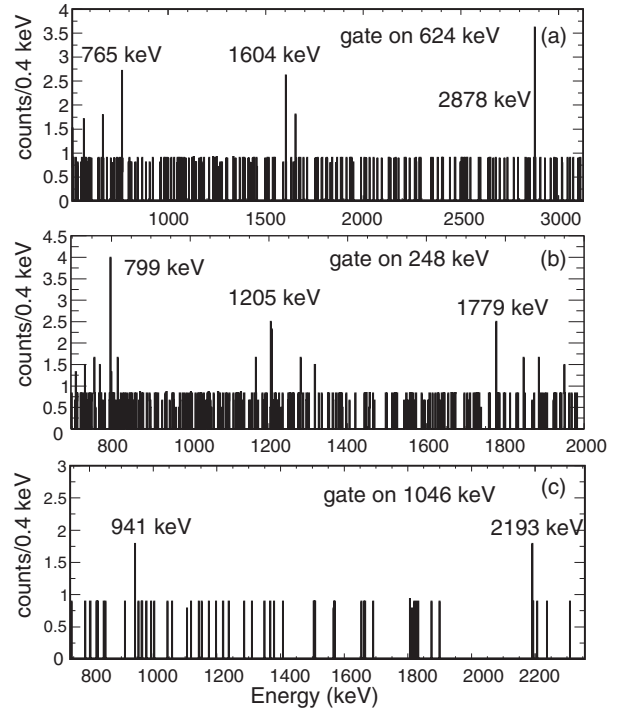


FIG. 2. Experimental β -gated γ -ray spectra represent coincidences (a) with 624 keV, (b) with 248 keV, and (c) with 1046 keV γ ray.

number of ^{84}Ga β decays and relative γ -ray intensities reported in Table I. The former was estimated, considering $B = 15.3(11)\%$ [7] to the 306.5 keV transition in ^{83}As , and considering $P_n = 74(14)\%$ from the same reference, to be $2.40(19) \times 10^6$. It amounts to an averaged ^{84}Ga production yield of ~ 120 pps. Obtained B values are reported in Table II. The $\log ft$ values were then calculated using mass values from the 2012 AMDC evaluation [5], and are reported in Table II. Those values must be considered only as the lowest possible limits as level schemes are only partial and there can be a significant amount of unobserved γ transitions. The ^{84}Ga ground state was proposed to have $J^\pi = (0^-)$ in Ref. [1] essentially because $\pi = -$ is the natural parity for an odd-odd nucleus ground state in this sector of the ^{78}Ni valence space, and because the strongest γ transition fed in the ^{84}Ga decay is from the unambiguously determined $J^\pi = 1/2_1^+$ state in ^{83}Ge [12]. However, the massive branching to both 0_{gs}^+ and $1/2_1^+$ states in ^{84}Ge and ^{83}Ge suggested in Ref. [1] is not so obvious from this higher statistics measurement. If the ^{84}Ga has certainly a very low spin, a value such as $J = 1$ cannot be excluded. Because the $\log ft$ evaluations are only lower limits here, as the parity change is inherent to the valence space (negative parity fp protons and positive parity sdg neutrons), and assuming $J = 0, 1$ for the ^{84}Ga ground state, we propose to assign $J^\pi = 0^+, 1^+, 2^+$ and $J^\pi = 1/2^+, 3/2^+, 5/2^+$ to the levels of ^{84}Ge and ^{83}Ge populated in this experiment. Taking into account further constraints from electromagnetic transition selection rules, we

TABLE I. The list of γ rays observed in the $\beta/\beta n$ decay of ^{84}Ga assigned to the deexcitation of ^{83}Ge (top) and ^{84}Ge (bottom), with intensities relative to the most intense line in ^{83}Ge , and the γ - γ coincidences. The γ rays marked with asterisks are of low statistics and their assignment is tentative.

E_γ (keV)	$I_{rel}(\%)$	γ - γ	$T_{1/2}$ (s)
247.7(3)	100(3)	798.9, 1204.9, 1778.7	0.078(9)
798.9(3)	5(1)	247.7	0.164(95)
*941.5(4)	5(1)	1045.9	
1045.9(4)	55(3)	941.5, 2193	0.085(19)
1204.9(6)	7(2)	247.7	0.112(73)
1238.4(8)	9(3)		0.110(66)
1778.7(4)	6(2)	247.7	
2026(1)	3(1)		
*2193(1)		1045.9	
3238(1)	6(2)		
624.2(2)	61(3)	765.1, 1603.9, 2878.1	0.097(17)
765.1(3)	9(3)	624.2	0.107(93)
1389.3(4)	5(4)		
1603.9(2)	10(2)	624.2	0.159(100)
2878.1(6)	13(4)	624.2	
3502(1)	36(5)		0.086(29)

propose the spin-parity assignments listed in Table II and also reported in Fig. 3.

Experimental results were compared with the theoretical calculations. We present the results of the SM calculations performed with the m -scheme code ANTOINE [13] and j -coupled scheme NATHAN [13,14] using an effective interaction with a ^{78}Ni core and a valence space composed

TABLE II. The table presents possible spin and parity assignments for the excited levels in ^{83}Ge (top) and ^{84}Ge (bottom), proposed based on their relative branching ratios and calculated $\log ft$ values.

Energy (keV)	Spin and parity J^π	B (%)	$\log ft$
0.0	$5/2^+$	<61	
247.7(3)	$1/2^+$	8.4(1.8)	
1045.9(4)	$(1/2^+, 3/2^+)$	5.2(1.1)	
1238.4(8)	$(3/2^+, 5/2^+)$	1.1(3)	
1452.7(4)	$(1/2^+, 3/2^+, 5/2^+)$	0.8(3)	
2026.4(5)	$(1/2^+, 3/2^+, 5/2^+)$	1.1(4)	
3238(1)	$(1/2^+, 3/2^+, 5/2^+)$	0.8(3)	
0.0	0^+	<29	>5.6(2)
624.2(2)	2^+	4.4(8)	6.3(1)
1389.3(4)	$(1^+, 2^+)$	1.6(5)	6.5(2)
2228.1(3)	$(0^+, 1^+, 2^+)$	1.1(3)	6.6(1)
3502.3(6)	$(1^+, 2^+)$	5.1(1.2)	5.7(1)

of $2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$ orbits for protons and $1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2}$ for neutrons. In this interaction the effective neutron-neutron and neutron-proton parts were taken from [15] while the proton-proton two-body matrix elements (TBMEs) were obtained from the JJ4B interaction [16]. The monopole part of the proton-neutron effective Hamiltonian was adjusted to ensure a correct propagation of the single-particle states between ^{79}Ni and ^{91}Zr . Taking the proton-proton part from the JJ4B interaction allows for a consistent discussion of the $Z = 32$ proton effects with results already obtained below $N = 50$ in [6]. Electromagnetic quantities were calculated using the effective charges $e_\pi = 1.6$, $e_\nu = 0.6$ [as with those effective charges we obtained the best result for $B(E2)$ for the $N = 50$ isotonic chain] and the gyromagnetic factors $g_\pi = 4.1895$, $g_\nu = -2.8695$ [14,17,18].

As the calculated level density is relatively important beyond the two phonon energy in the even-even case and close to the core-coupled multiplet centroid in the odd case, we cannot assume a one-to-one correspondence of the calculated and experimental levels in energy order. A way around this limitation is found by associating theoretical and experimental levels based on their similitude in the relative intensities of the γ transitions through which they are depopulated (we restricted the calculation here to $M1$ and $E2$ transitions). This method is limited to states which are seen to decay by two or more γ transitions and could be applied in the present case only to the 1046 and 2026 keV levels in ^{83}Ge and to the 1389 keV level in ^{84}Ge . The only theoretical counterparts having similar decay properties and calculated at less than 300 keV energy distance from the experimental value are found to be the $3/2_1^+$ and $1/2_4^+$ states for the excited level at 1046 and 2026 keV, respectively, in ^{83}Ge and for the 2_2^+ state at 1389 keV in ^{84}Ge . Results from the calculations and comparisons are provided in Table III.

The other interesting level in ^{83}Ge is the one located at 1238 keV, which was proposed by Perru *et al.* [2] as the $3/2^+$ or $5/2^+$ member of the core-particle coupling multiplet since its energy is very close to that of the 2_1^+ state of ^{82}Ge (1348 keV). The population of this state in the β decay of

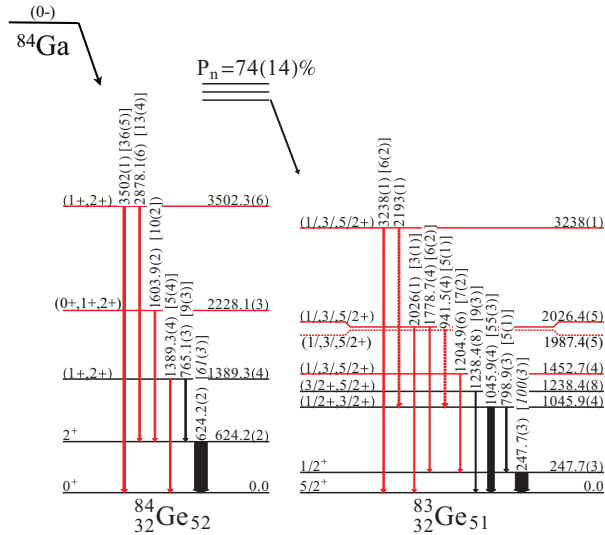


FIG. 3. (Color online) Level scheme of ^{83}Ge and ^{84}Ge populated in the $\beta/\beta n$ decay of ^{84}Ga . Relative intensities of each γ transition are normalized to the 247.7 keV transition in ^{83}Ge . The probability of neutron emission was reported in [7]. Drawn in black are previously reported transitions in ^{84}Ge [1,7] and in ^{83}Ge [2,7,11,12]. In red are the transitions assigned from this experiment.

TABLE III. The calculated reduced transition probabilities and the partial γ -ray transition probabilities for the assignment of the spin and parity of the experimental levels in ^{84}Ge and ^{83}Ge . In the last two columns theoretical and experimental ratios are compared (“t” = theory, “e” = experiment).

E_{lev_e} (keV)	Transitions E_{lev_i} (keV)	$B(M1)$ μ_N^2	$B(E2)$ $e^2\text{fm}^4$	$P_{i \rightarrow f}$ $(\frac{1}{s})$	Ratio _t (%)	Ratio _e (%)
^{84}Ge 1389	$(2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ $(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 1528	0.015	227	10.14×10^{10} 19.13×10^{10}	34 66	37 63
^{83}Ge 1046	$(\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+)$ $(\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{1}{2}_1^+)$ 1181	0.43 0.117	105 66	8.66×10^{12} 1.06×10^{12}	89 11	90 10
^{83}Ge 2026	$(\frac{1}{2}_4^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+)$ $(\frac{1}{2}_4^+ \rightarrow \frac{1}{2}_1^+)$ 2225	0.012		1.07×10^{10} 2.33×10^{12}	4 96	33 66

^{83}Ga [7] was estimated to be twice as high as that of the $1/2_1^+$ state or the state at 1046 keV, which (as we stated previously) could be the $(3/2_1^+)$ state. This could give an indication that the 1238 keV excited state has $J^\pi = 5/2^+$ and is favored over the $1/2_1^+$, $3/2_1^+$ states in the β decay from the ground state of ^{83}Ga (proposed $J^\pi = 5/2^-$). It is, in contrast, relatively unfavored in the βn decay of the ^{84}Ga ground state (proposed $J^\pi = 0^-, 1^-$) as seen from our results. Qualitatively, the fact that this state is seen experimentally to depopulate only towards the $5/2^+$ ground state is not in contradiction with its supposedly core-coupled (collective) nature. In a pure core-particle coupling scheme such a transition would amount to $5/2_2^+[2^+ \otimes vd_{5/2}] \rightarrow 5/2_1^+[0^+ \otimes vd_{5/2}]$, that is, mainly a collective core transition without single-particle contribution.

The further (theory dependent) spin-parity determination resulting from this discussion is reported in Fig. 4 along with the theoretical level schemes. The most important feature of the newly determined ^{84}Ge level scheme is the transition at 1389 keV bypassing the 2_1^+ level, which allows the definite assignment of $J^\pi = 2^+$ to the second excited state. Due to the low spin ($J = 0, 1$) of the mother state, the 4^+ state may have been fed only weakly and could not be observed. It is a longstanding prediction from the beyond-mean-field (5DCH-D1S Gogny) calculations [19–21] (values available in [22]) that the second excited state of ^{84}Ge should indeed be the 2^+ state, calculated at 1542 keV. The ^{84}Ge ground state is described as very soft against triaxiality with $\gamma_{\text{rms}} = 28^\circ$, $\delta(\gamma) = 13^\circ$ ($\beta_{\text{rms}} = 0.219$). SM calculations as described above also give the 2^+ state as the second excited state of

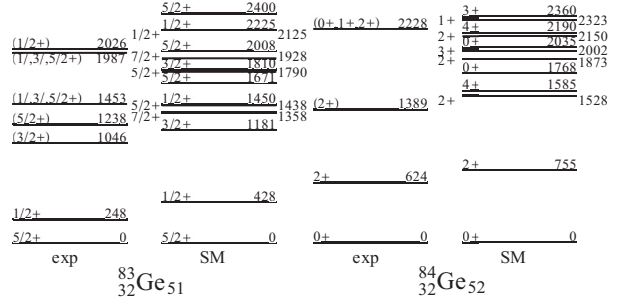


FIG. 4. Experimental low-lying spectra of (left) ^{83}Ge and (right) ^{84}Ge compared with the shell model (SM) calculations with the ^{78}Ni core and the effective interaction obtained in this work.

^{84}Ge at very similar energy: 1528 keV. By evaluating the n -body quadrupole moments in a similar way as in [6], the intrinsic parameters of the SM 0_2^+ and 2_2^+ states are $\beta_{\text{rms}} = 0.213$, $\gamma_{\text{rms}} = 23^\circ$ (strikingly similar to the 5DCH results) and $\beta_{\text{rms}} = 0.181$, $\gamma_{\text{rms}} = 28^\circ$ respectively. Inspection of the main $E2$ transitions shows that the 2_2^+ state is the band head of a quasi- γ band. Such a striking resemblance between beyond-mean-field and SM calculations is also noted in heavier Ge and Se isotopes and will be discussed in a forthcoming paper [23]. Inspection of the SM wave functions reveals a similar proton structure to the triaxial states in ^{80}Ge [6].

Concerning ^{83}Ge , the analysis of SM calculation supports the interpretation of the low lying structure in terms of core-particle coupling as proposed in [2]. The calculated ^{83}Ge ground state has a main component $0^+(f_{5/2}^4 + f_{5/2}^2 p_{3/2}^2)_{v=0} \otimes vd_{5/2}$ (v is a seniority number). The $3/2_1^+$ state associated previously to the excited level found experimentally at 1046 keV is found with its main component along with a $2^+(f_{5/2}^4 + f_{5/2}^2 p_{3/2}^2)_{v=2} \otimes vd_{5/2}$ configuration. In fact the majority of the calculated low-lying states are clearly associated with core-coupled $^{82}\text{Ge} \otimes vd_{5/2}$ configurations, with the exception of the $1/2_1^+$ state consistently described as $0_1^+ \otimes \nu s_{1/2}$.

We wish to acknowledge the technical staff of the Tandem/ALTO facility for their assistance with the experiments and for providing excellent quality radioactive beams. We thank the members of the Radiation Protection Service of the Institute of Nuclear Physics in Orsay for their help. Use of one Ge detector from the French-UK IN2P3-STFC Gamma Loan Pool is acknowledged. Two of us (P.V.C. and L.H.K.) acknowledge support from the bilateral agreement VAST-CNRS and the FV-PPL Collaboration.

- [1] M. Lebois *et al.*, *Phys. Rev. C* **80**, 044308 (2009).
- [2] O. Perru *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **28**, 307 (2006).
- [3] D. Verney *et al.*, *Braz. J. Phys.* **34**, 979 (2004).
- [4] O. Perru *et al.*, *Phys. At. Nucl.* **66**, 1421 (2003).
- [5] G. Audi *et al.*, *Chin. Phys. C* **36**, 1157 (2012).

- [6] D. Verney *et al.*, *Phys. Rev. C* **87**, 054307 (2013).
- [7] J. A. Winger *et al.*, *Phys. Rev. C* **81**, 044303 (2010).
- [8] F. Ibrahim *et al.*, *Nucl. Phys. A* **787**, 110 (2007).
- [9] U. Köster *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **15**, 255 (2002).
- [10] K.-L. Kratz *et al.*, *Z. Phys. A* **340**, 419 (1991).

BRIEF REPORTS

PHYSICAL REVIEW C **88**, 047301 (2013)

- [11] J. S. Thomas *et al.*, *Phys. Rev. C* **71**, 021302 (2005).
 [12] J. S. Thomas *et al.*, *Phys. Rev. C* **76**, 044302 (2007).
 [13] E. Caurier and F. Nowacki, *Acta Phys. Pol. B* **30**, 705 (1999).
 [14] E. Caurier, G. Martinez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, and A. Zuker, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 427 (2005).
 [15] K. Sieja, F. Nowacki, K. Langanke, and G. Martinez-Pinedo, *Phys. Rev. C* **79**, 064310 (2009).
 [16] D. Verney *et al.*, *Phys. Rev. C* **76**, 054312 (2007).
 [17] E. Caurier, A. Poves, and A. P. Zuker, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1517 (1995).
 [18] P. Von Neumann-Cosel *et al.*, *Phys. Lett. B* **443**, 1 (1998).
 [19] O. Perru, Ph.D. thesis, Université Paris-Sud 11, 2004 (unpublished).
 [20] J. Libert (private communication).
 [21] J.-P. Delaroche, M. Girod, J. Libert, H. Goutte, S. Hilaire, S. Peru, N. Pillet, and G. F. Bertsch, *Phys. Rev. C* **81**, 014303 (2010).
 [22] S. Hilaire and M. Girod, http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire_eng.htm.
 [23] K. Sieja, T. R. Rodríguez, K. Kolos, and D. Verney, *Phys. Rev. C* **88**, 034327 (2013).

Laboratory versus intrinsic description of nonaxial nuclei above doubly magic ^{78}Ni

 K. Sieja,¹ T. R. Rodríguez,² K. Kolos,^{3,4} and D. Verney³
¹*Université de Strasbourg, IPHC, CNRS, UMR7178, 67037 Strasbourg, France*
²*Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, Schlossgartenstr. 2, D-64289 Darmstadt, Germany*
³*Institut de Physique Nucléaire, CNRS/IN2P3 and Université Paris Sud, Orsay, France*
⁴*University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA*

(Received 2 August 2013; revised manuscript received 28 August 2013; published 30 September 2013)

We study the development of collectivity in neutron rich nuclei in the close vicinity of ^{78}Ni . We report on the large scale shell model calculations in the $N = 52\text{--}54$ even-even nuclei with $Z = 30\text{--}36$. We predict maximum of triaxiality in ^{86}Ge and explain this phenomenon on the basis of a pseudo-SU(3) symmetry interpretation. For the cases where signs for nonaxial shapes appear, we perform the triaxial Gogny calculations with particle number and angular momentum projections. The comparison of results obtained in the laboratory and intrinsic frames provides a comprehensive and complete picture of nuclear deformation in this region.

 DOI: [10.1103/PhysRevC.88.034327](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.034327)

PACS number(s): 21.60.Cs, 21.60.Jz, 23.20.Lv, 21.10.–k

I. INTRODUCTION

The study of collective behavior of deformed nuclei is a classical problem in nuclear physics. Mean-field descriptions in the intrinsic frame are perfectly suited for such studies, as they take advantage of the spontaneous breaking of rotational symmetry. The price to pay for the gain in the physical insight is the loss of angular momentum as a good quantum number. On the contrary, in the nuclear shell model defined in the laboratory frame, angular momentum is conserved but the physical insight associated with the existence of the intrinsic state is lost. However, in the cases of well-deformed nuclei, such as ^{24}Mg or ^{48}Cr , the collective properties in shell model can be traced back to the validity of the Elliott's SU(3) symmetry, for which the relationship between the intrinsic and laboratory frame descriptions is well understood.

The region of neutron-rich nuclei above the $N = 50$ shell closure appears particularly interesting for the study of the quadrupole properties. From the shell model point of view, the nuclei above ^{78}Ni can be described in a model space comprising neutron ($2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$, $1h_{11/2}$) and proton ($1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$) orbitals. These two sets of orbits contain those connected by a strong quadrupole interaction and can form the pseudo-SU(3) blocks. Approaching the SU(3) limit would require a degeneracy or a close proximity of the orbitals of interest. From the shell model extrapolations it appears that at least the $2d_{5/2}$ and $3s_{1/2}$ are degenerate in ^{78}Ni [1] and that proton $1f_{5/2}$ and $2p_{3/2}$ orbits cross around $Z = 28$ with the filling of the $g_{9/2}$ neutron orbital [2]. Thus, while ^{78}Ni itself is predicted to be closed shell nucleus in the shell model picture [3], as soon as few protons and neutrons are added the deformation can set up quickly. Mean-field, Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) calculations with Gogny forces [4], revealed a possibility of shape mixing in this region and indicate a non-negligible role of the nonaxial degrees of freedom in ground states of these nuclei. Nevertheless, beyond-mean field calculations are needed to provide spectroscopic information to be compared with the experimental data and with other theoretical approaches. In particular, the recently

developed full triaxial angular momentum restoration and shape mixing with Skyrme [5], relativistic mean-field [6], and Gogny [7] energy density functionals are the perfect tools to study these collective phenomena all over the nuclear chart.

