Chapitre 2

Physique des noyaux très lourds et superlourds

2.1 Abstract

The region of transfermium nuclei represents a link between the actinides and the superheavy nuclei. This region is therefore ideal to investigate the behaviour of nuclear structure at the limits of our knowledge. The presence of consequent deformed gaps enhances the stability of the transfermium nuclei. We have access to several observables and techniques in order to study this region.

Study of the fission barrier

The behaviour of the fission barrier in the region of transfermium nuclei is illustrated through their spontaneous fission half-lives on fig. 2.1 page 38. As we can see, the half-lives of the even-even isotopes from californium to nobelium indicate a strong increase of the fission barrier around neutron number 152. This fits well with the energy level calculations with respect to deformation in the region. A deformed gap is indeed hypothesized for 152 neutrons as can be seen on fig. 1.7b page 25. The deformation has a stabilizing effect on the nuclei with 152 neutrons. However, if we add protons and reach rutherfordium and seaborgium this behaviour shifts dramatically. The enhancement of the fission barrier is no longer focused at 152 neutrons, but probably at 162 neutrons. Another deformed gap at N = 162 could exist and cause this stabilization.

The effect of the deformed gaps is also visible through the cross-section of the reactions used to produce these nuclei. The figure 2.2 page 39 shows the fusion-evaporation cross-section in the transfermium region (upper panel) and the fission barrier height (lower panel). As we can see, the neutron number 152 also has an effect on the cross-section. The presence of a deformed gap will stabilize the compound nucleus and increase its survival probability against spontaneous fission. As a consequence, the cross-section for the production by fusion-evaporation will be increased. The same phenomenon is visible for 162 neutrons, albeit with smaller intensity.

The same effect takes place for superheavy nuclei beyond 112 protons and 170 neutrons. This represents the first hint of the Island of stability.

The fusion-evaporation reaction

Nuclei beyond the actinides do not have sufficient half-lives to exist on Earth. Therefore they have to be produced artificially. For this we use fusion-evaporation to create a compound nucleus from a projectile and a target. The kinetic energy of the projectile is a critical parameter for this reaction. It has to be high enough to ovecome the Coulomb barrier of the target nuclei and low enough so that the compound nucleus does not

fission immediately afterwards. Once the nuclei have fused, the energy gained through the reaction has to be released. The heat of the reaction $X + a \rightarrow Y^* + b$ producing the excited compound nucleus Y^* is defined by :

$$Q_{ex} = (m_X + m_a - m_Y^* - m_b)c^2 = Q_0 - E_{ex}$$
(2.1)

where Q_0 is the heat of the reaction ending on the ground state of the nucleus.

The excitation energy E_{ex} can be evaporated through the emission of one or more particles. Nuclei in the transfermium region will preferably evaporate a number of neutrons depending on the value of the heat of the reaction and the kinetic energy of the beam (see for example the excitation function $\sigma(E)$ on fig. 6.1 page 130). Once enough energy has been exhausted, the nucleus will deexcite through electromagnetic radiation, either by γ -ray or conversion electron emission depending on the transition energy and type. These radiations are measured to gather information on the structure of the nuclei.

The spectroscopy of transfermium nuclei

Internal conversion

Quantum mechanics allows electrons to penetrate the nucleus. The deep shells of the electronic cloud therefore have a non zero probability of recieving energy from the nucleus that would otherwise have been emitted through a γ -ray [18, 19]. If this energy is larger than its binding energy, the electron is ejected from the atom. The subsequent rearrangement of the electron cloud causes the emission of X-rays.

The probability of electron conversion depends on the transition type (E1, E2, M1,...) and increases with the depth of the electron shells and the number of protons, as the probability of the two wave functions overlapping increases. The probability for conversion also increases for lower energies. For very heavy and superheavy nuclei, a sizeable amount of information is lost on the low energy transitions if the conversion electrons are not detected. This effect is particularly problematic in odd nuclei. This can be taken care of by coupling an electron spectrometer with a germanium array as is done with the SAGE spectrometer [20] (see chap. 3).

Study of the collectivity

Single particle energy spectra exhibiting rotationnal structures indicate that nuclei in the transfermium region are deformed. As we have seen in the previous chapter, a deformed nucleus is compatible with collective rotation. In this case one can observe the variations of its moment of inertia. The study of the kinematical moment of inertia $\mathfrak{I}^{(1)}$ and dynamical moment of inertia $\mathfrak{I}^{(2)}$ brings information on the collective behaviour of the nuclei with respect to the frequency. The dynamical moments of inertia of the known even-even nuclei of the upper actinide and transfermium region are shown on fig. 2.3 page 42 [21]. The trends of the dynamical moment of inertia show a progressive loss in pairing. The presence of a sharp rupture of the behaviour of $\mathfrak{I}^{(2)}$ in plutonia show the presence of a backbending, revealing the sudden breaking of a nucleon pair and its alignment with the nuclear spin.

K-isomers in the transfermium region

K-isomerism defines nuclear states with an increased lifetime due to a large ΔK value, with K being the projection of the spin on the symmetry axis (see fig. 1.6 page 24) [22]. Orbitals with a large K value are strongly coupled to the nuclei deformation. Their alignment on the rotation axis implies the transfer of a large amount of angular momentum and is therefore strongly hindered. For this reason, these states show increased lifetimes and generate isomeric phenomena.