The experimental studies in the region around ^{78}Ni has been also intense in the recent years. While it is still difficult to study the structure of ^{78}Ni itself at currently existing facilities, the knowledge of the light $N = 50\text{--}54$ even-even isotones has been extended down to $Z = 30$ for $N = 50$ [8], $Z = 32$ for $N = 52$ [9,10], and $Z = 34$ for $N = 54$ [11]. In particular, the first possible signs of deformation at $N = 52$ have been reported in Ref. [9], where the excited levels of ^{84}Ge have been observed. The comparison with five-dimensional collective Hamiltonian (5DCH) calculations [12] pointed to a certain softness of this nucleus. The detailed spectroscopy of ^{80}Ge clearly reveals the existence of γ -soft collective structures at $N = 48$ [13]. The question that arises now is to understand whether this behavior is maintained after the $N = 50$ shell closure, in the natural valence space above the ^{78}Ni core, and why. Recently, the first observation of excited levels of ^{87}Se ($N = 53$) has been achieved [14]. The adjacent shell model interpretation in such a valence space has suggested the increased collectivity of this nucleus to be responsible for the observed level ordering.

In this work we perform a shell model study of even-even $N = 52\text{--}54$ isotopes with $Z = 30\text{--}36$ and we focus on the quadrupole properties of these nuclei as seen in the laboratory system. We interpret our results using the limits of the Elliott's SU(3) symmetry in its pseudo-SU(3) variant. In the selected cases, where signs of deformation and triaxiality are present in the shell model framework, we also perform symmetry conserved configuration mixing (SCCM)-Gogny calculations. Our work is organized as follows. First we discuss details of the shell model calculations in Sec. II A and we analyze the limits of the quadrupole deformation of considered systems in a pseudo-SU(3) symmetry model in Sec. II B. We outline the SCCM-Gogny approach with particle number and angular momentum projections in Sec. II C. In Sec. III we gather the quadrupole properties obtained in microscopic shell model

calculations for the ensemble of considered nuclei and then we discuss in more detail selected cases, in comparison with the results of the SCCM-Gogny approach. Finally, we collect our main conclusions in Sec. IV.

II. THEORETICAL FRAMEWORK

A. Shell model: Valence space and interaction

The shell model calculations presented in this work has been achieved in a model space $\pi(1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2})$ and $\nu(2d_{5/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1g_{7/2}, 1h_{11/2})$ outside the ^{78}Ni core, which we name $\pi r3g - \nu r4h$ (following notation of Ref. [15]). The effective interaction used in this model space has been established and described in Ref. [1]. It contains a fit from Ref. [16] in its proton-proton part, the neutron-neutron interaction called GCN5082 [17–19] and the proton-neutron realistic G -matrix constrained in its monopole part to reproduce the shell evolution between ^{91}Zr and ^{101}Sn . It has been originally conceived to study the zirconium isotopes but it appeared also quite successful for the description of low lying and isomeric states in lighter Z nuclei [20–23]. Recently it has been applied to the study of the yrast excitations in $N = 52$ nuclei from $Z = 30$ to $Z = 44$ and in particular, to the evolution of the $4^+ - 6^+$ splitting in these systems. The latter appeared to be reproduced in a great detail in the present shell model approach, confirming its validity also in the closer vicinity of ^{78}Ni [24]. Also a study of $N = 53$ isotones has been achieved within the same framework [14], where shell model has been successful in interpreting the low energy levels systematics and in particular, the descending trend of the $3/2^+$ state between ^{93}Zr and ^{87}Se . A development of deformation in the proton midshell has been suggested to cause the observed ordering of levels in ^{87}Se .

In this work we consider even-even systems having two to six protons and two to four neutrons in the valence space, i.e., the $N = 52, 54$ isotones with $Z = 30-36$. The m -scheme dimensions for these nuclei do not exceed 2×10^8 . Full space diagonalizations of such systems using the m -scheme shell model code ANTOINE [25] are not computationally intense at all and can be performed on a laptop.

In the calculations of quadrupole moments and transition rates, we have used an enhanced polarization charge of $0.7e$, as suggested previously in Ref. [1] for this model space. This allows us, in particular, to account for the missing proton excitations from the $f_{7/2}$ orbital to the rest of the shell, crucial in nuclei around $Z = 28$, $N = 50$ [2], and thus to match better the measured $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ values of $N = 50$ nuclei: ^{80}Zn and ^{86}Kr . The enhanced neutron polarization charge can account for the missing excitations from the $g_{9/2}$ orbital.

To provide some more insight on the intrinsic shape associated to the calculated shell model states, the $E2$ matrix elements were analyzed following the same method which is applied in multiple Coulomb excitation formalism. For this purpose we use the model independent n -body quadrupole moments introduced in Ref. [26] in a similar way as was already done in Ref. [13]. For the sake of clarity we shall remind here the expressions for the two-body and three-body quadrupole moments of a given state $s \equiv (s, I_s, \Pi_s)$

(as calculated here from shell model results):

$$p_s^{(2)} = (2I_s + 1)^{-1} \sum_r M_{sr}^2 = \frac{5(I_s + 1)(2I_s + 3)}{16\pi I_s(2I_s - 1)} Q_{\text{spec}}^2(s) + \sum_{r \neq s} B(E2; s \rightarrow r), \quad (1)$$

where M_{sr} are the reduced $E2$ matrix elements,

$$p_s^{(3)} = -\sqrt{5}(2I_s + 1)^{-1}(-1)^{2I_s} \times \sum_{rt} \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 2 \\ I_s & I_r & I_t \end{Bmatrix} M_{sr} M_{rt} M_{ts}, \quad (2)$$

where r and t are the intermediate (shell model here) states connected by $E2$ transitions to the state s considered and M_{ij} are the $E2$ reduced matrix elements between states s , r , and t . These are completely general and model independent measures of the the intrinsic axial deformation and asymmetry, being related to parameters of an equivalent ellipsoid having the same $p_s^{(2)}$ and $p_s^{(3)}$ moments by:

- (i) for the intrinsic quadrupole moment $Q_{\text{int}}(s)$ (from which the axial deformation parameter $\beta(s)$ is extracted):

$$Q_{\text{int}}(s) = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} p_s^{(2)}, \quad (3)$$

- (ii) for the asymmetry angle $\gamma(s)$:

$$\cos 3\gamma(s) = -\sqrt{7/2} p_s^{(3)} (p_s^{(2)})^{-3/2}. \quad (4)$$

B. Pseudo SU(3) model analysis of quadrupole moments

The quadrupole properties of nuclei contained in the valence space $\pi r3g - \nu r4h$ can be anticipated by looking into the limits of the pure pseudo-SU(3) symmetry first proposed by Arima [27] and applied, e.g., in Refs. [1, 15, 18]. In this work we investigate the nuclei for which the essential features should be described within the $pf_{5/2}$ orbits on the proton side and $dg_{7/2s_{1/2}}$ on the neutron side, thus we can consider having pseudo-SU(3) blocks for protons (pseudo- sd) and for neutrons (pseudo- pf). The quadrupole properties of the Nilsson-like orbitals of a pseudo-SU(3) in a shell with principal quantum number $n + 1$ are the same as those of the SU(3) orbits with principal quantum number n , for which the intrinsic quadrupole moment is given by [15]:

$$q_0(n, \chi, k) = -(2n - 3\chi)b^2, \quad (5)$$

where χ can take integer values between 0 and n , $k = \pm(\frac{1}{2}, \dots, \frac{1}{2} + \chi)$, and b is the harmonic oscillator length parameter. The total intrinsic quadrupole moment Q_0 is obtained as a sum of all the contributions from the valence particles with corresponding effective charges. In this scheme the energy is proportional to Q_0^2 thus the orbits are filled starting from $\chi = 0$ or $\chi = n$ in a way which maximizes the absolute value of the intrinsic quadrupole moment.

Let us start with two or four neutrons occupying the pseudo- pf orbits. Two neutrons maximize the quadrupole deformation when they occupy the lowest $\chi = 0$ orbital with $k = 1/2$ and

$k = -1/2$, leading to the total $K = \sum k = 0$. Four neutrons can be distributed in several degenerate configurations:

$$\begin{aligned} &(\chi = 0, k = \pm 1/2)^2(\chi = 1, k = \pm 1/2)^2, \\ &(\chi = 0, k = \pm 1/2)^2(\chi = 1, k = \pm 3/2)^2, \\ &(\chi = 0, k = \pm 1/2)^2(\chi = 1, k = \pm 1/2)^1(\chi = 1, k = \pm 3/2)^1, \end{aligned}$$

which means a possibility of $K = 0$ and $K = 2$. Even a small mixing of $K = 0$ and $K = 2$ would lead to triaxiality: such a mixing is impossible in a pure pseudo-SU(3) limit but may appear in realistic shell model calculations.

Moving to the proton side, we need to consider two, four, six, or eight valence protons in the pseudo- sd block, which will correspond to Zn, Ge, Se, and Kr nuclei in our model space. The two valence protons of Zn maximize the quadrupole moment when they occupy both the lowest $\chi = 0$ orbital (total $K = 0$). The situation of Ge becomes more complex as the four valence protons can adopt several degenerate configurations:

$$\begin{aligned} &(\chi = 0, k = \pm 1/2)^2(\chi = 1, k = \pm 1/2)^2, \\ &(\chi = 0, k = \pm 1/2)^2(\chi = 1, k = \pm 3/2)^2, \\ &(\chi = 0, k = \pm 1/2)^2(\chi = 1, k = \pm 1/2)^1(\chi = 1, k = \pm 3/2)^1, \end{aligned}$$

leading to possible $K = 0$ and $K = 2$. The same analysis in Se (six particles) gives a possibility of two degenerate cases with $K = 0$ having the same Q_0 values, but with opposite signs:

$$\begin{aligned} &(\chi = 0, k = \pm 1/2)^2(\chi = 1, k = \pm 1/2)^2(\chi = 1, k = \pm 3/2)^2, \\ &(\chi = 2, k = \pm 1/2)^2(\chi = 2, k = \pm 3/2)^2(\chi = 2, k = \pm 5/2)^2. \end{aligned}$$

Similarly, eight particles (Kr) can be redistributed in several degenerate configurations, again with $K = 0, 2$.

The values of total intrinsic quadrupole moments and corresponding $B(E2)$ values obtained in the pseudo-SU(3) limit [using Eq. (10)] are summarized in Table I. The polarization charge of $0.7e$ is used in the pseudo-SU(3) model to make comparisons with SM calculations straightforward.

The major conclusions from the pseudo-SU(3) model analysis are the following: The degenerate configurations with $K = 0$ and $K = 2$ can be obtained for four and eight protons and for four neutrons in the valence space. Thus one may expect some triaxiality in realistic calculations and in experiment, reaching its maximum in ^{86}Ge . The largest axial deformation is predicted for six protons and four neutrons in the valence space (^{88}Se).

TABLE I. Predictions of the pseudo-SU(3) symmetry limit for the values of intrinsic quadrupole moments (in $e\text{fm}^2$) and $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ transition values (in $e^2\text{fm}^4$) in the studied nuclei.

Nucleus	Q_0	$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$	Nucleus	Q_0	$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$
^{82}Zn	114	258	^{84}Zn	135	362
^{84}Ge	131	342	^{86}Ge	151	454
^{86}Se	148	436	^{88}Se	168	561
^{88}Kr	117	272	^{90}Kr	137	373

TABLE II. Properties of the yrast band of $N = 52$ isotones [energies in MeV, quadrupole moments in $e\text{fm}^2$, $B(E2)$ in $e^2\text{fm}^4$]. The calculations are done in the $\pi r3g\text{-}\nu r4h$ model space with $1.7e$ and $0.7e$ effective charges for protons and neutrons, respectively.

Z	J	E^*	$B(E2; J \rightarrow J-2)$	Q_{spec}	Q_0 from $B(E2)$	Q_0 from Q_{spec}	β
30	2^+	0.88	169	-14	92	48	
	4^+	1.50	127	-24	67	66	
	6^+	3.17	182	-40	77	100	
32	2^+	0.75	371	-27	136	93	
	4^+	1.56	364	-37	113	101	
	6^+	3.03	455	-27	120	67	
34	2^+	0.70	436	-37	148	129	0.19
	4^+	1.41	439	-46.5	124	128	0.17
	6^+	2.76	607	-55	139	136	0.19
36	2^+	0.88	329	6.5	129	23	
	4^+	1.66	207	-31	85	86	
	6^+	3.24	95	14	55	35	

C. Details of symmetry conserving configuration mixing-Gogny calculations

In this section we describe briefly the beyond mean-field method used in this work. In this approach, we use the generator coordinate method (GCM) to define the many-body wave functions [28]. Hence, we consider linear combinations of states with different intrinsic quadrupole deformations, axial and triaxial [5,7]:

$$|JM; NZ; \sigma\rangle = \sum_{\beta, \gamma, K} f_{\beta, \gamma, K}^{J, NZ, \sigma} |JMK; NZ; \beta\gamma\rangle, \quad (6)$$

where N, Z, J, M, K are the number of neutrons and protons, the total angular momentum and the angular momentum component on the z axes of the laboratory and fixed frames, respectively. The quadrupole deformation is parametrized by the (β, γ) coordinates and the states $|JMK; NZ; \beta\gamma\rangle$ are found by performing particle number and angular momentum

TABLE III. Properties of the yrast band of $N = 54$ isotones [energies in MeV, quadrupole moments in $e\text{fm}^2$, $B(E2)$ in $e^2\text{fm}^4$].

Z	J	E^*	$B(E2; J \rightarrow J-2)$	Q_{spec}	Q_0 from $B(E2)$	Q_0 from Q_{spec}	β
30	2^+	0.80	193	-26	98	91	
	4^+	1.50	93	3.5	57	10	
	6^+	2.83	139	-52	67	131	
32	2^+	0.65	465	-40	153	140	0.21
	4^+	1.75	628	-40	149	110	0.19
	6^+	3.26	659	-33	145	82	0.17
34	2^+	0.67	568	-48	169	168	0.23
	4^+	1.94	714	-54	158	148	0.21
	6^+	3.58	466	-55	122	137	0.18
36	2^+	0.80	386	-24	139	84	
	4^+	1.75	201	20	84	55	
	6^+	3.15	447	48	119	121	

TABLE IV. Excited bands of selected $N = 52$ isotones [energies in MeV, quadrupole moments in efm^2 , $B(E2)$ in e^2fm^4].

Z	J	E^*	$B(E2; J \rightarrow J-1)$	Q_{spec}
30	2_2^+	1.86		0.7
	3^+	2.46	23	-20
	4_2^+	2.43	10	-32
	5^+	3.11	40	-19
32	2_2^+	1.54		26
	3^+	2.12	639	-4
	4_2^+	2.31	366	-22
	5^+	2.96	200	-28
34	2_2^+	1.64		5
	3^+	2.25	523	-10
	4_2^+	2.71	27	-38
	5^+	3.50	118	-30
36	2_2^+	1.72		-5
	3^+	2.52	214	-10
	4_2^+	2.28	11	55
	5^+	3.17	108	-9

projection of HFB wave functions $|\Phi(\beta, \gamma)\rangle$:

$$|JMK; NZ; \beta\gamma\rangle = P_{MK}^J P^N P^Z |\Phi(\beta, \gamma)\rangle. \quad (7)$$

Here, P_{MK}^J , P^N , and P^Z are the operators that project onto good angular momentum and number of particles, respectively [28]. The HFB wave functions are found by minimizing the particle number projected HFB energy (PN-VAP method [29]) using constraints on the quadrupole degrees of freedom to produce a set of states with the desired deformation. In this work we use for each nucleus a mesh of 72 states with deformations ranges as follows: ($\beta \in [0.0, 0.8]$, $\gamma \in [0^\circ, 60^\circ]$). In addition, the HFB wave functions preserve time-reversal and spatial parity symmetries (only positive parity states can be described) and are expanded in a spherical harmonic

 TABLE V. Excited bands of selected $N = 54$ isotones [energies in MeV, quadrupole moments in efm^2 , $B(E2)$ in e^2fm^4].

Z	J	E^*	$B(E2; J \rightarrow J-1)$	Q_{spec}
30	2_2^+	1.43		21
	3^+	1.94	132	-1
	4_2^+	1.93	0.5	-20
	5^+	2.81	1.4	-8
32	2_2^+	1.39		39
	3^+	1.79	747	-0.7
	4_2^+	2.34	214	3.5
	5^+	2.91	77	-28
34	2_2^+	2.03		39
	3^+	2.41	583	-6
	4_2^+	2.53	26	39
	5^+	3.31	234	-25
36	2_2^+	1.35		27
	3^+	1.87	540	1.0
	4_2^+	2.25	44	14
	5^+	3.0	5	11

oscillator basis including nine major oscillator shells. Finally, the minimization of the energy computed with the GCM states given in Eq. (6) is equivalent to solving the Hill-Wheeler-Griffin (HWG) equations:

$$\sum_{\beta'_2, \gamma', K'} (\mathcal{H}_{\beta, \gamma, K; \beta'_2, \gamma', K'}^{J; NZ} - E^{J; NZ; \sigma} \mathcal{N}_{\beta, \gamma, K; \beta'_2, \gamma', K'}^{J; NZ}) f_{\beta'_2, \gamma', K'}^{J; NZ; \sigma} = 0, \quad (8)$$

where $\mathcal{H}_{\beta, \gamma, K; \beta'_2, \gamma', K'}^{J; NZ}$ and $\mathcal{N}_{\beta, \gamma, K; \beta'_2, \gamma', K'}^{J; NZ}$ are the energy and norm overlap kernels, respectively. From the solution of the HWG equations we obtain directly the energy spectrum $E^{J; NZ; \sigma}$ ($\sigma = 1, 2, 3, \dots$) and the coefficients needed to compute expectation values and electromagnetic transitions among the different states. The number of integration points both in gauge and Euler angles for particle number and angular momentum projection, the size of the harmonic oscillator basis, as well as the number of mesh points in the triaxial plane are chosen to ensure the convergence in the expectation values, transition rates and collective wave functions computed in this work. Further details about the performance of the method can be found in Ref. [7]. The main differences with the 5DCH method [12] are: i) exact GCM calculations without gaussian overlap approximation (GOA) are performed, ii) exact symmetry restoration (particle number and angular momentum) is accomplished, iii) the set of intrinsic HFB wave functions is found in the PN-VAP method instead of using a plain HFB. The computations within SCCM approach are time consuming and take approximately twenty days for each nucleus on a cluster with 150 CPUs. Therefore, this method has been used only in the analysis of ^{86}Ge and ^{88}Se , where the role played by the triaxial degree of freedom is expected to be most relevant.

III. RESULTS

A. Deformation properties of $N = 52-54$ isotones in the laboratory picture

We start the discussion with the results obtained in the shell model framework. In Tables II and III we collect the properties of the investigated systems which characterize quadrupole properties of the yrast bands: energies, $B(E2)$ values, and spectroscopic quadrupole moments Q_{spec} . We derive the intrinsic quadrupole moments Q_0 from the spectroscopic ones using the well known relations:

$$Q_0 = \frac{(J+1)(2J+3)}{3K^2 - J(J+1)} Q_{\text{spec}}(J), \quad K \neq 1 \quad (9)$$

and

$$B(E2; J \rightarrow J-2) = \frac{5}{16\pi} e^2 \frac{(J+1)(J+2)}{(2J+3)(2J+5)} Q_0^2, \quad (10)$$

for $K \neq 1/2, 1$.

Let us also remind, that a γ band ($K=2$), apart of a characteristic level sequence, has $Q(2_\gamma^+) = -Q(2_2^+)$ and $Q(3^+) \sim 0$. In the Davidov-Filipov model [30] the amount of the triaxiality is derived from the ratio:

$$\frac{B(E2; 2_\gamma^+ \rightarrow 2_2^+)}{B(E2; 2_\gamma^+ \rightarrow 0_2^+)}, \quad (11)$$

TABLE VI. Intrinsic shape parameters of the shell model states.

(Yrast)	State	Q_0	β	γ (deg.)	$Q_0(\text{SU3})$	Q_0^{rot}	β^{rot}
^{86}Ge	$0_{\text{g.s.}}^+$	165	0.238	12	151	—	—
	2_1^+	161	0.232	8	153/140	0.21	
	4_1^+	152	0.218	12	149/110	0.19	
	6_1^+	118	0.172	10	145/82	0.17	
^{88}Se	$0_{\text{g.s.}}^+$	174	0.250	9	168	—	—
	2_1^+	169	0.243	12	169/168	0.23	
	4_1^+	159	0.229	15	158/148	0.21	
	6_1^+	118	0.173	14	122/137	0.18	
(Excited)	State	Q_0	β	γ (deg.)			
^{86}Ge	2_2^+	152	0.219	28			
	3_1^+	148	0.213	32			
	4_2^+	116	0.169	41			
	5_1^+	105	0.154	33			
^{88}Se	2_2^+	152	0.219	35			
	3_1^+	143	0.207	36			
	4_2^+	114	0.166	40			
	5_1^+	100	0.146	36			

where y subscript denotes the yrast states. In Tables IV and V we collect the quantities characterizing the excited bands in several nuclei.

As can be seen, the yrast bands of $N = 52$ zinc, germanium and krypton miss the characteristic features of deformed bands: The inequality of quadrupole moments derived from spectroscopic moments and from transition values assuming $K = 0$, as well as the visible variation of the derived quantities with spin, do not allow us to associate the intrinsic deformation parameter to this band. This situation gets different in selenium, where the features of ground state deformation are present. The results are compatible with a deformed intrinsic state with nearly constant quadrupole moment $Q_0 \sim 130 \text{ efm}^2$, corresponding to $\beta \sim 0.19$ for ^{86}Se . The SM results confirm the analytic pseudo-SU(3) model predictions that the maximum of deformation is obtained with six protons in the model space, thus in ^{86}Se for $N = 52$. Also qualitative agreement between the pseudo-SU(3) and realistic SM quadrupole moments is reasonable.

From Table III one has clear evidence for sizable deformation of Ge and Se at $N = 54$. The full calculation of the intrinsic shape parameters using the n -body quadrupole operators was done for the yrast $0_{\text{g.s.}}^+, 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+$ sequence and for the excited band $2_2^+, 3_1^+, 4_2^+, 5_1^+$. The results are summarized in Table VI and compared to the pseudo-SU(3) predictions and results from the simpler axial rotor analysis of Table III. These two bands, with their main $E2$ connections, are also displayed in Fig. 1(a) and 1(b).

Concerning the yrast sequence, a very nice agreement is found for the results obtained with the three different methods. This means that the collectivity originates mainly from the global rotation of the shape, with the triaxial degree of freedom playing only a marginal role. But this collective axial feature stops already at 6^+ both in ^{86}Ge and ^{88}Se , showing that the axial collectivity is not yet fully established and that those nuclei mark the beginning of full shell collectivity or the

end of a transitional region. All three methods consistently depict ^{88}Se as more collective than ^{86}Ge which is expected, as ^{88}Se is closer to the proton mid shell. The ground state axial deformation parameter β in particular is stronger in ^{88}Se than in ^{86}Ge . The second part of Table VI contains the results for the nonyrast sequence built on top of the 2_2^+ state. The asymmetry angles of all states considered are close to 30° , this band is clearly characteristic of a triaxial structure and the comparison with the SU(3) or axial rotor limit cannot help. Nor can the comparison with the Davidov and Filipov model as the calculation of the higher order n -body quadrupole moments rather reveals γ instability than

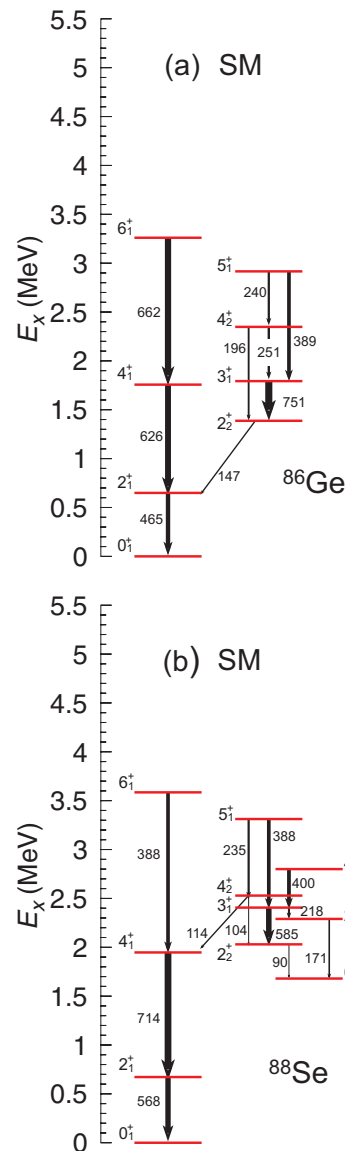


FIG. 1. (Color online) Excitation energies (in keV) and highest reduced transition rates $B(E2)$ (in $e^2\text{fm}^4$) for (a) ^{86}Ge and (b) ^{88}Se , calculated in the shell model framework.

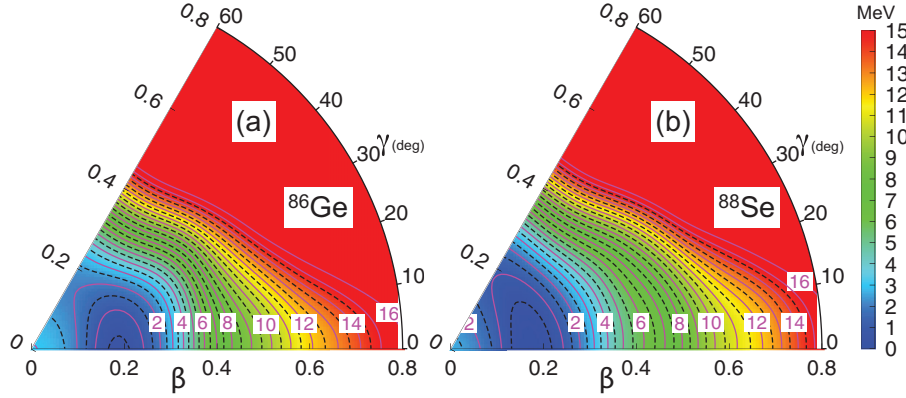


FIG. 2. (Color online) Potential energy surfaces in the particle number variation after projection (PN-VAP) approach along the (β, γ) plane for (a) ^{86}Ge and (b) ^{88}Se nuclei calculated with the Gogny DIS interaction.

permanently triaxially deformed, rotating shape. The axial parameters of the states forming this sequence are practically the same between the two nuclei, the difference comes from the asymmetry angle, higher in the case of ^{88}Se than in ^{86}Ge . One can consider that the triaxiality revealed by this band is maximum in ^{86}Ge while ^{88}Se is already leaning towards oblateness. A fact which, rather unexpectedly, is consistent with the SCCM results as will be shown in the following paragraph.

B. Intrinsic description of triaxial deformation

We now analyze the results obtained with the SCCM method described in Sec. II C for ^{86}Ge and ^{88}Se ($N = 54$) nuclei. To have an insight into the role of the intrinsic deformation in these isotopes we represent in Fig. 2 the potential energy surfaces (PES) along the triaxial (β, γ) plane in the PN-VAP approach. Here we observe that both nuclei have rather similar PES, with absolute minima at axial prolate deformations $\beta \sim 0.15\text{--}0.20$ and a quite flat region between $\beta \in [0.0, 0.3]$, $\gamma \in [0^\circ, 60^\circ]$. In addition, ^{88}Se shows a slightly more pronounced γ softness than ^{86}Ge , where the prolate minimum is better defined. This kind of soft potentials suggests that configuration mixing effects can play a key role in understanding the spectra for these nuclei. Hence, we now describe the results obtained by performing shape mixing calculations with particle number and angular momentum restored states. In Fig. 3 we represent the excitation energies and reduced transition probabilities $B(E2)$ for ^{86}Ge [Fig. 3(a)] and ^{88}Se [Fig. 3(b)]. The states are sorted by connecting the different levels with the ones with the larger values of the $B(E2)$. On the one hand, we obtain for both nuclei ground state (g.s.) bands with the sequence of angular momentum $0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+$, which in principle indicates the presence of rotational bands. The mean value of the intrinsic third component of the angular momentum is mainly $K = 0$ for all the states belonging to these bands as we show in Table VII and VIII. The $r_{42} = E(4_1^+)/E(2_1^+)$ ratios ($r_{42} = 2.7$ and 2.6 for ^{86}Ge and ^{88}Se , respectively) for these states do not support the existence of

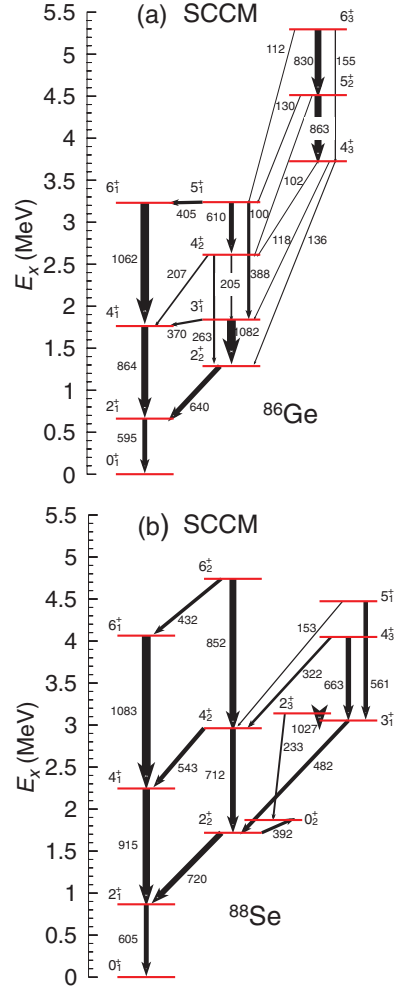


FIG. 3. (Color online) Excitation energies (in MeV) and highest reduced transition probabilities $B(E2)$ (in $e^2\text{fm}^4$) for (a) ^{86}Ge and (b) ^{88}Se calculated with the Gogny DIS interaction.

TABLE VII. Excitation energies (in MeV), spectroscopic quadrupole moments (in efm^2) and distribution of the intrinsic quantum number K of the states for g.s., first, and second excited bands in ^{86}Ge .

	0_1^+	2_1^+	4_1^+	6_1^+	2_2^+	3_1^+	4_2^+	4_3^+	5_2^+
$E(J_\sigma^+)$	0.000	0.661	1.763	3.230	1.286	1.840	2.612	3.725	4.512
$Q_{\text{spec}}(J_\sigma^+)$	0.000	-26.691	-19.165	-17.057	27.182	0.000	-57.542	77.500	30.497
$K = 0$	1.000	0.858	0.695	0.561	0.222	0.000	0.261	0.166	0.000
$ K = 2$	0.000	0.142	0.289	0.401	0.778	1.000	0.563	0.149	0.189
$ K = 4$	0.000	0.000	0.016	0.036	0.000	0.000	0.176	0.685	0.811

well-deformed axial rotational bands in these cases. However, the ratios of $4^+/2^+$ energies, strongly dependent on the pairing interaction in nuclei, are hardly indicative for the rotational structures in lighter, even well deformed nuclei. For example, the experimental $E(4^+)/E(2^+)$ value in ^{20}Ne is 2.6, in ^{24}Mg 3.01 and 2.47 in ^{48}Cr , which is also far from the rotational limit value of 3.3. In Fig. 5 we thus represent the ratio of the spectroscopic quadrupole moments $Q_{\text{spec}}(J)/Q_{2^+}$. The 2^+ states vary for each band, and for the ground state bands we see a distinctive deviation from the rotational limit. The main difference between the two isotones is however found in the first and second excited bands. For ^{86}Ge we obtain a $2_2^+, 3_1^+, 4_2^+, 5_1^+$ band (predominantly $K = 2$) strongly connected to the g.s. band and another one with the sequence $4_3^+, 5_2^+, 6_3^+$ (mostly $K = 4$) with smaller $B(E2)$ values both towards the g.s. and first excited bands. On the other hand, ^{88}Se presents a much more mixed band structure as we see in Fig. 3(b). In this case, we find the state 2_2^+ at a slightly lower excitation energy than the 0_2^+ and with a large $B(E2)$ between them. These two states together with $4_2^+, 6_2^+$ develop a $K = 0$ band strongly connected to the g.s. band. In addition, we have also a predominantly $K = 2$ band ($3_1^+, 2_3^+, 4_3^+, 5_1^+$) with a small admixture of $K = 0$ components that is also connected to the first excited band.

To shed light on the shape structure of these states we represent in Fig. 4 the collective wave functions for the band-head states described above. The rest of the states belonging to the same band have a similar distribution. The maxima in the probabilities are found at ($\beta \sim 0.2, \gamma = 0^\circ$), ($\beta \sim 0.25, \gamma = 15^\circ$), and ($\beta \sim 0.25, \gamma = 18^\circ$) for ^{86}Ge and at ($\beta \sim 0.2, \gamma = 0^\circ$), ($\beta \sim 0.25, \gamma = 60^\circ$), and ($\beta \sim 0.2, \gamma = 28^\circ$) for ^{88}Se . We observe that in most of the states represented in Fig. 4 the probability is distributed in a range of deformations ($\beta \in [0.10, 0.35], \gamma \in [0^\circ, 60^\circ]$) showing that the triaxial degree of freedom plays an important role, specially for the states in the first and second excited bands. Finally, we notice that the

ground state of ^{88}Se is slightly more spherical than the g.s. of ^{86}Ge , consistently having a larger $E(2_1^+)$ (see Fig. 3).

C. Comparison of SM and SCCM calculations for ^{86}Ge and ^{88}Se

The comparison of calculated spectra and transition rates in shell model and beyond mean-field frameworks is done based on results shown in Figs. 1(a) and 3(a) for ^{86}Ge and Figs. 1(b) and 3(b) for ^{88}Se . The comparison of deformation properties in both models is shown in Fig. 5, where the ratios of spectroscopic moments are plotted and compared to those of the rotational limit.

For ^{86}Ge , an excellent agreement between the two models is found for predicted excitation energies. They agree in the two calculations within several keV for the yrast band and within 300 keV for the first excited band. Both models are as well consistent in their description of the relative magnitudes of the intraband transitions. However, shell model predicts two rather disconnected bands: the $B(E2)$ values between the first excited and the ground state band are severely quenched with respect to intraband transitions, except of the $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ one, which is the only plotted in the Fig. 1(a). In the SCCM calculations the out-band transitions are closer in magnitude to the intraband ones.

One should note that the absolute magnitude of transition rates is overall much stronger in the SCCM calculations than in the shell model. It appears that SCCM overshoots the transition rate in the neighboring $N = 50$ ^{86}Kr nucleus, where the experimental data is available: $336 e^2fm^4$ is calculated against the experimental value of $244(20) e^2fm^4$. Nonetheless, the trends of excitation energies and transition rates along the Kr chain in the known region are correctly reproduced in SCCM calculations. Shell model $B(E2)$ values for $N = 50$ are much closer to experimental ones: we obtain $121 e^2fm^4$ for ^{80}Zn and $262 e^2fm^4$ for ^{86}Kr , while the experimental values are $146(18) e^2fm^4$ and $244(20) e^2fm^4$, respectively. The good

 TABLE VIII. Same as Table VII but in ^{88}Se .

	0_1^+	2_1^+	4_1^+	6_1^+	0_2^+	2_2^+	4_2^+	2_3^+	3_1^+
$E(J_\sigma^+)$	0.000	0.866	2.245	4.740	1.869	1.717	2.962	3.139	3.054
$Q_{\text{spec}}(J_\sigma^+)$	0.000	-22.730	-19.789	-0.261	0.000	25.374	9.750	-36.351	0.000
$K = 0$	1.000	0.941	0.888	0.771	1.000	0.728	0.853	0.393	0.000
$ K = 2$	0.000	0.059	0.099	0.200	0.000	0.272	0.090	0.607	1.000
$ K = 4$	0.000	0.000	0.013	0.026	0.000	0.000	0.057	0.000	0.000

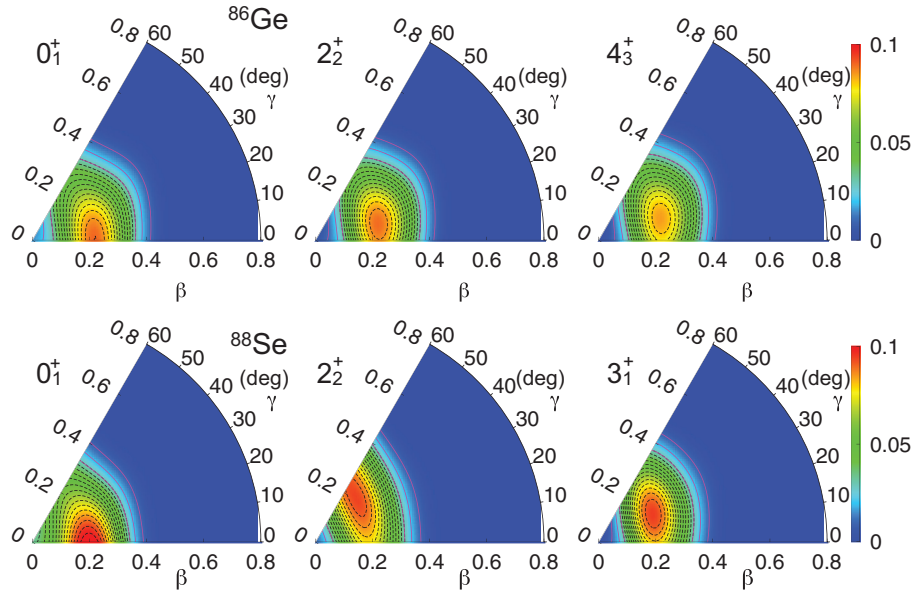


FIG. 4. (Color online) Collective wave functions for the band-head states of Fig. 3 in the (β, γ) plane. Upper and lower panels correspond to ^{86}Ge and ^{88}Se .

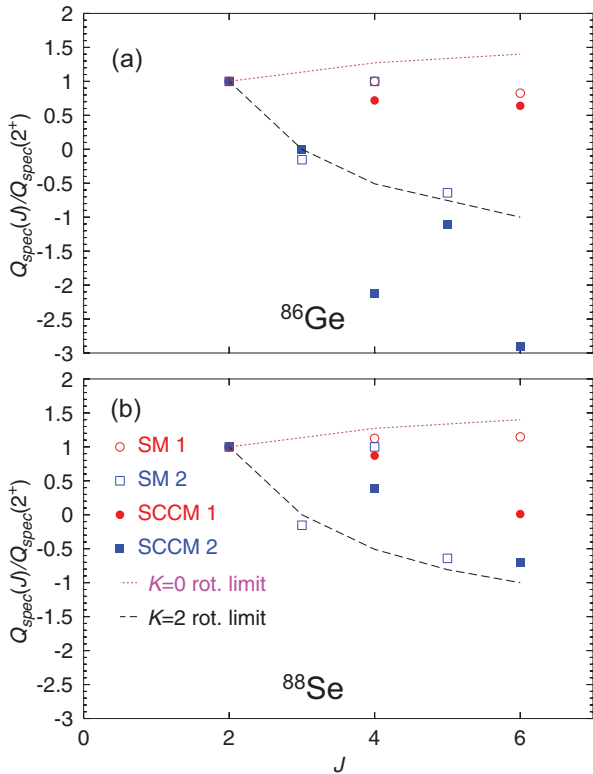


FIG. 5. (Color online) Spectroscopic quadrupole moments normalized to the value $Q_{\text{spec}}(2_1^+)$ (g.s. band, bullets) and $Q_{\text{spec}}(2_2^+)$ (first excited band, boxes) for (a) ^{86}Ge and (b) ^{88}Se . In lines, the rotor limit for $K = 0$ (dotted) and $K = 2$ (dashed) are given.

agreement is however expected since the effective charges in SM have been chosen so to reproduce the transition rates in the neighboring Zr isotones [1].

In spite of considerable differences in the absolute magnitude of $B(E2)$ values, it is conspicuous that both models predict the largest $B(E2)$ value between the first 3^+ and the second excited 2^+ states in ^{86}Ge . The level sequence and transition rates obtained in both models suggest that ^{86}Ge can be non-axially deformed. Other characteristic features common to triaxial nuclei appear in both calculations for ^{86}Ge : the Q_{spec} values of the first 2^+ and the second 2^+ have the same value but the opposite sign and $Q_{\text{spec}}(3^+) \sim 0$ (see Tables III, V, VII).

In ^{88}Se , shell model predicts more deformed structure with a lower lying 2^+ state than SCCM, though the difference is of only 200 keV. A possible experimental candidate for 2^+ state is located at 886 keV according to Ref. [31], SMMC appears thus to be closer to the measurement. However, recently a different value (651 keV) of 2^+ energy in ^{88}Se has been reported [32], which agrees perfectly with the shell model prediction and points to a stronger deformation of this nucleus than obtained in the SCCM model. The remaining yrast levels and the excited bands are located much higher in energy in SMMC calculations than in SM. Both models predict a much more complicated band structure in this nucleus. As previously, transition rates between the yrast and excited bands are relatively small in shell model, while SCCM calculations predict considerable transitions between them.

The major difference in the two models concerns the degree of deformation of both nuclei. While the SCCM calculation find ^{88}Se more spherical than ^{86}Ge , the shell model predicts a larger spectroscopic moment in Se than in Ge, which follows

the pseudo-SU(3) scheme. It can be clearly seen in Fig. 5 that shell model results follow more closely the rotational limit for the ground state and excited bands in both ^{86}Ge and ^{88}Se than the SCCM ones. Interestingly, SCCM supports shell model findings that the triaxiality is more important in ^{86}Ge and ^{88}Se and both models predict much a lower $B(E2; 3^+ \rightarrow 2_2^+)$ value in ^{88}Se . In addition, both models also agree that the $K = 2$ bands do not continue to the second excited 4^+ state in ^{86}Ge and ^{88}Se nuclei.

IV. CONCLUSIONS

We have analyzed the quadrupole properties of neutron rich nuclei, just above the $N = 50$ shell closure. We have employed the algebraic pseudo-SU(3) model, shell model framework with empirically adjusted interactions in a $\pi r3g - \nu r4h$ model space outside the ^{78}Ni core and finally, the particle and angular momentum symmetry conserving beyond-mean field calculations with Gogny forces. The pseudo-SU(3) and shell model results appear to be in a good qualitative and quantitative agreement. Both models predict the signs of deformation in Se and Ge nuclei with four neutrons above

the $N = 50$ shell closure. The beyond mean-field calculations agree well with the shell model ones in their predictions of energy levels and band structures of ^{86}Ge . The models used in this work consistently indicate that a maximum of triaxiality can appear in ^{86}Ge , where a low lying 3^+ level connected by a strong transition to the 2_2^+ should be observed. However, some discrepancies are found in the two approaches for ^{88}Se , where shell model calculation envisage stronger deformation effects than SCCM calculations. Further theoretical efforts are required to understand their origin. It is now a challenge for future experiments to verify the degree of collectivity around the $N = 50$ shell closure and whether the triaxiality can indeed develop in the nuclei just above the magic ^{78}Ni .

ACKNOWLEDGMENTS

T.R.R. acknowledges support from BMBF-Verbundforschungsprojekt no. 06DA7047I and Helmholtz International Center for FAIR program. K.S. and T.R.R. acknowledge the support from the French-German IN2P3-GSI 10-63 collaboration agreement.

-
- [1] K. Sieja, F. Nowacki, K. Langanke, and G. Martinez-Pinedo, *Phys. Rev. C* **79**, 064310 (2009).
 - [2] K. Sieja and F. Nowacki, *Phys. Rev. C* **81**, 061303(R) (2010).
 - [3] K. Sieja and F. Nowacki, *Phys. Rev. C* **85**, 051301(R) (2012).
 - [4] <http://www-phynu.cea.fr/>.
 - [5] M. Bender and P.-H. Heenen, *Phys. Rev. C* **78**, 024309 (2008).
 - [6] J. M. Yao, H. Mei, H. Chen, J. Meng, P. Ring, and D. Vretenar, *Phys. Rev. C* **83**, 014308 (2011).
 - [7] T. R. Rodríguez and J. L. Egido, *Phys. Rev. C* **81**, 064323 (2010).
 - [8] J. Van de Walle *et al.*, *Phys. Rev. C* **79**, 014309 (2009).
 - [9] M. Lebois, D. Verney, F. Ibrahim, S. Essabaa, F. Azaiez, M. C. Mhamed, E. Cottureau, P. V. Cuong, M. Ferraton, K. Flanagan *et al.*, *Phys. Rev. C* **80**, 044308 (2009).
 - [10] J. A. Winger *et al.*, *Phys. Rev. C* **81**, 044303 (2010).
 - [11] E. F. Jones, P. M. Gore, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, J. K. Hwang, A. P. deLima, S. J. Zhu, C. J. Beyer, Y. X. Luo, W. C. Ma *et al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 017301 (2006).
 - [12] J. P. Delaroche, M. Girod, J. Libert, H. Goutte, S. Hilaire, S. Péru, N. Pillet, and G. F. Bertsch, *Phys. Rev. C* **81**, 014303 (2010).
 - [13] D. Verney, B. Tastet, K. Kolos, F. Le Blanc, F. Ibrahim, M. Cheikh Mhamed, E. Cottureau, P. V. Cuong, F. Didierjean, G. Duchêne *et al.*, *Phys. Rev. C* **87**, 054307 (2013).
 - [14] T. Rzača-Urban *et al.*, *Phys. Rev. C* **88**, 034302 (2013).
 - [15] E. Caurier, G. Martinez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, and A. P. Zuker, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 427 (2005).
 - [16] A. F. Lisetskiy, B. A. Brown, M. Horoi, and H. Grawe, *Phys. Rev. C* **70**, 044314 (2004).
 - [17] A. Gniady, E. Caurier, F. Nowacki, and A. Poves (unpublished).
 - [18] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, and K. Sieja, *Phys. Rev. C* **82**, 064304 (2010).
 - [19] K. Sieja, G. Martinez-Pinedo, L. Coquard, and N. Pietralla, *Phys. Rev. C* **80**, 054311 (2009).
 - [20] W. Urban *et al.*, *Phys. Rev. C* **79**, 044304 (2009).
 - [21] T. Rzača-Urban, K. Sieja, W. Urban, F. Nowacki, J. L. Durell, A. G. Smith, and I. Ahmad, *Phys. Rev. C* **79**, 024319 (2009).
 - [22] W. Urban, K. Sieja, G. S. Simpson, T. Soldner, T. Rzača-Urban, A. Złomaniec, I. Tsekhanovich, J. A. Dare, A. G. Smith, J. L. Durell *et al.*, *Phys. Rev. C* **85**, 014329 (2012).
 - [23] G. S. Simpson, W. Urban, K. Sieja, J. A. Dare, J. Jolie, A. Linneman, R. Orlandi, A. Scherillo, A. G. Smith, T. Soldner *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 024302 (2010).
 - [24] M. Czerwinski *et al.*, *Phys. Rev. C* (to be published).
 - [25] E. Caurier and F. Nowacki, *Acta Phys. Pol. B* **30**, 705 (1999).
 - [26] K. Kumar, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 249 (1972).
 - [27] A. Arima, M. Harvey, and K. Shimizu, *Phys. Lett. B* **30**, 517 (1969).
 - [28] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer-Verlag, Berlin, 1980).
 - [29] M. Anguiano, J. Egido, and L. Robledo, *Phys. Lett. B* **545**, 62 (2002).
 - [30] A. Davydov and G. Filippov, *Nucl. Phys.* **8**, 237 (1958).
 - [31] <http://www.nndc.bnl.gov/>.
 - [32] J. Pereira, presented at the April Meeting of the American Physical Society, Denver, Colorado, US, April 2013.

Structure of ^{80}Ge revealed by the β decay of isomeric states in ^{80}Ga : Triaxiality in the vicinity of ^{78}Ni

 D. Verney,^{1,*} B. Tastet,¹ K. Kolos,¹ F. Le Blanc,¹ F. Ibrahim,¹ M. Cheikh Mhamed,¹ E. Cottureau,¹ P. V. Cuong,² F. Didierjean,³ G. Duchêne,³ S. Essabaa,¹ M. Ferraton,¹ S. Franchoo,¹ L. H. Khiem,² C. Lau,¹ J.-F. Le Du,¹ I. Matea,¹ B. Mougnot,¹ M. Niikura,^{1,†} B. Roussière,¹ I. Stefan,¹ D. Testov,^{1,4} and J.-C. Thomas⁵
¹*Institut de Physique Nucléaire, CNRS/IN2P3 and Université Paris Sud, Orsay, France*
²*Center for Nuclear Physics, Institute of Physics, Vietnam Academy of Science and Technology, Hanoi, Vietnam*
³*Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, CNRS/IN2P3 and Université de Strasbourg, Strasbourg, France*
⁴*Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*
⁵*Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Caen, France*

(Received 5 March 2013; revised manuscript received 19 April 2013; published 9 May 2013)

The decays of two long-lived low-lying isomeric states of ^{80}Ga were studied at the PARRNe mass separator of the ALTO ISOL facility. Over the 75 γ rays previously attributed to the ^{80}Ga decay, the decay time of 67 individual β -delayed γ activities were measured. This allowed the determination of the decay time of these two recently reported long-lived—actually β -decaying—states as well as to partially disentangle the two decay schemes. Thanks to the relatively high spin difference between these two ^{80}Ga isomers spin assignments of the daughter ^{80}Ge states could be further constrained rendering the comparison with calculations easier. From this comparison it appears that the suspected maximum of collectivity at $Z = 32$ along the $N = 50$ line should express itself through the coexistence of spherical and collective γ -soft structures.

 DOI: [10.1103/PhysRevC.87.054307](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.87.054307)

PACS number(s): 21.60.Cs, 23.20.Lv, 23.40.-s, 27.50.+e

I. INTRODUCTION

The present study of the γ -ray deexcitation following the β decay of ^{80}Ga is part of a systematic study of the decays of surface ionized neutron-rich Ga isotopes in the vicinity of the $N = 50$ shell closure undertaken at the ALTO ISOL facility of the Institute of Nuclear Physics (IPN), Orsay. The structure of the Ge nuclei close to $N = 50$ is of high interest as it is now well established that the effective $N = 50$ gap undergoes a local minimum at $Z = 32$ thanks to the remarkable extension of precise mass measurements to this hard-to-reach region [1,2]. While the spherical $N = 50$ shell gap apparently persists, this minimum can be associated to a maximum of quadrupole coherence, or collectivity in general, as can be inferred from both beyond mean field [3] and shell model [4] treatments. ^{80}Ge having only two neutron holes with respect to the $N = 50$ closure should exhibit interesting features susceptible to help in characterizing the nature of this collectivity. Detailed γ spectroscopy following ^{80}Ga β decay is covered only by the comprehensive study of Hoff and Fogelberg [5]. All the absolute γ -ray intensities as well as branching ratios reported in the evaluation [6] originate from this work. The authors proposed a spin (3) for the ^{80}Ga ground state (g.s.) for which $T_{1/2} = 1.676(14)$ s was adopted [6]. It was underlined in Ref. [5] that, contrary to what could be expected from the systematics of $Z < 38$ $N = 49$ odd-odd isotones which all exhibit isomerism, no evidence for the existence of a second β -decaying state in ^{80}Ga could be found. Later on a $466 - 1235 - 1083 - 659$ keV cascade attributed to the deexcitation of a high spin level populated in deep-inelastic

collisions was reported [7] and confirmed in a later similar experiment [8]. This cascade was interpreted as $E2$ transitions deexciting the $8^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+_{\text{g.s.}}$ states in ^{80}Ge . All transitions being also observed in the ^{80}Ga β decay, the possible existence of a second β -decaying state of high spin in ^{80}Ga , typically (7^-), was then suspected [7]. The proposed (8^+) isomeric state lies at 3445.11 keV in the ^{80}Ge level scheme, its half-life has been precisely determined using fast-timing techniques to be $T_{1/2} = 2.95(6)$ ns [9] which makes it a good candidate for a seniority isomer of two-hole $(1g_{9/2})^{-2}$ single particle origin. During our investigation of the β decays of neutron-rich Ga isotopes at ALTO, preliminary results on ^{80}Ga studied in a collinear laser spectroscopy experiment performed at ISOLDE were brought to our attention by the Manchester group [10]. These results were published soon after [11] and showed unambiguously the existence of two long-lived states assigned $J = 3$ and $J = 6$ (a negative parity was assigned to those states based on shell model arguments). We felt that it could be of some interest to check if the two identified long-lived states of ^{80}Ga were actually β -decaying, to determine their half-lives (Sec. III) and also to propose two separate decay schemes for $^{80(\text{ls})}\text{Ga}$ (lower spin: $J = 3$ according to [11]) and $^{80(\text{hs})}\text{Ga}$ (higher spin: $J = 6$ according to [11]) (Sec. IV). New insights on the spin-parity assignment of some of the known excited states of ^{80}Ge can be inferred from the large spin difference of the mother states. A discussion about the collectivity of ^{80}Ge will be proposed in Sec. V.

II. EXPERIMENTAL PROCEDURE

^{80}Ga sources were obtained as mass separated fission products created in the interaction of the 50-MeV electron primary beam with a thick UC_x target at the PARRNe mass separator operating on-line to the ALTO ISOL installation at the Institute of Nuclear Physics (IPN), Orsay. The ion production method

*verney@ipno.in2p3.fr

[†]Present address: Department of Physics, University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan.

and experimental setup were basically identical to those described in Ref. [13] where additional details can be found. We mention here only the main differences with respect to that previous experiment. The primary electron beam average intensity in the present experiment was $5 \mu\text{A}$ which amounts to approximately $\gtrsim 10^{10}$ fissions/s, in order of magnitude, inside the target container [14]. As in our previous experiment a tungsten tube was used to selectively ionize Ga, but the temperature of the tube was limited here to $\simeq 2000^\circ\text{C}$, which is 10% lower than in the previous experiment. In such target ion-source conditions an effective yield of 9.4×10^3 $^{80}\text{Ga}^{1+}$ ions per second was available at the collection point of the tape station. The other main difference with respect to our previous experiment was that the shielding of the mass separator was completed and the Rb activities coming from upstream parts of the beam line were significantly suppressed. The γ -detection system consisted of one tapered coaxial HPGe detector of the EUROGAM Phase1 type with a resolution of 2.3 keV at 1.3 MeV and one small EXOGAM CLOVER detector [15] from the prototype series (100% relative efficiency) with a typical resolution for the central signal of a single crystal of 2.0 keV at 1.3 MeV. The global photopeak efficiency at 1.3 MeV was 1.4%. The cycling of the tape motion was set to a 3-s grow in to reach approximately 75% of the equilibrium activity, followed by a 9-s decay (beam off), which corresponds to approximately 5.5 times the ^{80}Ga half-life in order to allow reasonable half-life measurements while not losing too much beam time. Data were taken with the mass-separator set on $A = 80$ during 3.3 h, so that a total number of 1.04×10^7 of β events were recorded. Figure 1 shows the total statistics for this run which amounts to 800 tape cycles. As can be seen in this figure the spectrum is quite clean and the activity is by far dominated by the decay of ^{80}Ga .

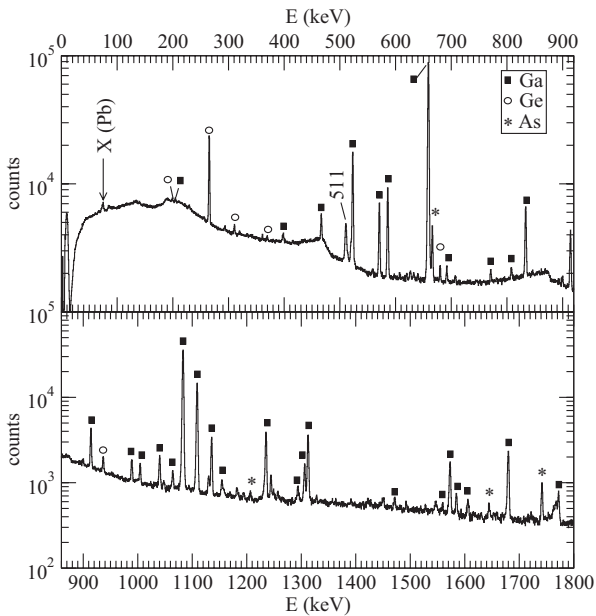


FIG. 1. β -gated γ spectrum recorded at mass 80 in the 0–1800 keV energy range.

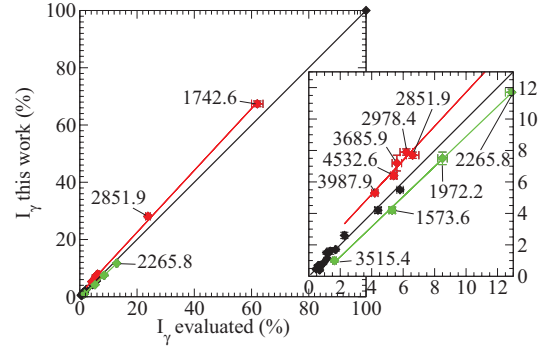


FIG. 2. (Color online) Relative γ intensities for transitions in ^{80}Ge observed in this experiment (vertical axis) vs. relative γ intensities from the evaluation [6] (horizontal axis). Symbols are in red (above diagonal) or green (below diagonal) for γ activity in clear (more than 2σ) excess or deficit, respectively, of the $^{80a+80b}\text{Ga}$ source obtained in the present experiment from photofission of ^{238}U with respect to the compiled values. The last ones originate from the ^{235}U thermal neutron induced fission data of Ref. [5]. Lines are drawn only to guide the eye. Numbers close to the symbols correspond to the excitation energy, in keV, of the ^{80}Ge states from which the γ -emission originates.

Figure 2 shows the relative intensities of the β -delayed γ rays emitted by the $^{80a+80b}\text{Ga}$ source, as measured in this experiment, as a function of the evaluated values [6]. At first sight the isomeric ratio in our experiment and the one of Hoff and Fogelberg [5] appear to remain of the same order of magnitude, though the fission process and fissioning system were different [$^{238}\text{U}(\gamma, n_f, f)$ vs. $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ in the latter]. Only a massive suppression of one of the two populations in the ion source could lead to a clear systematic deviation from the tabulated values. However some scattering around $X = Y$ is indeed observed and values cluster in three distinct groups. Most of the weakest transitions, especially those with $I_\gamma \lesssim 2\%$ cluster along the $X = Y$ line, partly because of lack of sensitivity of our system but also because the decay schemes of the two precursors ^{80a}Ga and ^{80b}Ga are quite fragmented and interlinked. Yet one sees clearly a group corresponding to an excess in γ activity with respect to the observations of Hoff and Fogelberg (and the evaluated table), and one with weaker intensity. Both groups deviate from the evaluated I_γ values by more than 2σ . In Fig. 2 are also reported the excitation energies of the γ -emitting state in the ^{80}Ge daughter nucleus. As will be seen in Sec. IV, all states showing a γ activity in excess are populated by the longer-lived isomer of ^{80}Ga and all those showing a γ activity in deficit by the shorter-lived isomer of ^{80}Ga (1972.2 keV is an exception and is probably simultaneously fed in both decays as explained later).

III. SEARCH FOR THE DIFFERENT ACTIVITIES

We could systematically determine the characteristic half-life of the activity of 67 of the β -delayed γ rays over the 75 originally attributed to the decay of ^{80}Ga by Hoff and Fogelberg. The average half-life of the whole observed γ activity is 1.71(2) s, a bit larger than the adopted value of

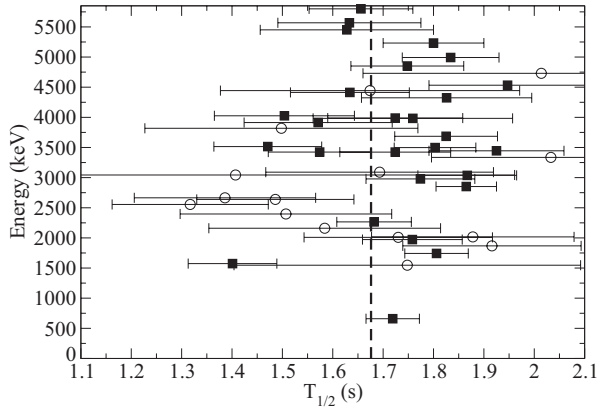


FIG. 3. Measured apparent half-life of the levels of ^{80}Ge (squares) and transitions not placed in the level scheme (circles). The adopted value $T_{1/2} = 1.676$ s [6] is represented by the dashed line.

$T_{1/2} = 1.676(14)$ s [6]. We note that $T_{1/2} = 1.697(11)$ s was proposed in a previous evaluation of $A = 80$ [17]. An apparent half-life for a given excited state in ^{80}Ge can be determined from the observed time behavior of the different γ -transitions through which it decays. For n γ transitions depopulating a given state, its apparent half-life can be obtained as the weighted average [16]:

$$\bar{T}_{1/2} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{T_{1/2}(\gamma_i)}{[\Delta T_{1/2}(\gamma_i)]^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{[\Delta T_{1/2}(\gamma_i)]^2}}$$

with

$$\Delta \bar{T}_{1/2} = \left[\sum_{i=1}^n \frac{1}{[\Delta T_{1/2}(\gamma_i)]^2} \right]^{-\frac{1}{2}}.$$

Such values are displayed in Fig. 3 as a function of the γ -ray energy. The γ transitions not placed in the level scheme are also placed in this diagram at their own energies. Values are scattered between two extremes: the shortest close to 1.3 s and the longest close to 2 s. As can be seen in Fig. 3, the adopted value $T_{1/2} = 1.676$ s is approximately situated at middistance between the extremes of the values we could determine. A higher number of points in this graph is found on the right-hand part hinting at a higher number of states populated by the longer-lived isomer. We propose to attribute to the longer-lived ^{80}Ga β -decaying state the apparent half-life measured for the (8^+) level at 3445.11 keV: $T_{1/2}^L = 1.925 \pm 0.134$ s. This choice appears reasonable since this level with its supposedly (8^+) nature [7] should be fed uniquely by the $J = 6$ isomer. No indirect feeding of this state has been reported [6] neither did we observe any. The presumably high spin of the state and its high excitation energy allows assuming reasonably that such an upper feeding can be indeed neglected. As can be seen in Fig. 3, most of the γ transitions characterized by the shortest apparent half-lives are unfortunately not placed in the level scheme (most of them are very weak). We however have not much choice but to propose the shortest of those values as the most probable half-life of the shorter-lived ^{80}Ga

β -decaying state. This corresponds to the γ ray at 2554.95 keV with $T_{1/2}^S = 1.317 \pm 0.155$ s. In the following section we will check that those values are indeed consistent with all observed apparent half-lives. From the proposed (8^+) nature of the state at 3445.11 keV we propose then

$$^{80(\text{hs})}\text{Ga} : T_{1/2} = 1.9 \pm 0.1 \text{ s}, \quad ^{80(\text{ls})}\text{Ga} : T_{1/2} = 1.3 \pm 0.2 \text{ s}.$$

IV. THE ^{80a}Ga AND ^{80b}Ga DECAY SCHEMES

One can try from the individual γ -line half-life determination obtained here to propose two separate decay schemes for the ^{80a}Ga and ^{80b}Ga isomers. In the following hypotheses:

- (i) the number of β -decaying states is limited to two (no intermediate activity between the two extremes determined here);
- (ii) the spins of the two β -decaying states ^{80a}Ga and ^{80b}Ga are those determined experimentally in Ref. [11], $a : J = 3$ and $b : J = 6$ (a hypothesis consistent with the β -decay data as will be seen later);
- (iii) the model dependent negative parity attribution for both states as proposed in [11] is correct; then,
 - (a) the decay of a 3^- state would primarily populate the $J^\pi = 2^-, 3^-,$ and 4^- states of ^{80}Ge through allowed transitions and $J^\pi = 2^+, 3^+, 4^+$ through first-forbidden nonunique (ffnu) transitions;
 - (b) the decay of a 6^- state on the other hand would primarily populate the $J^\pi = 5^-, 6^-, 7^-$ and $J^\pi = 5^+, 6^+, 7^+$ states of ^{80}Ge through allowed and ffnu transitions respectively.

In the conventionally expected (Raman-Gove) $\log ft$ range there is no overlap possible between the spin range attainable by the decays of the two isomers except via first-forbidden unique (ffu) transitions. In that last case one could imagine 4^+ states fed simultaneously by a ffnu transition from the $J = 3$ isomer and a ffu transition from the $J = 6$ isomer and 5^+ states the other way. But there is at least an order of magnitude expected in the branching ratio between ffnu and ffu transitions and the different sources of uncertainties in the individual γ -line half-life determination should normally prevent from reaching such a sensitivity. Then, by analyzing the γ -ray time behaviors observed in our experiment as the result from the contributions of the direct feeding from the two isomers and the indirect feeding from the depopulation of higher lying ^{80}Ge states one should be able to assign each level to one of the two decay schemes. Deviations from this general rule would originate from unobserved indirect feedings or strong structure effects.

In the following we will propose a quantity suitable to help in assessing the belonging of the excited states of ^{80}Ge to one of the two decay schemes. For that purpose we express the *apparent* decay constant λ_A of a given state in ^{80}Ge as

$$\lambda_A = \frac{Br}{Br + F} [X\lambda_S + Y\lambda_L] + \frac{F}{Br + F} \lambda_F, \quad (1)$$

where

- (i) $\lambda_A = \ln 2 / T_{1/2}^A$ and we use the $T_{1/2}^A$ values introduced in the previous section and presented in Fig. 3;

- (ii) $\lambda_S = \ln 2/T_{1/2}^S$ and $\lambda_L = \ln 2/T_{1/2}^L$ are the decay constants of the shorter lived and longer lived ^{80}Ga isomers, respectively, with the $T_{1/2}^{(L,S)}$ values determined in the previous section;
- (iii) $Br \equiv I_{\beta^-}$ the direct feeding of the level (per 100 decays) which is separated here into two possible contributions: XBr the contribution from the shorter lived ^{80}Ga isomer and $YBr \equiv (1 - X)Br$ the one from the longer lived isomer;
- (iv) correspondingly F is the indirect feeding of the level per 100 decays, $F = \sum_{i=1}^n F_i$ for n individual transitions to the level, where F_i is the absolute intensity of the feeding transition per 100 decays; with this notation, $Br + F$ is the absolute total decay of a given state per 100 decays;
- (v) at last, $\lambda_F = \ln 2/T_{1/2}^F$ is the apparent decay constant associated with the indirect feeding, $T_{1/2}^F$ was taken as the weighted average:

$$\overline{T}_{1/2}^F = \frac{\sum_{i=1}^n F_i \frac{T_{1/2}(\gamma_i)}{[\Delta T_{1/2}(\gamma_i)]^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{F_i}{[\Delta T_{1/2}(\gamma_i)]^2}}$$

with

$$\Delta \overline{T}_{1/2}^F = \left[\sum_{i=1}^n \frac{F_i}{[\Delta T_{1/2}(\gamma_i)]^2} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

for n γ transitions feeding a given state.

From Eq. (1), one obtains the following expression for the fraction of the direct feeding to a state in ^{80}Ge , coming from the lower-spin ^{80}Ga isomer, as a function of the different half-life values:

$$X = \frac{1/T_{1/2}^F - 1/T_{1/2}^A}{R(1/T_{1/2}^L - 1/T_{1/2}^S)} + \frac{1/T_{1/2}^L - 1/T_{1/2}^F}{1/T_{1/2}^L - 1/T_{1/2}^S}, \quad (2)$$

where $R = Br/(Br + F)$ is the proportion of the direct feeding contribution in the total (direct+indirect) feeding of the state. X is then used to try to attribute each of the ^{80}Ge levels to one of the two decay schemes. Levels with values close to $X = 0$ are considered as good candidates to the decay scheme of the longer-lived $J = 6$ ^{80}Ga isomer and close to $X = 1$ to the decay scheme of the shorter-lived $J = 3$ isomer. The X values could be deduced from the $T_{1/2}^A$ measured from our data for all the known levels of ^{80}Ge except the one at 5338.2 keV which decays by two weak high-energy transitions with too low statistics in our spectra. The X values are reported in Fig. 4 which can be readily compared to Fig. 3. The tips of the error bars in Fig. 4 actually correspond to the extreme values of X compatible with the uncertainties on the four periods $T_{1/2}^{(S,L,A,F)}$ involved in its determination (so they must be understood as the most likely X range). The smallest X ranges are mechanically obtained when no indirect feeding is observed, in which case all terms in $T_{1/2}^F$ simply drop. Most of the levels present X ranges compatible with 0 or 1 exclusively, and we propose to attribute them to one of the two level schemes. It shows that the half-life values $T_{1/2}^{(L,S)}$ proposed for the two ^{80}Ga isomers in the previous section are indeed compatible with the 30 values of $T_{1/2}^A$ determined

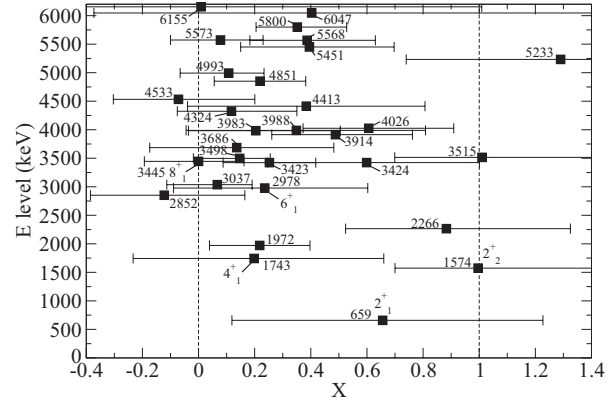


FIG. 4. X , the fraction of the feeding to ^{80}Ge states from the lower-spin ^{80}Ga isomer, as given by Eq. (2), sorted as a function of the energy level in ^{80}Ge on the ordinate axis.

independently from the 67 individual β -delayed γ activities. The only levels which present an ambiguous behavior are those located at 3913.7 keV, 5451.3 keV, 5568.0 keV, and 5800.5 keV because their X range excludes both the 0 and 1 limits and the X -central values are close to 0.5, and the level at 6155.3 keV for which the apparent half-life determination is poor and the X range encompasses both 0 and 1 limits. We will propose no decay-scheme attribution for those five levels nor for the level at 5338.2 keV as explained above.

We have used the I_γ as obtained from our data and rescaled the Br values from Ref. [6] to equilibrate the feeding (direct+indirect) and decay of the considered levels. We have checked that a direct use of I_γ and Br from the evaluation brings only minor differences. We have found only two noticeable exceptions: one for the 2_1^+ level at 659.1 keV and one for the level with no spin assignment at 2851.9 keV. As can be seen in Fig 4, the X value for the 2_1^+ level significantly deviates from the expected limit of 1. The total observed feeding γ -intensity to this level was measured to be $F = 67.6(19)\%$ very close to the value which can be calculated from Ref. [6] 64.5(16)%. We determine $T_{1/2}^F = 1.763(7)$ s, very close to, and compatible with the apparent half-life of the level $T_{1/2}^A = 1.719(53)$ s. It suggests that the contribution from the direct feeding is small. Actually a perfect agreement is found if a reduced value of $Br \simeq 5\%$ is taken instead of the tabulated 13(4)%. Unfortunately the uncertainties on X are too large to allow a precise re-evaluation of the direct branching to this state: taking into account the full uncertainties on the $T_{1/2}$ determinations would actually give $Br = 5_{-5}^{+9}\%$. This however tends to indicate that the yield of the $J = 3$ ^{80}Ga isomer was somewhat lower in our experiment than in the one of Hoff and Fogelberg. It confirms the observation made earlier with Fig. 2: the balance of the long- and short-lived γ activities are a bit different in the two works because of the different production modes of ^{80}Ga . The situation for the level at 2851.9 keV sheds even more light on this. This level attracts the most fragmented γ strength of the level scheme with 11 transitions contributing to the indirect feeding. The total observed feeding γ intensity to this level was measured to be $F = 23.3(5)\%$ and

the total decay 35.8(8)% to be compared with 20.7(4)% and 23.7(7)% in the literature. This in our case would suggest $Br = 12.5(13)\%$ instead of the 3.0(9)% tabulated. When used in the calculation of X , the numbers from the literature lead to the anomalous value of $X = -1.1$. However it does not change the level-scheme attribution: this state must belong to the decay of the longer-lived ^{80}Ga isomer. No other strong deviation with respect to the values in the literature is observed. For that reason and because the measurement of the absolute γ intensities would have necessitated a direct measurement of the isomeric ratio and absolute ion counting (impossible or difficult with our experimental setup), we will not propose new branching ratios.

At last we mention the somewhat puzzling case of the state at 1742.6 keV which is assigned to (4^+) in the literature. There is no obvious reason to doubt the 4^+ assignment made to this state as it is well established in the $E2$ cascade deexciting the 8^+ isomeric state in ^{80}Ge . The total γ indirect contribution is found equal to 43(1)% in our case versus 38.7(8)% in the literature but the intensity of the decay transition at 1083.5 keV is 52.6(8)% in our case versus 48.4(2)% in the literature, in both cases a direct feeding of this state of 9.5(20)% allows to equilibrate the activity. With an X value close to 0 and following our method this level should be attributed to the decay scheme of the $J = 6$ isomer, but the $\log ft$ of 6.4 is not in the unique forbiddenness conventional range. This is however compatible with the fact that this $J = 6$ ^{80}Ga isomer apparently also decays directly to the 8^+ state through a $(\Delta J = 2, \Delta\pi = -)\beta$ transition with a very low $\log ft$. If we turn to the example of the β -decay of ^{78}Ga to the even-even neighbor nucleus ^{78}Ge [18] we see a rather strong feeding with $\log ft = 6.5$ from a recently determined $J^\pi = 2^-$ g.s. [19] to the well-established 4_1^+ state, which is also somewhat low for a $(\Delta J = 2, \Delta\pi = -)\beta$ transition (for that reason ^{78}Ga g.s. has long been assigned to $J = 3$). In any case, the fact that the higher-spin isomer feeds both $J = 4$ and $J = 8$ states in ^{80}Ge is an argument in favor for its $J = 6$ attribution made in Ref. [11]. The origin of these odd $\log ft$ values is difficult to identify. It is unlikely, but not impossible, that the Pandemonium contribution remains important at an excitation energy as high as 3.4 MeV in ^{80}Ge . Structure effects can also be at stake. Be that as it may, $\log ft$ values must certainly be taken with great caution in absolute value, they are however quite useful in relative values and one fact cannot be ignored: if the lower-spin ^{80}Ga isomer has $J^\pi = 3^-$ it should have a direct contribution to the 4^+ state at 1742.6 keV at least one order of magnitude higher than the 6^- isomer which is not compatible with our period measurements. However it should be pointed out that the β decay of the 2^- g.s. [19] of ^{78}Ga does (but weakly) feed the 0_2^+ state in ^{78}Ge [18] while in case of the ^{80}Ga decay there is strictly no evidence for the population of 0^+ excited states. This was already correctly pointed out by Hoff and Fogelberg (3.3 in [5]) as no strong peaking of a $0 - 2 - 0$ cascade is observed in γ - γ coincidence measurements at 180° . This is consistent with the increase by one unit of angular momentum between the ^{78}Ga g.s. and the lower-spin isomer in ^{80}Ga and is an argument in favor of the spin attribution of $J = 3$ made to this state in [11] provided the spin determination of ^{78}Ga is also correct.

Though $\log ft$ evaluations are extremely difficult for all the reasons just given, data we have in our possession are already sufficient for our needs. We can indeed propose the following empirical rule relying on the previous ^{80}Ge excited state spin assignments of Ref. [5] and those corresponding to the $E2$ cascades deexciting the 8^+ seniority isomer [7,8]: states belonging to the $^{80(\text{hs})}\text{Ga}$ decay will be supposed to have $J \geq 4$ and states belonging to the $^{80(\text{ls})}\text{Ga}$ decay, $1 \leq J \leq 3$. Following this empirical rule we propose the partial decay schemes of the two ^{80}Ga long-lived states displayed in Fig. 5.

V. DISCUSSION

A. Context

The structure of ^{80}Ge , situated at the “critical” $Z = 32$ number close to $N = 50$, is of particular interest. As mentioned in the introduction a local minimum in the effective (correlated) $N = 50$ gap, defined as $\Delta = S_{2n}(N = 52) - S_{2n}(N = 50)$, has been found. It has a strong influence on the nuclear structure nearby as best exemplified by the energy behavior of the core-breaking 1p-1h yrast states in the $N = 50$ even isotones down to $Z = 32$ [21,22]. Recent beyond mean field and shell model calculations do account for this minimum [3,4]. The underlying microscopic mechanism responsible for it—though necessarily contained in those calculations—is not yet established and one may wonder if it contains some generality.

1. Structure of ^{80}Ge

γ softness has long been suspected in the stable and light $N = 48$ nuclei (see, e.g., [20]). In fact many of the quantities [$E(2^+)$, $B(E2)$, R_{42} , etc.] usually used as indicators of collectivity show irregularities in their systematics at $N = 48$ for the even-even nuclei with $Z, N < 38, 50$. Sizable asymmetry is found for ground states of stable Ge and Se isotopes from an extensive analysis of the experimentally available $E2$ matrix elements [23]. As pointed out in [13], from comparison with beyond mean field calculations, γ softness is likely to be maintained much further away from stability along the $Z = 32$ line, $N = 50$ offering nothing but a parenthesis of rigidity. The interacting boson model description of this region has been found satisfactory [24,25] and in particular, Ge isotopes are thought to exhibit properties compatible with the $E(5)$ dynamical symmetry, that is between spherical vibrator and complete γ softness. At last, the 8^+ isomer most likely corresponds to a spherical two-neutron hole $(1g_{9/2})^{-2}$ configuration, hence coexistence between collective and spherical structures is also to be expected. In particular, due to the proximity of the $N = 50$ shell closure, competing noncollective or less collective states of marked quasiparticle nature (four protons qp and two neutron qp in the case of ^{80}Ge) may also appear as it is the case in the $N = 48$ isotone ^{84}Kr [26]. The recent development of residual interactions suitable to describe this region makes the shell model a tool of choice to describe simultaneously the potentially competing collective and qp structures, and provides a natural description of the former in terms of particle configurations (provided the valence space used in the calculation does contain all necessary degrees of freedom).

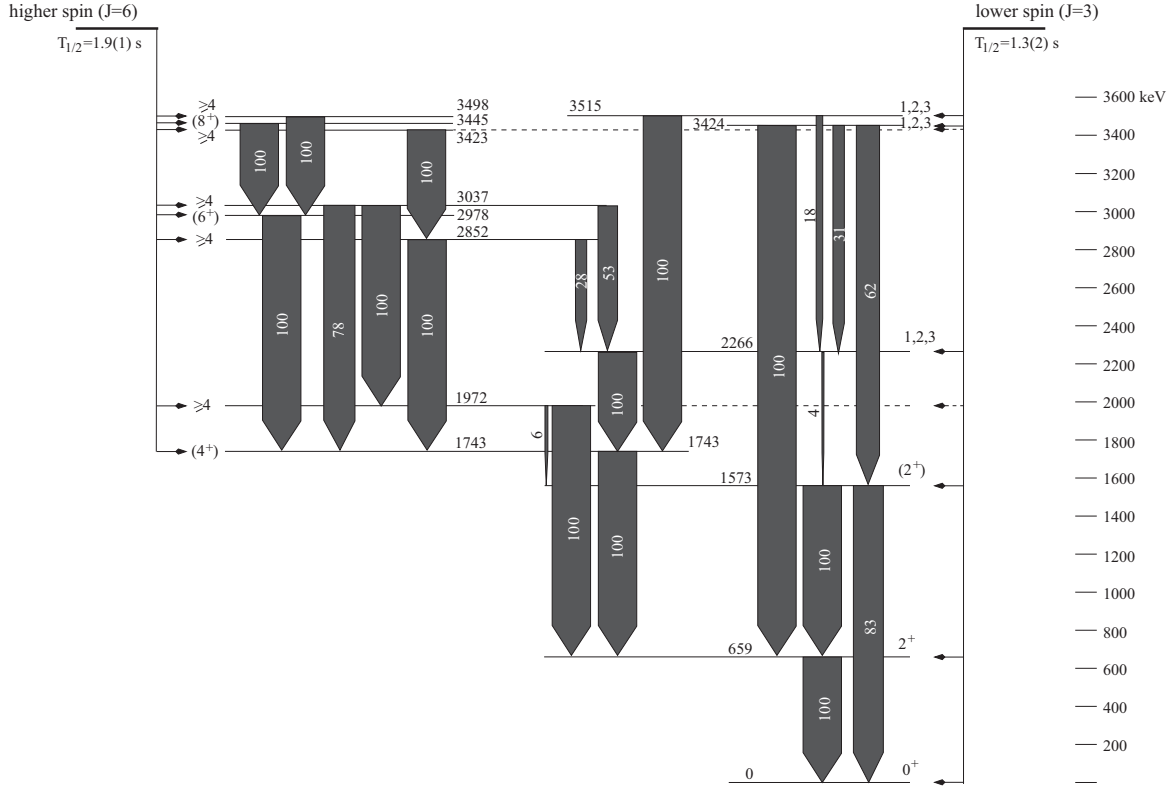


FIG. 5. Proposed decay schemes for the two ^{80}Ga β -decaying states following the discussion of Sec. IV, up to 3600 keV excitation energy. On the left hand side are displayed the levels fed directly by the β decay of the longer-lived isomer ($J = 6$), on the right hand side those fed directly by the β decay of the shorter-lived isomer ($J = 3$). Transitions displayed in the middle are those connecting the two decay schemes.

2. Regional considerations

Turning now to the $Z = 32$ and $N = 48$ systematics, represented in the left and right hand parts, respectively, of Fig. 6, one sees two very different pictures. This is somewhat expectable as in the Ge series the structure is dominated by the progressive filling of the neutron $g_{9/2}$ orbit while in the $N = 48$ series, protons are distributed among the $f_{5/2}$, p orbits and the structure evolution reflects roughnesses in the occupation evolution, as for instance the subshell closures $Z = 38, 40$. The evolution of the structure of the Ge isotopes is very regular as a function of the neutron number: main 2_1^+ , 4_1^+ , 6_1^+ , 8_1^+ g.s. bands exist, 8_1^+ states appearing as a real members of these bands, being connected to the 6_1^+ states by collective $E2$ transitions and well separated in energy from them. Aside from these g.s. bands one finds clear sequences of the type 2_2^+ , 3_1^+ , 4_2^+ which look quite similar to quasi- γ bands and the presence of 3_1^+ , 4_2^+ states is well documented. In contrast, the 8_1^+ state in the $N = 48$ isotones has clearly not a collective origin, being dominated by a two neutron $g_{9/2}$ hole configuration, it is connected to the main g.s. band by weak $E2$ transitions and located close to the 6_1^+ state, leading to isomerism. One does not expect much collectivity in $^{86}\text{Sr}_{48}$ and $^{88}\text{Zr}_{48}$ due to the well-known stabilizing properties of the 38, 40 proton numbers. Collectivity however develops further below $Z = 38$ and band structures are already identified in

^{84}Kr (see, e.g., [28] and references therein). The structure is less clear than in the $Z = 32$ case as for instance no 3_1^+ state is firmly established. In ^{84}Kr the level at 2345.46 keV (with the evaluated 4_2^+ assignment, reported in the right hand part of Fig. 6) was thought to be actually a doublet of two levels at 2344.3 keV and 2345.6 keV from the results of a $(n, n'\gamma)$ experiment [38], the 2344.3 keV level being the missing 3_1^+ state (an option ruled out by the evaluators). Going towards $Z = 32$ there is no reason for a quasi- γ band structure not to reappear as it is so well established in the lighter Ge isotopes, unless a very drastic change occurs in the Ge series between $N = 46$ and $N = 48$. At last we mention that a 0_2^+ state is expected in ^{80}Ge , probably as low as 1 MeV if we follow the energy trends of the known 0_2^+ states from both $Z = 32$ and $N = 48$ systematics. Maybe it is even closer to the 2_1^+ state which would explain its non observation through $0_2^+ - 2_1^+ - 0_{\text{g.s.}}^+$ coincidences already discussed earlier.

B. Theoretical approach

In this discussion we have used the recently developed sets of empirically modified two-body interaction JUN45 [29] and JJ4B [30]. A comparison of the results obtained with those two interactions has already been provided in Ref. [31] for the even-even Ge isotopes with $70 \leq A \leq 76$, and in Ref. [32]

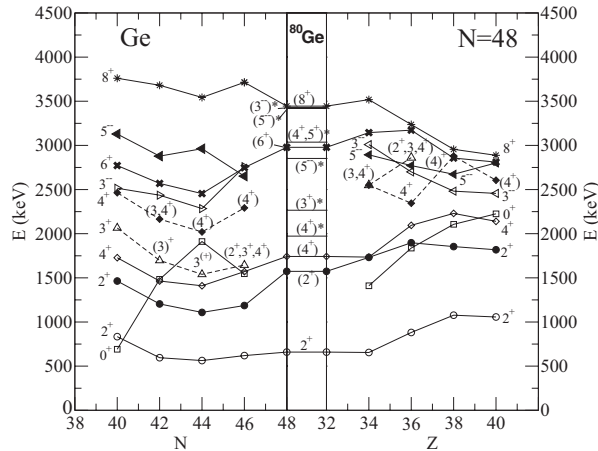


FIG. 6. The ^{80}Ge experimental level scheme placed in the Ge (left-hand part) and $N = 48$ (right-hand part) systematics. J^π assignments for ^{80}Ge proposed in Sec. VC are accompanied by a star, the others are taken from previous works and evaluations, as quoted elsewhere in this paper. Only the energy of the 8^+ state in ^{76}Ge is taken from an unpublished work [36].

for $A = 82$. Calculations were performed here using the m -scheme shell model code ANTOINE [33,34]. The calculated level schemes are reported in Fig. 7.

1. Intrinsic shape determination within a pure shell model approach

In recent literature addressing collectivity development within the shell model, the analysis of the wave function in terms of intrinsic shape and motion generally relies on (i) relationships between certain quantities [energy and $B(E2)$ ratios, quadrupole moments] derived from the static axial and triaxial (Davydov-Filippov) rotor models, and (ii) potential energy surfaces from beyond mean field techniques. The main drawback is that (i) shapes are—most of the time—not static, (ii) without projecting on the angular momentum and restoring the particle number, a simple inspection of potential energy surfaces can be misleading. It is possible nevertheless to have a more general transcription of the shell model wave functions to intrinsic shapes and motions without relying on (i) and (ii) by using the *model-independent* n -body moments $P^{(n)}$ introduced by Kumar [27]. The diagonal matrix elements $P_s^{(n)} = \langle s || P^{(n)} || s \rangle$, with $|s\rangle$ the shell model eigenvectors J_i^π , were calculated up to $n = 6$. Calculation of the diagonal matrix elements $P_s^{(n)}$ involves summation over diagonal and nondiagonal $E2$ matrix elements between s and all possible intermediate states obtained from the shell model calculations. Here we have limited the sums to the subset $\{0_{-4}^+, 1_1^+, 2_{1-5}^+, 3_{1,2}^+, 4_{1-4}^+, 5_1^+, 6_{1,2}^+, 8_{1,2}^+\}$. A strictly exact equivalence between the shell model $E2$ properties calculated in the laboratory frame and those in the intrinsic frame would have been obtained this way by exhausting the full $E2$ strength function. Care has been taken to include the main $E2$ transitions to the lowest lying states up to 8_1^+ , in that

way reasonable convergence criteria [27] are already achieved. Then the Kumar relations for the equivalent ellipsoid are applied, allowing to get without any loss of generality: the axial deformation parameter β_s , the asymmetry angle γ_s , and their fluctuations for each individual state s considered. Standard effective charges were used, $e_p = 1.5 e$ and $e_n = 0.5 e$ as the charge naturally cancels out in the derivation of these quantities. The $B(E2)$ values (reported in Fig. 7) are also already in quite reasonable agreement with the experimentally available ones [35] with such effective charges. The results are displayed in Fig. 8 in a β - γ sextant representation.

2. ^{80}Ge collectivity from shell model results

Though the lower parts of the level schemes exhibit apparent similarities between the two calculations (Fig. 7), one understands now that the structures described are in fact different. From the right-hand part of Fig. 7 (JJ4B calculations) one recognizes easily a band-like sequence very similar to what can be expected in a γ -soft situation, that is not too far from the O(6) limit of IBM: the $4_1^+, 2_2^+$ states would correspond to the $\tau = 2$ multiplet and the $6_1^+, 4_2^+, 3_1^+, 0_2^+$ states to $\tau = 3$. In addition, states are easily sorted as a function of the strongest $E(2)$ transitions in band-like systems. The $E2$ sequence decaying towards the g.s. has approximately the shape of a main g.s. band in a γ -soft rotor picture, even if the $B(E2)$ ratios are not exactly those expected in the pure O(6) limit. In Fig. 8(b), all the states which are strongly connected by $E2$ transitions are indeed located in a kind of γ pocket. As expected the 8_1^+ state is much less collective and does not belong to this γ pocket having the same γ_{rms} value as the $0_{\text{g.s.}}^+$ and 2_1^+ state but with much lower β_{rms} . What is obtained with the JUN45 interaction [left-hand side of Fig. 7 and Fig. 8(a)] is actually quite different. A pseudo-g.s. band is also present but, unlike with JJ4B, it ceases to be Yrast already at $J^\pi = 4^+$. In Fig. 8(a) it forms a sequence of states with very small γ_{rms} , parallel to the β axis, starting at what can be considered as a quasispherical 6_2^+ state, with continuous increase of the axial deformation as the spin decreases. This is characteristic of quasiparticle (qp) states, in that case six qp (as the inspection of the wave functions also reveals, see later). A band system develops on top of the 2_2^+ and 3_1^+ states which exhibits features typical of quasi- γ bands. The states forming this system are all situated in a relatively well-defined region in the β - γ sextant centered around $\beta_{\text{rms}} \simeq 0.135$ and $\gamma_{\text{rms}} \simeq 34^\circ$. The 8_1^+ state presents very similar properties to the one calculated with JJ4B. At last, we note that the states which present the largest γ_{rms} values, $3_1^+, 4_1^+$, and 5_1^+ with JUN45 and $3_1^+, 4_2^+$, and 5_1^+ with JJ4B, can be considered as rigidly asymmetric according to Kumar's prescription on $P^{(6)}$ moments. As there is no way experimentally to access such high-order momentum (very complete multiple Coulomb excitation could do but to our knowledge there exists no example in the literature), we will not claim for the discovery of permanent low energy triaxial shape—claim found more often than necessary in recent literature. We note that according to the fourth-order momentum prescription, none of the calculated levels show significant β softness.

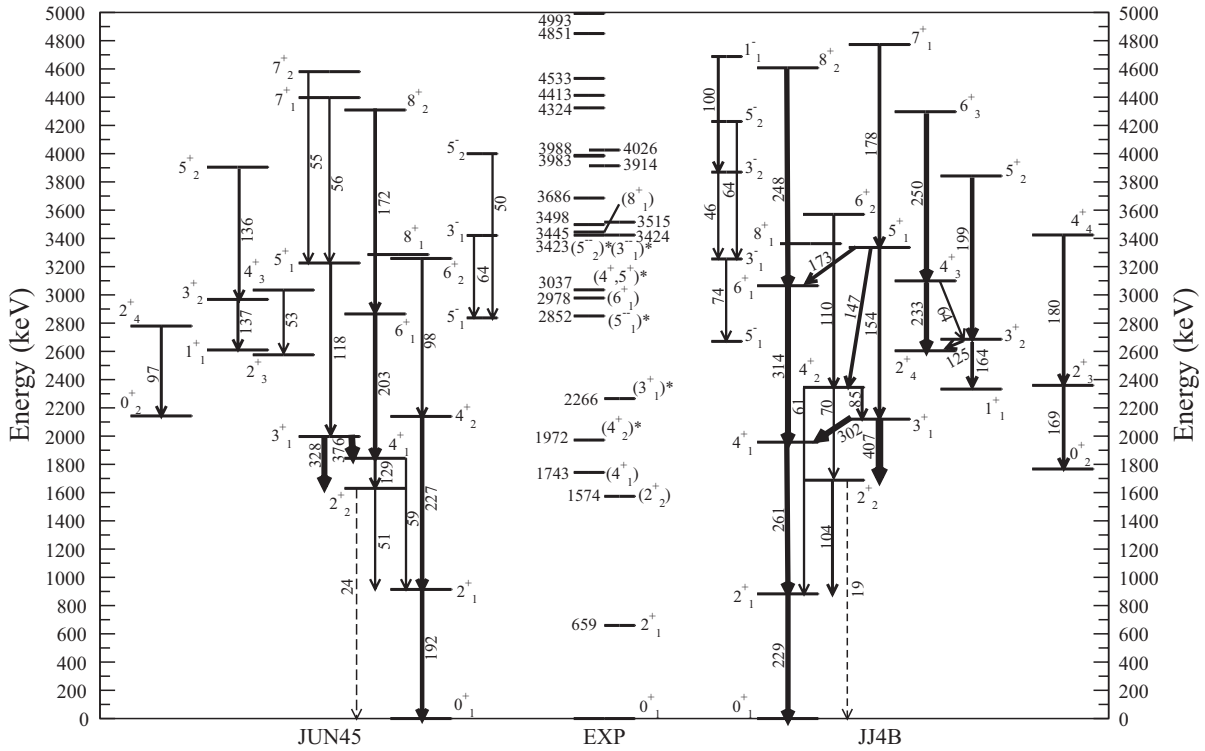


FIG. 7. Central part: ^{80}Ge experimental levels (up to 5 MeV). Those attributed to the higher-spin β -decay scheme are shifted to the left and those attributed to the lower-spin β -decay scheme to the right. Unless specified, the former are proposed ($J \geq 4$) and the latter ($1 \leq J \leq 3$) according to the discussion of Sec. IV. J^π adopted by the evaluator are reported when available, those which are proposed after the discussion of Sec. VC are accompanied by a star. Levels with uncertain decay-scheme assignment (3914 and 4026 keV in this energy span) are left in the middle. On the left (right) side is displayed the calculated level scheme using JUN45 (JJ4B) residual interaction, sorted in band-like structures according to their major $E2$ connections. Numbers close to the transition arrows are the $B(E2)$ values in $e^2\text{fm}^4$. Apart from the $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ transitions, only $E2$ transitions with $B(E2) > 50e^2\text{fm}^4$ are reported here for the sake of clarity.

3. Microscopic origin of the collective features

An analysis of the wave function is provided graphically in Fig. 9 in terms of proton configuration distribution of the $0_{\text{g.s.}}^+$, $2_{1,2}^+$, 3_1^+ , $4_{1,2}^+$, $6_{1,2}^+$ states. Calculations were also done for the closed shell neutron neighbor ^{82}Ge in order to illustrate the influence of the neutron-hole pair. Three important remarks are in order:

- (i) The general effect of the neutron pair suppression is to spread out the distribution which is perfectly expectable as the nucleus gains immediately some collectivity when opening the neutron shell. Some states keep a somewhat clear memory of the closed shell configuration: for instance the 2_2^+ and 3_1^+ states. These are incidentally two states belonging very clearly to the triaxial system whatever the interaction. The first conclusion is that most of the triaxial collectivity is of pure proton origin.
- (ii) The $0_{\text{g.s.}}^+$ and 2_1^+ states in ^{80}Ge are essentially made of pairs of protons in the $f_{5/2}$, $p_{3/2}$ orbits accompanied by a two neutron-hole $g_{9/2}^-$ pair with limited diffusion in the deeper p orbits. They can be identified with the states of quasi-particle character mentioned earlier.

Such configurations are found again, though in slightly lower proportion, only in the 4_2^+ and 6_2^+ states calculated with JUN45. It was noticed earlier that the 2_1^+ , 4_2^+ , and 6_2^+ states calculated with JUN45 were situated on a line parallel to the β axis in the β - γ sextant and had moderate γ values (6_2^+ should be considered as quasispherical). These states are dominated by pairing components of the interaction.

- (iii) All states which are clearly triaxial are dominated by the proton $f_{5/2}^3 p_{3/2}^1$ configuration, accompanied by other minor components of the type $f_{5/2}^3 p_{1/2}^1$, $f_{5/2}^2 p_{3/2}^1 p_{1/2}^1$, that is systematically with at least a broken proton pair with one proton promoted from the $f_{5/2}$ to p orbits. These states are dominated by quadrupole components of the interaction which connect $\Delta\ell = 2$ orbits.

Concluding this subsection, the situation from the shell model point of view is clear: the structure of ^{80}Ge is the result of the subtle balance between pairing and quadrupole terms of the interaction each of which governing two coexisting systems respectively: one of the (so-called here) qp-type and one of the collective triaxial type. The main difference between the two calculations is simply in the relative position in energy

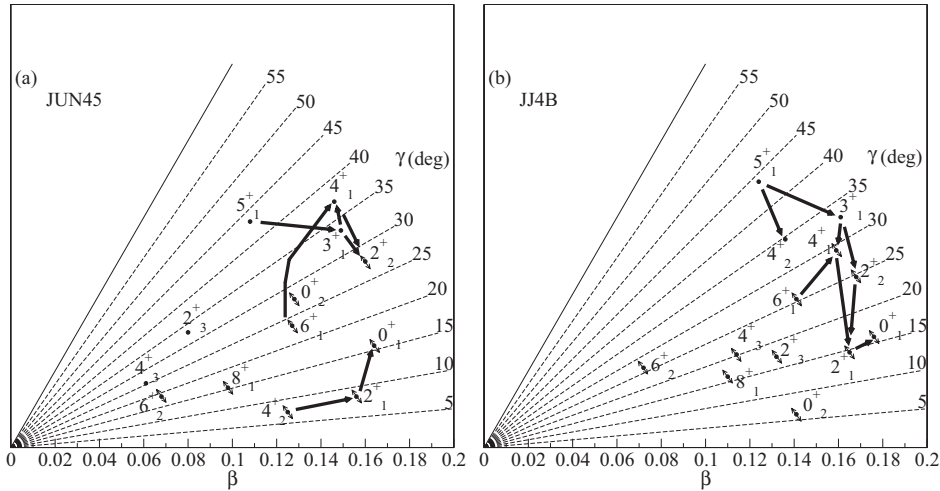


FIG. 8. Centroids of the *intrinsic* deformation parameters β_s and γ_s in polar representation for states $s = 0_1^+, 2_{-3}^+, 3_1^+, 4_{-3}^+, 5_1^+, 6_{-1}^+, 8_1^+$ in ^{80}Ge . Values correspond to the shell model wave-functions obtained using the (a) JUN45 and (b) JJ4B sets of residual interaction parameters, through the evaluation of the Kumar operators with $E2$ matrix elements (see text). States which are γ -soft according to the value of the width $\sigma(\cos 3\gamma)$ as defined by Eq. (11) in Ref. [27] are marked with thin double arrows. The main $E2$ transitions connecting the states are represented by thick black arrows.

of these two systems: the qp-type is favored in energy using JUN45 while it is the collective triaxial type using JJ4B. Quite independently from the details of the interactions (a simple pairing plus quadrupole interaction would give the same) the reason for this difference is easy to find: the effective single particle energy separation between $f_{5/2}$ and $p_{3/2}$ in ^{79}Cu is about 1 MeV with JUN45 while it is only 390 keV with JJ4B, and proton quadrupole collectivity is obviously much more easily triggered in the last case. A more systematic study of triaxial collectivity and its microscopic origin in this mass region, e.g., in the framework of the shell model, is certainly called for, but it was felt that it fell beyond the scope of this work.

C. Discussion of the two decay schemes

In the following we use the very limited spin determination from the preceding section in combination with the results from shell model calculations and arguments from $Z = 32$, $N = 48$ systematics to try to propose a structure interpretation for ^{80}Ge , consistent with the experimental observations.

1. 1573.6 keV level

As suspected by Hoff and Fogelberg this level is likely to correspond to the 2_2^+ state. It definitely belongs to the lower-spin state decay scheme and has similar decay properties as the firmly established 2_2^+ state of the $Z = 32$ and $N = 48$ neighbors ^{78}Ge and ^{82}Se , with a strong transition to the ground state bypassing the 2_1^+ state. It is reproduced in both calculations, with good agreement in energy, as the second excited state. And, as it can be seen in Fig. 8, this state is clearly γ -soft with $\gamma_{\text{rms}} \simeq 25\text{--}28^\circ$ in both calculations. Considering the results from JJ4B, it has properties compatible with those of a 2_2^+ band-head of a γ band.

2. 1742.6 keV level

From Fig. 4, this level can be attributed to the higher-spin state decay scheme. As mentioned earlier there is no reason to doubt this is the 4_1^+ state as it appears in the $E2$ cascade fed by the 8_1^+ isomer. It appears also in the main $E2$ sequence in the JJ4B calculation but not in the JUN45 calculation.

3. 1972.2 keV level

This is one of the few examples for which the shorter-lived isomer ratio coefficient X is simultaneously well determined while its range does not encompass any of the two limits 0 or 1. In the diagram of Fig. 4 the X range for this state is clearly on the side of small values but not strictly compatible with 0. This favors an attribution of this level to the higher-spin isomer decay and $J \geq 4$ but does not rule out completely a contribution from the lower-spin isomer decay. In addition, as seen in Fig. 2, it belongs to the deficit I_γ group, which apparently contains only levels of the shorter-lived isomer decay. Such ambiguous behavior is expected from $J = 4, 5$ states, as mentioned earlier. The only naturally occurring calculated counterpart would then be the 4_2^+ state. Experimentally this state deexcites mainly towards the 2_1^+ state but has also a minor connection to the state at 1573.6 keV (see Fig. 5) proposed as the (2_2^+) state in the preceding paragraph. This is consistent with the calculated $B(E2)$ of the transitions deexciting the 4_2^+ state with JJ4B and the 4_1^+ state with JUN45. In fact, considering their experimental decay properties, it seems that the structure of the 4_1^+ and 4_2^+ states, as obtained from the JUN45 calculation, are just energetically inverted. A 4^+ assignment to this 1972.2 keV level is also consistent with the $N = 48$ systematics: the well established 4_2^+ state in $^{84}\text{Kr}_{48}$ exhibits quite similar decay properties (see [28]). At last, this state was also populated in deep inelastic collisions [36].

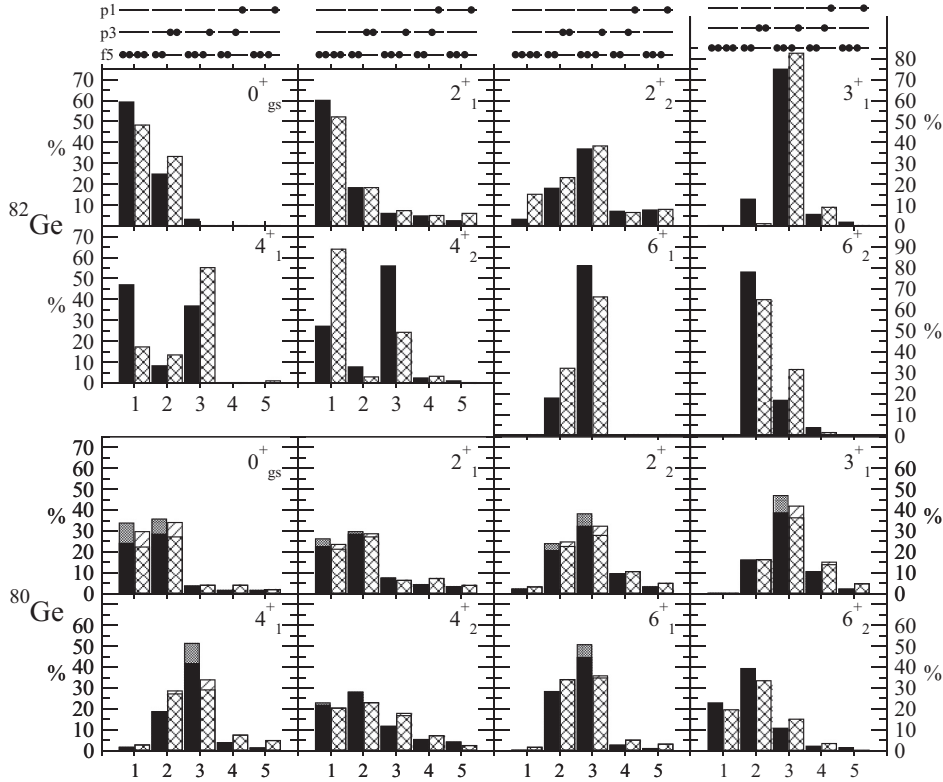


FIG. 9. Proton configuration distribution of the wave-functions of the $0_{\text{g.s.}}^+$, $2_{1,2}^+$, 3_1^+ , $4_{1,2}^+$, $6_{1,2}^+$ states in ^{82}Ge (top) and ^{80}Ge (bottom). The value of a given component of the wave function, in percent, is represented with plain color (black and gray) bars for shell model results obtained with the JUN45 interaction and hatched (doubly and simply) bars for those obtained with the JJ4B interaction. Only the five leading components are represented here: configuration 1 = $\pi(f_{5/2}^4)$, configuration 2 = $\pi(f_{5/2}^2 p_{3/2}^2)$, configuration 3 = $\pi(f_{5/2}^3 p_{3/2}^1)$, configuration 4 = $\pi(f_{5/2}^2 p_{3/2}^1 p_{1/2}^1)$, and configuration 5 = $\pi(f_{5/2}^3 p_{1/2}^1)$ as illustrated schematically in the uppermost part of the figure. For ^{80}Ge , the fraction of a given proton configuration coupled to a simple two hole $\nu g_{9/2}^{-2}$ configuration is represented with full black bars and gray bars on top of the previous when the hole pair is promoted to the deeper neutron orbits $\nu p_{1/2}^{-2}$, $p_{3/2}^{-2}$, $f_{5/2}^{-2}$, for JUN45 calculation results. The equivalent is crossed-hatched and simply hatched respectively for JJ4B results.

Though the statistics was quite limited, the asymmetry ratio obtained for the transition towards the 2_1^+ state supports a multipolarity $\lambda = 2$.

4. 2265.8 keV level

This level is one of the few belonging clearly to the lower-spin isomer decay scheme, and, according to our hypothesis in Sec. IV, can be assigned to $1 \leq J \leq 3$. It decays mainly to the 4_1^+ state with a minor branch to the (2_2^+) state. It does not attract specially large β strength hence negative parity is unlikely. The most likely theoretical counterpart is the 3_1^+ state though it appears below the 4_2^+ state in both calculations. Other close lying predicted levels with $J = 1$ or 2 must be ruled out: a 1^+ state would decay directly to the ground state via a $M1$ transition and a 2^+ state would probably populate the expected 0_2^+ revealing its presence. The two calculations consistently describe the 3_1^+ state as collective, triaxial, with $\gamma_{\text{rms}} \simeq 30^\circ$ and $0.14 \leq \beta_{\text{rms}} \leq 0.16$.

5. 2851.9 keV level

As seen in Fig. 4, this level definitely belongs to the higher-spin state decay scheme. This level was already discussed in Sec. IV as from our data it appears to attract much larger β strength as compared to values reported in the literature [$Br = 12.5(13)\%$ instead of the tabulated $3.0(9)\%$]. For that reason it is the first potential candidate to a negative parity assignment. In Fig. 5 one sees that it decays to the 4_1^+ state and to the state at 2265.8 keV tentatively assigned to (3^+) in the preceding paragraph with relative photon branchings 100 and 28, respectively. In the $N = 48$ neighbor $^{82}\text{Se}_{48}$, a 5^- state is well established in the evaluation [37] at 2893.7 keV, probably the same which was reported by Gausemel *et al.* [39] at 2891.6 keV and which decays towards the 4_1^+ state and the state assigned ($3, 4^+$) at 2548.5 keV (see Fig. 3 in [39]). Similarly a 5^- state is firmly established at 2768.6 keV in $^{84}\text{Kr}_{48}$ which decays towards the 4_2^+ state. The 5_1^- state is predicted by both calculations not too far in energy: 2670 keV with JJ4B and 2837 keV with JUN45 (see Fig. 7). In the end, we

very tentatively propose $J^\pi = (5^-)$ for this 2851.9 keV level especially because we cannot find any other simple assignment consistent with the markedly higher β feeding and because it fits relatively well with both $Z = 32$ and $N = 48$ systematics.

6. 2978.4 keV level

This is the proposed 6^+ state of the main $E2$ sequence [7,8]. It belongs as expected to the higher-spin state decay scheme (see Fig. 4) and decays solely to the 4_1^+ state (see Fig. 5). According to both calculations it belongs to the triaxial system (see Fig. 8) but in two different manners: as a member of the main g.s. band with the JJ4B interaction and as a member of the band-like sequence on top of the 2_γ^+ with the JUN45 interaction.

7. 3036.9 keV level

The lower-spin fraction X is well determined (see Fig. 4) and very close to (and compatible with) 0. Hence this level belongs to the higher-spin state decay scheme without ambiguity. From Fig. 5 one sees that it has three photon branches: the most important being to the 4_1^+ state and the two others towards the states at 1972.2 keV and 2265.8 keV previously assigned to (4^+) and (3^+) , respectively (see Sec. VC3 and IV). There is unfortunately no easy counterpart in the even-even neighbors. In the hypothesis that our previously proposed J^π assignments are correct it could be a 4^+ or 5^+ state. An interesting theoretical counterpart could be the 5_1^+ state calculated at 3336 keV with JJ4B, which simultaneously shows relatively strong $E2$ transitions (see Fig. 7) to the 3_1^+ , 4_2^+ , and 6_1^+ states, consistently with its belonging to the γ -soft structure. In both calculations, the 5_1^+ state is the one which has the maximum γ_{rms} value with $\gamma_{\text{rms}} \simeq 45^\circ$ (see Fig. 8). We propose $J^\pi = (4^+, 5^+)$ for this level, mainly from decay considerations and relying on our previous J^π attributions. It would then be an additional experimentally identified member of the triaxial system.

8. 3423.0 keV level

This level has an X range very similar to the one of the level at 1972.2 keV: well determined, on the side of small values, but not strictly compatible with 0 which leads to suspect a real contribution from both isomers. It may therefore be assigned to $J = 4, 5$ as in Sec. VC3. Its direct β feeding is significantly larger than for the other neighboring levels, which makes it a potential candidate for negative parity. The only observed γ decay is toward the level at 2851.9 keV previously tentatively assigned to $J^\pi = (5^-)$. Actually this 3423.0 keV level in ^{80}Ge has similar properties as the one located at 3452.3 keV in the higher-spin isomer decay scheme of the $N = 48$ neighbor $^{82}\text{Se}_{48}$ [39] which decays only to the 2891.8 keV level that we suspect to be the analog of the ^{80}Ge 2852 keV level discussed in Sec. VC5 above. This 3452.3 keV level in ^{82}Se is thought to be a (5^-) state [20,39], a possibility maintained in the evaluation. Based on this comparison (and the possible negative parity inferred from the observed direct β feeding) we tentatively propose that the 3423.0 keV level could be assigned to $J^\pi =$

(5^-) . We note that the closest calculated negative parity state is a 3^- state but then it would be difficult to explain why no transitions towards lower lying 2^+ states is observed (see next subsection).

9. 3423.7 keV level

Interestingly enough, this level forms a very close doublet with the previous level, but since it decays via γ transitions of very different energies, it is clearly seen to have a very different β -delayed (apparent) half-life. As seen in Fig. 4 the lower-spin fraction X determination is poor, but the X range is compatible with 1. Hence we propose this level as a member of the low-spin state decay-scheme. A J^π assignment for this level based on comparisons with the shell model results is very difficult as there are several potential candidates. One thing is practically certain: it must have a low J as it deexcites toward the 2_1^+ , 2_2^+ states as well as toward the state at 2265.8 keV that we tentatively assigned to $J^\pi = (3^+)$ in Sec. VC4. Very similar decay properties are found for the state at 2665.6 keV in the ^{78}Ge neighbor. In their study of ^{78}Ga β decay, Lewis *et al.* observed that this state attracts much higher β strength as compared to the other close-lying levels. Since the ground state of the mother nucleus ^{78}Ga is now determined to be 2^- [19], it would be natural to propose $J^\pi = 3^-$ for this 2665.6 keV in ^{78}Ge , assignment which could be the same for the 3423.7 keV level discussed here. However, no particularly strong direct β feeding is observed from our data, which may be due to the fact that the β activity of the lower-spin state is weaker in our mixed source. The 3_1^- state is predicted very close in energy at 3421 keV with the JUN45 interaction and at 3254 keV with JJ4B (see Fig. 7). In short, this 3423.7 keV level is the best candidate for a 3_1^- state which is expected in this energy range both from systematics and calculations.

10. 3445.1 keV level

This is the 8^+ isomer studied in Refs. [7–9]. Its β -delayed apparent half-life was used in Sec. III to determine the half-life of the high-spin state β activity, hence the mean lower-spin fraction X is 0 identically. This 8_1^+ state is nicely reproduced by both calculations (see Fig. 7) being calculated at 3286 keV with JUN45 and 3362 keV with JJ4B. As can be seen in Fig. 8, this level does not belong to the triaxial system and exhibits very little collectivity with low β_{rms} and γ_{rms} values, and there is no collective $E2$ transition to any of the calculated levels. There is little difference in the nucleon distributions in the wave functions calculated with the two interactions with, for neutrons, 100% $\nu g_{9/2}^{-2}$ (as expected), and for protons, a leading component $\pi(f_{5/2}^2 p_{3/2}^2)$ (42% with JJ4B and 46% with JUN45) followed by $\pi f_{5/2}^4$ (19% with JJ4B and 22% with JUN45).

We will not discuss further the rest of the level scheme as it becomes more and more speculative as we go higher in energy.

D. Conclusion of the discussion

It seems that the experimental situation is not too far from the description provided by shell model calculations. Both

calculations have drawbacks and advantages. The main g.s. band seems correctly described using the JJ4B interaction. The problem with JUN45 is that the less collective qp-type 4^+ state appears yrast while it should not. The level at 1573.6 keV is most likely the 2_2^+ state that shell model calculations clearly describe as the band head of a (quasi-) γ -band. Two other levels at 2265.8 keV and 3036.9 keV are potential candidates to be members of this band, though we could not ascribe their spin firmly, the first being proposed (3^+) and the second (4^+ , 5^+). The proposed (4_2^+) state at 1972.2 keV cannot belong to the γ band as it appears below the proposed (3_1^+) state. It is rather a member of the qp-type system predicted by both calculations (see Sec. VB).

Placing ^{80}Ge with spin and parity assignments proposed here in the Ge and $N = 48$ systematics (Fig. 6) deserves a few comments:

Considering the Ge systematic, one sees that going from $N = 46$ to $N = 48$ the members of the γ band rise significantly in energy: a behavior expected when approaching the $N = 50$ shell closure and which follows the energy increase initiated at $N = 44$, that is at mid distance between $N = 38$ and $N = 50$. The excitation energy of the 3_1^+ states increase between $N = 46$ and $N = 48$ is much more sudden than a simple extrapolation from $N = 44$, 46 would suggest. This means that Ge nuclei undergo a fast transition from an extreme softness at $N = 44$, in the middle of the neutron $g_{9/2}$ shell to a spherical vibrational like behavior at $N = 50$.

Considering now the $N = 48$ systematic, one sees the potential candidates for a 3^+ assignment going regularly down in energy as the proton number decreases, in a similar way as the 2_2^+ states, starting at $Z = 36$. This indicates a progressive increase of triaxial collectivity on the $N = 48$ line when approaching $Z = 32$. The question is now to know if $Z = 32$ corresponds indeed to a maximum of this collectivity as the evolution of masses would suggest. Presently available data on ^{78}Zn are too scarce to answer that question (see [40] and references therein).

Three other levels are good candidates for negative parity states: the levels at 2851.9 keV, 3423.0 keV, and 3423.7 keV for which we propose $J^\pi = (5_1^-)$, (5_2^-) , and (3_1^-) . The fact that the 5_1^- state is found below the 3_1^- state in excitation energy is consistent with the systematic evolution in both $Z = 32$ and $N = 48$ series (see Fig. 6): the two levels have crossed already at $N = 46$ in the Ge chain and at $Z = 34$ in the $N = 48$ series. All the levels discussed so far have natural counterparts in the calculated level scheme, except the (5_2^-) . Three 5^- states appear naturally in the valence space considered here from proton-neutron couplings of the type $\pi f_{5/2} p \otimes \nu g_{9/2}$ and they should be calculated at the correct energy. The absence in the calculations of a second low lying 5^- state, for which there is a clear evidence also in the $N = 48$ neighbors ^{82}Se and ^{84}Kr , is curious. It may be the only indication we have of the presence of an intruding configuration such as $\pi f_{5/2} \otimes \nu d_{5/2}$ (across $N = 50$). But apart from this exception it is clear that the most important part of the structure of ^{80}Ge does belong to the “natural” valence space above ^{56}Ni , and the collectivity has a proton origin. The fear expressed in [29] that collectivity of nuclei close to $N = 50$ could suffer from the limited valence space seems not so well justified, at least in the specific case studied

here. If problems occur they come from the proton sequence as explained in Subsection VB and $N = 50$ seems to continue acting as a strong effective closure. This confirms, in some way, the conclusions drawn from Coulomb excitation data [35].

VI. SUMMARY AND CONCLUSION

Pure ^{80}Ga beams were produced at the PARRNe mass separator of the ALTO ISOL facility, using a surface ionization ion source, and collected on a movable tape system. The decays of the ^{80}Ga sources were studied using a compact but rather conventional β and γ detection setup and data obtained in the previous similar study by Hoff and Fogelberg [5] are confirmed. The β -delayed γ activities were systematically studied and 67 individual half-lives could be determined (over the 75 γ rays previously attributed to the ^{80}Ga decay). This data is compatible with the existence of the two long-lived isomers discovered from collinear laser spectroscopy measurements [11] and proves that both of them are β -decaying states. We could determine the half-life value for each of these two isomers for the first time. The higher-spin ($J^\pi = 6^-$) isomer half-life was determined from the apparent (β -delayed) γ -activity half-life of the 8^+ state established in the ^{80}Ge level scheme from in-flight studies [7,8], it corresponds to the longer-lived β activity with $T_{1/2} = 1.9 \pm 0.1$ s. From the shortest β -delayed γ activity observed in this experiment, the lower-spin ($J^\pi = 3^-$) isomer half-life was determined to be $T_{1/2} = 1.3 \pm 0.2$ s. All other β -delayed γ activities are compatible with these two values. By analyzing the whole set of β -delayed γ activities we could determine the relative contributions from each of the $^{80(\text{ls})}\text{Ga}$ and $^{80(\text{hs})}\text{Ga}$ β decays to most of the ^{80}Ge excited states and two distinct decay schemes could be proposed for the first time.

The true question in studying ^{80}Ge is to understand what is the influence of the apparent weakness in the $N = 50$ shell gap around $Z = 32$, revealed by mass measurements, in the structure of neutron-rich nuclei nearby. The providentially large spin difference between the two ^{80}Ga β -decaying states populating different excited states in ^{80}Ge allows shedding light on this point as spin and parity of the daughter states can be further constrained. Although spin and parity determination cannot be considered as definitive from standard β -decay studies there exists in the present case a solid body of evidence allowing to understand the main features of the ^{80}Ge structure. The neutron-rich Ge isotopes, beyond $N = 40$, exhibit well developed γ bands. On the other hand the light $N = 48$ nuclei have more rigid structures, easier to interpret in terms of qp excitations, due to the proximity of the $N = 50$ shell closure. From the present study it is clear that both collective γ -soft and more spherical qp particle structures coexist in ^{80}Ge . This interpretation is supported by both careful regional considerations and properly analyzed state-of-the-art shell model results. Those last reveal that the two competing structures result from the balance between pairing and quadrupole terms of the residual interaction. This confirms that the apparent weakness in the $N = 50$ shell gap around $Z = 32$ is due to beyond mean field correlations, mainly of quadrupole nature. It is clear also that the γ -softness

that survives in ^{80}Ge just before the $N = 50$ shell closure has a pure proton origin, and in fact, the main features of ^{80}Ge structure in general do belong to the natural valence space above ^{56}Ni . ^{80}Ge certainly is the most collective of the light even-even $N = 48$ isotones studied so far but quadrupole coherence is not sufficient to erase the effect of the (good) $N = 50$ shell closure, contrary to the situation encountered in the $N = 28$ region [41].

ACKNOWLEDGMENTS

We sincerely thank the Tandem/ALTO teams and the IPN Radiation Protection Service for their strong commitment to this experiment. Use of Ge detectors from the French-UK IN2P3-STFC Gamma Loan Pool is acknowledged. Two of us (P.V.C. and L.H.K.) acknowledge support from the bilateral agreement VAST-CNRS.

-
- [1] J. Hakala *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 052502 (2008).
 - [2] S. Baruah *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 262501 (2008).
 - [3] M. Bender, G. F. Bertsch, and P.-H. Heenen, *Phys. Rev. C* **78**, 054312 (2008).
 - [4] K. Sieja and F. Nowacki, *Phys. Rev. C* **85**, 051301(R) (2012).
 - [5] P. Hoff and B. Fogelberg, *Nucl. Phys. A* **368**, 210 (1981).
 - [6] B. Singh, *Nucl. Data Sheets* **105**, 223 (2005).
 - [7] A. Makishima, M. Asai, T. Ishii, I. Hossain, M. Ogawa, S. Ichikawa, and M. Ishii, *Phys. Rev. C* **59**, R2331 (1999).
 - [8] Zs. Podolyák *et al.*, *Int. Jour. Mod. Phys. E* **13**, 123 (2004).
 - [9] H. Mach *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **31**, S1421 (2005).
 - [10] T. Procter and J. Billowes (private communication, 2010).
 - [11] B. Cheal *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 051302(R) (2010).
 - [12] K.-L. Kratz, V. Harms, A. Wöhr, and P. Möller, *Phys. Rev. C* **38**, 278 (1988).
 - [13] M. Lebois *et al.*, *Phys. Rev. C* **80**, 044308 (2009).
 - [14] F. Ibrahim *et al.*, *Nucl. Phys. A* **787**, 110c (2007).
 - [15] F. Azaiez and W. Korten, *Nucl. Phys. News* **7**, 21 (1997).
 - [16] P. R. Bevington and D. K. Robinson, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences* (McGraw-Hill, New York, 2002).
 - [17] B. Singh, *Nucl. Data Sheets* **66**, 623 (1992).
 - [18] D. A. Lewis, J. C. Hill, F. K. Wohn, and M. L. Gartner, *Phys. Rev. C* **22**, 2178 (1980).
 - [19] E. Mané *et al.*, *Phys. Rev. C* **84**, 024303 (2011).
 - [20] J. V. Kratz *et al.*, *Nucl. Phys. A* **250**, 13 (1975).
 - [21] A. Prévost *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **22**, 391 (2004).
 - [22] T. Rzaça-Urban, W. Urban, J. L. Durell, A. G. Smith, and I. Ahmad, *Phys. Rev. C* **76**, 027302 (2007).
 - [23] W. Andrejtscheff and P. Petkov, *Phys. Lett. B* **329**, 1 (1994).
 - [24] A. R. Subber, *Turk. J. Phys.* **35**, 43 (2011).
 - [25] N. Turkan *et al.*, *Math. Comp. Appl.* **15**, 428 (2010).
 - [26] H. Rotter *et al.*, *Nucl. Phys. A* **514**, 401 (1990).
 - [27] K. Kumar, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 249 (1972).
 - [28] D. Abriola *et al.*, *Nucl. Data Sheets* **110**, 2815 (2009).
 - [29] M. Honma, T. Otsuka, T. Mizusaki, and M. Hjorth-Jensen, *Phys. Rev. C* **80**, 064323 (2009).
 - [30] B. A. Brown, private communication, as first used in D. Verney *et al.* *Phys. Rev. C* **76**, 054312 (2007).
 - [31] S. J. Q. Robinson, L. Zamick, and Y. Y. Sharon, *Phys. Rev. C* **83**, 027302 (2011).
 - [32] A. Gade *et al.*, *Phys. Rev. C* **81**, 064326 (2010).
 - [33] E. Caurier *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 427 (2005).
 - [34] E. Caurier and F. Nowacki, *Acta Phys. Pol. B* **30**, 705 (1999).
 - [35] H. Iwasaki *et al.*, *Phys. Rev. C* **78**, 021304(R) (2008).
 - [36] T. Faul, PhD thesis, Université de Strasbourg, 2007 (unpublished).
 - [37] J. K. Tuli, *Nucl. Data Sheets* **98**, 209 (2003).
 - [38] S. A. Hamada *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **13**, 1143 (1987).
 - [39] H. Gausemel, K. A. Mezilev, B. Fogelberg, P. Hoff, H. Mach, and E. Ramström, *Phys. Rev. C* **70**, 037301 (2004).
 - [40] C. J. Gross *et al.*, *Acta Phys. Pol.* **40**, 447 (2009).
 - [41] B. Bastin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 022503 (2007).

Chapitre IV

Perspectives et conclusion

Je suis convaincu et j'espère avoir convaincu le lecteur, qu'un des phénomènes les plus importants qui est apparu lors de l'étude des noyaux exotiques est l'observation de la disparition de nombres magiques pourtant bien établis pour les noyaux proches de la stabilité et, de manière concomitante, l'apparente émergence de nouvelles zones de magie, locales et fragiles. Bien que de grands progrès aient été accomplis au cours de la décennie écoulée, l'enjeu, pour les prochaines années, reste l'identification de l'origine de ces évolutions dans les différents termes de l'interaction nucléaires tels que terme tensoriel, spin-orbite ou le terme à 3-corps pour *in fine* proposer une description globale des évolutions de couches et pouvoir les prédire de manière fiable. La plupart des percées récentes dans ce domaine ont été effectuées pour les noyaux très loin de la stabilité dans la région des masses inférieures à ≈ 80 . Mais grâce aux progrès récents réalisés dans les techniques de production des noyaux exotiques, tant auprès des machines ISOL comme ALTO, HRIBF/ORNL et REX-ISOLDE que des machines à fragmentation de projectile comme GANIL, GSI et RIKEN, ces questionnements ont pu être portés dans les régions des noyaux de masse intermédiaire (au delà du nickel) riches en neutrons. Dans un futur proche (2020 pour la phase 2 de SPIRAL2) les limites des connaissances dans ces régions de masse intermédiaire, autour de ^{78}Ni et de ^{132}Sn , seront repoussées davantage.

Je crois avoir démontré (c'était le sens des anecdotes amusantes comme celle de la fameuse «guerre du ^{84}Ga ») que PARRNe et ALTO ont apporté une contribution inattendue et originale à l'essor des études de l'évolution du nombre magique de neutrons $N=50$ en direction de ^{78}Ni . PARRNe était bien sûr un acteur parmi d'autres, mentionnons les études de radioactivité à HRIBF/ORNL, les réactions de transfert en cinématique inverse et d'excitation coulombienne à REX-ISOLDE et HRIBF/ORNL, la population d'états Yrast par transferts multi-nucléons dans les collisions profondément inélastiques au LNL, la spectroscopie de fission prompte au réacteur de haut flux de l'ILL, l'étude de la fission spontanée, la continuelle exploitation des données de fusion-fission d'EUROBALL etc. Mais mesure-t-on bien maintenant à quoi il faut le comparer ?

Avec le recul la chose tient du miracle... et de l'acharnement de certains.

Si le noyau mythique ^{78}Ni a jusqu'à maintenant échappé à toute étude de structure la situation est sur le point de changer, et cette révolution vient de RIKEN. Il me semble en effet que l'on s'achemine maintenant vers un tournant important avec l'exploitation des faisceaux intenses de ^{238}U au RIKEN. La moisson des résultats qui s'annonce, dont certains, préliminaires, sont en notre possession, va clairement redéfinir les enjeux du programme de recherche lié à l'évolution de $N=50$ dans les autres installations disposant des faisceaux de produits de fission comme ALTO. Mais en attendant que la poussière ne retombe il faut garder la cap : la mission d'ALTO est de combler le gap de physique qui nous sépare (pour la région des noyaux riches en neutrons de masse intermédiaire) de l'avènement de la Phase 2 de SPIRAL2. Et grâce à ALTO une partie du programme de physique à basse énergie envisagée avec l'installation DESIR peut commencer. Aussi la priorité devrait être l'exploitation complète des potentialités de l'installation ALTO pour l'étude des décroissances radioactives, pour la spectroscopie laser colinéaire et pour les mesures d'orientation nucléaire en ligne en poursuivant l'exploitation de BEDO et TETRA et en achevant la construction puis en exploitant les dispositifs SPECOLOR et POLAREX. Il ne s'agit que d'une partie seulement du programme de DESIR, car les intensités attendues à SPIRAL2 seront jusqu'à 500 fois supérieures d'une part, et d'autre part parce que la salle du séparateur PARRNe n'a tout simplement jamais eu vocation à accueillir l'ensemble des instruments envisagés pour DESIR.

Au delà de 2020, une nouvelle frontière sera franchie par la disponibilité de faisceaux de fragments de fission intenses post-accélérés à SPIRAL2, dans une première étape aux énergies de CIME en utilisant les mécanismes de transferts multinucléons profondément inélastiques, puis à plus longue échéance en fragmentant ces faisceaux à une énergie de l'ordre de 150 AMeV, lorsqu'une telle post-accélération sera disponible. Dans un premier temps, par exemple, l'utilisation du faisceau de ^{81}Ga post-accéléré par CIME, dont l'intensité attendue est de l'ordre de 10^6 pps paraît très prometteuse. Dans ces conditions, les meilleurs outils à disposition pour effectuer la spectroscopie gamma en ligne seraient le détecteur AGATA couplé au spectromètre VAMOS. De plus, des expériences destinées aux mesures de durées de vie des états nucléaires utilisant la technique dite du dégradé (plunger) pourraient être mises en œuvres, technique que nous avons déjà utilisée avec succès au GANIL et au LNL comme je l'ai déjà mentionné à plusieurs endroits dans ce manuscrit. Il ne s'agit là que de quelques pistes que je pourrais suivre à titre personnel.

Quelques éléments psychologiques pour conclure («recul» de l'HDR oblige), et une petite touche personnelle. Une quinzaine d'années nous sépare maintenant de l'idée originale de se doter au Tandem d'Orsay d'un banc de test pour caractériser et déterminer les conditions optimales de la production de noyaux riches en neutrons par la technique ISOL dans la perspective du projet SPIRAL2. Je me souviens d'une réunion, sans doute en 1999, entre le groupe d'ingénieurs des sources d'ions, le petit groupe des physiciens concernés par les mesures de production et le Directeur de l'IPN de l'époque où celui-ci annonçait clairement que ce beau banc de mesure ne ferait pas long feu sans un programme de physique, même modeste, qui permettrait de justifier sa pérennité. Le Directeur parlait d'or, et, tout jeune thésard inexpérimenté, j'étais fort impressionné.

De fait nous avons suivi ces instructions, je crois, bien au delà des espérances initiales. Cela ne devait être la question que de quelques années, juste le temps pour le projet SPIRAL2 de sortir de terre. Puis la communauté de physique nucléaire s'est interrogée sur l'opportunité de la photo-fission et d'un injecteur d'électrons au lieu d'un injecteur de deutons. Les débats étaient houleux. Il fallait à nouveau des chiffres réalistes, basés sur des mesures, et ce fut l'expérience auprès de l'injecteur LIL du LEP au CERN dont je garde le souvenir le plus ému, le plus joyeux de mon début de carrière—un moment de pionnier. L'idée d'ALTO était née le soir même de cette journée incroyable où l'activité des gaz rares produits dans la photo-fission de ^{238}U avait jailli sur les spectres en ligne, au milieu du vacarme des klystrons. Tout cela m'a tant marqué dans mes plus jeunes années de physicien nucléaire que comment aurait-il été possible que ma trajectoire fût différente ?

La réussite —car s'en est une— du programme PARRNe devenu ALTO, repose à mon avis sur la proximité, qu'il faut à tout prix maintenir et cultiver, entre les chercheurs ingénieurs et techniciens de la science ISOL et ceux de la structure nucléaire. Il y a dans cette proximité, dans le fait que les uns et les autres échangent en permanence sur leurs difficultés, leurs motivations, leurs besoins et leurs découvertes une forme de cercle vertueux qui (n'ayant pas peur des slogans au CNRS) permet véritablement de dépasser les frontières au sens propre comme au sens figuré. Et sans ergoter davantage et pour anticiper cette question de l'évolution de ma carrière dont je rêverais : je l'avoue, je souhaiterais la consacrer à la science de la production des ions radioactifs par la technique ISOL, et par exemple développer la seule branche de la technique ISOL qui n'a jamais été exploitée : celle des catchers solides pour la thermalisation des produits de réaction. Je saisirai donc la moindre opportunité pour le faire, renonçant, cela va de soi, pour un temps, à toute responsabilité.

Bibliographie

- [Abe80] S. M. Abecasis *et al.*, Phys. Rev. C **22**, 2237 (1980)
- [Aud12] G. Audi *et al.*, Chinese Physics C **36**, 1157 (2012)
- [Bar08] S. Baruah *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 262501 (2008)
- [Bas07] B. Bastin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 022503 (2007)
- [Bec06] E. Becheva *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 012501 (2006)
- [Ben08] M. Bender *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 054312 (2008)
- [Che10] B. Cheal *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 252502 (2010)
- [Che10-2] B. Cheal *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 051302(R) (2010)
- [Cos74] E. Cosman *et al.*, Phys. Rev. C **10**, 671 (1974)
- [Dav58] A. S. Davydov *et al.*, Nucl. Phys. A **8**, 237 (1958)
- [Del72] Del Marmol *et al.*, Nucl. Phys. A **194**, 140 (1972)
- [deA07] G. de Angelis *et al.*, Nucl. Phys. A **787**, 74c (2007)
- [Del10] J.-P. Delaroche *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 014303 (2010).
- [deS61] A. de-Shalit, Phys. Rev. **122**, 1530 (1961)
- [Duf99] J. Duflo *et al.*, Phys. Rev. C **59**, R2347 (1999)
- [Dug12] T. Duguet *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 034330 (2012)
- [Eks86] B. Ekström *et al.*, Phys. Scr. **34**, 614 (1986)
- [Eng95] Ch. Engelmann *et al.*, Z. Phys. A **352**, 351 (1995)
- [Fio12] E. Fiori *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 034334 (2012)
- [Fla09] K. T. Flanagan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 142501 (2009)
- [Fra01] S. Franchoo *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 054308 (2001)
- [Fou71] Actes du Colloque sur les noyaux de transition, 30 Juin- 2 Juillet 1971, Orsay, édité par R. Foucher, N. Perrin et M. Veneroni (introuvable)
- [Gil86] R. L. Gill *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 1874 (1986)
- [Gra04] H. Grawe, "Shell Model from a Practitioner's Point of View," Springer. Lect. Notes Phys. 651, pp. 33-75, 2004

- [Gre13] S. Grévy, Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Bordeaux I (2013)
- [Gro09] C. J. Gross *et al.*, Acta Phys. Pol. **B40**, 447 (2009)
- [Hak08] J. Hakala *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 052502 (2008)
- [Ham84] J. H. Hamilton *et al.*, J. Phys. G : Nucl. Phys. **10** L87 (1984)
- [Hen73] E. A. Henry *et al.*, Phys. Rev. C **7**, 222 (1973)
- [Hey78] K. Heyde, M. Warokier et R. A. Mayer, Phys. Rev. C **17**, 1219 (1978)
- [Hey86] K. Heyde *et al.*, Phys. Lett. **176B**, 255 (1986)
- [Hil88] J.C. Hill et al., Vth International conference on Nuclei far from stability, Rosseau Lake Canada 1987, I.S. Towner editor, AIP Conf. proc. 164, p.375 (1988)
- [Hil06] S. Hilaire et M. Girod (2006) http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire_eng.htm
- [Hof74] P. Hoffmann-Pinther and J. L. Adams, Nucl. Phys. A **229**, 365 (1974)
- [Hof81] P. Hoff et B. Fogelberg, Nucl. Phys. A **368**, 210 (1981)
- [Hof91] P.Hoff *et al.*, Z. Phys. **A338**, 285 (1991)
- [Hol12] J. D. Holt *et al.* arXiv :1009.5984v3 [nucl-th] (2012)
- [Hon09] M. Honma *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 064323 (2009)
- [Hos05] P. T. Hosmer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 112501 (2005)
- [Huc85] A. Huck *et al.*, Phys. Rev. C **31**, 2226 (1985)
- [Hug69] T. A. Hughes *et al.*, Phys. Rev. **181**, 1586 (1969)
- [Ibr05] F. Ibrahim, mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paris 7 (2005)
- [Ji88] X. Ji and B. H. Wildenthal, Phys. Rev. C **37**, 1256 (1988)
- [Kan02] R. Kanungo *et al.*, Phys. Lett. **B 528** 58 (2002) *ibid.* **B660**, 26 (2008)
- [Kan07] R. Kanungo, Phys. Lett. **B 649**, 31 (2007)
- [Kol12] K. Kolos, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud (2012)
- [Kol13] K. Kolos *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 047301 (2013)
- [Kor13] A. Korgul *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 044330 (2013)
- [Kra75] J. V. Kratz *et al.*, Nucl. Phys. A **250**, 13 (1975)
- [Kra88] K.-L. Kratz *et al.*, Phys. Rev. C **38**, 278 (1988)
- [Kum72] K. Kumar, Phys. Rev. Lett. **28**, 249 (1972)
- [Kur12] J. Kurpeta *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 027302 (2012)
- [Leb08] M. Lebois, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud-XI (2008)
- [Leb09] M. Lebois *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 044308 (2009)
- [Len10] S. M. Lenzi, F. Nowacki, A. Poves, and K. Sieja, Phys. Rev. C **82**, 054301 (2010)

- [Lis04] A. F. Lisetskiy *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 044314 (2004)
- [Lun84] E. Lund *et al.*, Proceedings of the Seventh International Conference on Atomic Masses and Fundamental Constants (AMCO-7), THD Schriftenr. Wiss. Tech. **26**, 102 (1984)
- [Mac05] H. Mach *et al.*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **31**, S1421 (2005)
- [Mak99] A. Makishima *et al.*, Phys. Rev. C **59**, R2331 (1999)
- [Mar97] G. Martinez-Pinedo *et al.*, Phys. Rev. C **55**, 187 (1997)
- [May72] E. C. May *et al.*, Phys. Rev. C **5**, 117 (1972)
- [Maz05] C. Mazzocchi *et al.*, Phys.Lett. **B 622**, 45 (2005)
- [Mey82] R. A. Meyer, O. G. Lien III *et al.*, Phys. Rev. C **25**, 682 (1982)
- [Mol95] P. Möller *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **59**, 185 (1995)
- [Mul88] S. M. Mullins, D. L. Watson *et al.*, Phys.Rev. C **37**, 587 (1988)
- [N8] H. Keller *et al.*, Z. Phys. A **348** (1994) 61; H. Simon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 496; A. Navin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 266
- [N20] D. Guillemaud-Mueller *et al.*, Nucl. Phys. A **426** (1984) 37; T. Motobayashi *et al.*, Phys. Lett. **B 346** (1995) 9; Y. Utsuno *et al.*, Phys. Rev. C. **64** (2001) 011301R
- [N28] L. Gaudefroy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 092501 (2006); T. Glasmacher *et al.*, Phys. Lett. **B 395**, 163 (1997); S. Grévy *et al.*, Eur. Phys. J. A, s1.111 (2005)
- [Nav08] S. Bhattacharyya *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 032501 (2008)
- [Nii12] M. Niikura *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 054321 (2012)
- [Nii13] M. Niikura, communication au French-Japanese Symposium on Nuclear Structure Problems, Paris, 30 Septembre-3 Octobre 2013
- [Ots05] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 232502 (2005)
- [Ots06] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 162501 (2006)
- [Ots10] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 012501 (2010)
- [Oza00] A. Ozawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5493 (2000)
- [Paa79] V. Paar, Nucl. Phys. **A 331**, 16 (1979)
- [Pad10] S. Padgett *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 064314 (2010)
- [Per03] O. Perru *et al.* Yad .Fiz. **66**, 1467 (2003); Phys. Atomic Nuclei **66**, 1421 (2003)
- [Per04] O. Perru, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud-XI (2004)
- [Per06] O. Perru *et al.*, Eur. Phys. J. A **28**, 307 (2006)
- [Pfe86] A. Pfeiffer *et al.* Nucl. Phys. A **455**, 381 (1986)
- [Pic11] Éric Pichet, L'art de l'HDR : Réussir l'habilitation à diriger des recherches en sciences sociales, Les Éditions du Siècle, 2011
- [Pod04] Zs. Podolyak *et al.*, Int. Jour. Mod. Phys. E **13**, 123 (2004)

- [Por06] M.-G. Porquet *et al.*, Eur. Phys. J. A **28**, 153 (2006)
- [Por09] M.-G. Porquet *et al.*, Eur. Phys. J. A **39**, 295 (2009)
- [Por12] M.-G. Porquet *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 014307 (2012)
- [Pov81] A. Poves et A. Zuker, Phys. Rep. **70**, 235 (1981)
- [Pre04] A. Prévost *et al.*, Eur. Phys. J. A **22**, 391 (2004)
- [Pro10] T. Procter et J. Billowes, communication personnelle (2010)
- [Pro12] Prospectives Long Terme IPN (2012); Prospectives Structure et Dynamique nucléaires IN2P3/IRFU (2012)
- [Rza07] T. Rzaca-Urban *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 027302 (2007)
- [Sah12] E. Sahin *et al.*, Nucl. Phys. A **893**, 1 (2012)
- [Saw03] M. Sawicka *et al.*, Eur. Phys. J. A **20**, 109 (2003)
- [Sha13] D. K. Sharp *et al.*, Phys. Rev. C **87**, 014312 (2013)
- [Sie09] K. Sieja *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 064310 (2009)
- [Sie10] K. Sieja et F. Nowacki, Phys. Rev. C **81**, 061303(R) (2010)
- [Sie12] K. Sieja et F. Nowacki, Phys. Rev. C **85**, 051301(R) (2012)
- [Sie13] K. Sieja, T. R. Rodriguez, K. Kolos et D. Verney, Phys. Rev. C **88**, 034327 (2013)
- [Sor05] O. Sorlin, Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Caen Basse-Normandie (2005)
- [Sor08] O. Sorlin et M.-G. Porquet, Progress in Particle and Nuclear Physics **61**, 602 (2008)
- [Sor13] O. Sorlin et M.-G. Porquet, Phys. Scr. **T152** 014003 (2013)
- [Sta08] M. Stanoiu *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 034315 (2008)
- [Suz09] D. Suzuki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 152503 (2009)
- [Tal60] I. Talmi et I. Unna, Annu. Rev. Nucl. Sci. **10**, 353 (1960)
- [Tas11] B. Tastet, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud-XI (2011)
- [Tha65] V. K. Thankappan et William W. True, Phys. Rev. **137**, 793 (1965)
- [Tho05] J. S. Thomas *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 021302 (2005)
- [Tho07] J. S. Thomas *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 044302 (2007)
- [Toh13] Y. Toh *et al.*, Phys. Rev. C **87**, 041304(R) (2013)
- [Tra93] L. Trache, K. Heyde et P. von Brentano, Nucl. Phys. A **554**, 118 (1993)
- [Van77] P. Van Isacker *et al.*, Nucl. Phys. A **292**, 125 (1977)
- [Van85] J. Van Maldeghem, K. Heyde et J. Sau, Phys. Rev. C **32**, 1067 (1985)
- [Van07] J. Van de Walle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 142501 (2007)
- [Van09] J. Van de Walle *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 014309 (2009)
- [Ver04] D. Verney *et al.*, Braz. J. Phys. **34**, 979 (2004)
- [Ver06] D. Verney *et al.*, Eur. Phys. J. A **30**, 489 (2006)

-
- [Ver07] D. Verney *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 054312 (2007)
- [Ver13] D. Verney *et al.*, Phys. Rev. C **87**, 054307 (2013)
- [Ver80] M. Vergnes in *Proceedings of the 6th European Physical Society Nuclear Division Conference on the Structure of Medium-Heavy Nuclei*, Rhodes, 1979, Conference Series No. 49 (Institute of Physics, London, 1980), p. 25
- [Wal81] E. Wallander *et al.*, Nucl. Phys. A **361**, 387 (1981)
- [Wil56] L. Wilets et M. Jean, Phys. Rev. **102** 788 (1956)
- [Win87] J. A. Winger *et al.*, Phys. Rev. C **36**, 758 (1987)
- [Win88] J. A. Winger *et al.*, Phys. Rev. C **38**, 285 (1988)
- [Win08] J. A. Winger *et al.*, Proc. 4th. Intern. Conf. Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, Sanibel Island, Florida (2007); J.H.Hamilton, A.V.Ramayya, H.K.Carter, Eds., p.663 (2008)
- [Win10] J. A. Winger *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 044303 (2010)
- [Win13] J. A. Winger, communication au *2nd Workshop on the Physics at the ALTO facility*, Orsay, 14-15 Mai 2013
- [Zen80] Zendel *et al.*, Inorg Nucl Chem **42**, 1387 (1980)
- [Zha04] Y. H. Zhang *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 024301 (2004)
- [Zuk03-2] A. P. Zuker, Phys. Rev. Lett. **90**, 042502 (2003)
- [Zuk03] A. P. Zuker, Phys. Rev. Lett. **91**, 179201 (2003)