The spectroscopic study of high-K states has two main interests. Their large lifetime allows a delayed measurement, isolated from other radiations. These states also allow the isolation of single particle states

with a defined K value, which constrains the orbitals taking part in that level. The spectroscopy of high-K isomers therefore provides a strong insight into the nuclear structure.

Techniques for the spectroscopy of transfermium nuclei

The fusion-evaporation cross-sections in the studied transfermium nuclei range from tens of nanobarns to microbarns. In parallel, other reactions take place in the target. Transfer reactions have much higher cross-sections, and coupled to the scattered beam, produce a sizeable background noise that completely covers the radiations of interest. Most of the compound nuclei will fission immediately after fusion. The fission products account for a large part of the background and need to be separated from the nuclei of interest. Therefore, the use of a recoil separator is mandatory to identify and isolate the nuclei of interest. Measurements can take place both at the target position (prompt spectroscopy) and at the focal plane of the separator (delayed spectroscopy). The principle and detectors used for both techniques are shown on fig. 2.4 page 43.

Delayed spectroscopy

Delayed spectroscopy is based on the identification of the nuclei through the detection of its decay radiation or that of the parent nucleus [21]. For that purpose, detectors are installed at the focal plane of the separator. The time of flight and energy deposition of the nuclei are measured in order to identify its mass. The implantation energy completes this identification and allows the nuclei of interest to be discriminated from the other nuclei. The implantation detector has to be position sensitive to measure the (x,y) position of the implanted nuclei. The subsequent detection of a decay signal at the same postion within a defined time allows to unambiguously identify the nuclei, provided we have available information on its decay. Any signal detected between the implantation and the decay is considered to belong to the identified nuclei.

However, in the case of α decay, the particles are emitted with enough recoil energy to exit the implantation detector. The partial energy deposition is of little use in the identification. Therefore, this method only has an efficiency of about 50%, since the α particles can exit at backward angles. In the case of low statistics, one can need to resort to other identifications, for example with the detectors cited in the previous paragraph.

Detectors are placed around the implantation detector to measure the emission of γ and X rays and conversion electrons. This allows to study the deexcitation of the identified nucleus or the daughter nucleus, and therefore their structure. However, during the time of flight through the separator, prompt deexcitation of the nuclei occurs. This technique therefore only allows to study delayed deexcitation from metastable states or α decay for example. The study of nuclei with metastable states such as high-K isomers allows to probe the excited structure of the nuclei [23]. The study of α -decay brings information on the spin and parity of the initial and final states.

Internal conversion is important in transfermium nuclei. As we have seen before, low energy transitions have a high conversion probability. These transitions are close to α emitting levels. The α decay of a nucleus can lead to a band built on an isomeric state in the daughter nucleus. The lower states of the band usually have a low energy, leading to a high internal conversion probability. If the emission of conversion electrons happens soon enough after the α decay, the energies of both particles can be summed in the implantation detector. The summing of the electrons and α kinetic energies may lead to an overestimation of the α particle energy. One has to be aware of this phenomenon when analyzing α decay spectra in the region of transfermium nuclei, where the occurrence of isomeric states has been proved.

Prompt spectroscopy

Prompt spectroscopy corresponds to the study of the prompt deexcitation of the nucleus in the target. For these studies, γ ray detectors, or an electron spectrometer are placed around the target. Both spectrometers

can also be coupled to perform a more powerful measurement. These detectors are coupled to the detection setup at the focal plane, used for the identification of the nuclei of interest as described in the previous paragraph.

Figure 2.5 page 45 shows the correlation method between the two detection systems. Recoiling nuclei are identified at the focal plane with a fitting selection. If the time of flight through the separator is known, one can associate the prompt emissions with their nuclei by delayed coincidence.

The coincidence can be made simply with the recoiling nuclei (Recoil-tagging) or with its decay (Recoil-Decay Tagging [24, 25]). The use of the separator along with the tagging method can considerably "clean" the spectra recorded around the target. In the region of transfermium nuclei, with low cross-sections the quality of the selection is especially important to ensure accurate measurements. Recoil- α correlations give the unambiguous assurance of the identity of the nucleus and can efficiently "clean" the prompt γ ray spectra. In the case of low statistics, one can resort to Recoil-tagging only after the position of the nuclei of interest has been defined. This allows the statistics in the spectra to be increased. An example of this method is given in chapter 6 for the analysis of the prompt spectroscopy of ²⁴⁶Fm.

The next chapter will focus on the detectors used to apply these techniques.

2.2 Physique des noyaux très lourds et superlourds

La région des noyaux transfermium représente le lien entre les actinides et les noyaux superlourds. A ce titre, les noyaux de cette région sont un excellent laboratoire pour étudier le comportement de la structure nucléaire aux limites de nos connaissances. L'intérêt de cette région est double : l'étude spectroscopique de noyaux déformés permet d'une part de mettre en évidence des comportements collectifs et individuels des orbitales. D'autre part, elle donne des points d'ancrage pour les modèles et, pour les noyaux les plus riches en neutrons, des points d'accroche potentiels pour certaines chaînes de décroissance des noyaux superlourds. Nous avons pu voir sur les figures 1.7a et 1.7b que la région des noyaux transfermium est caractérisée par des gaps déformés importants. Ces gaps sont responsables de la stabilité des noyaux transfermium face à la fission. Dans le cadre des modèles macroscopiques comme celui de la Goutte Liquide, il est impossible de maintenir un novau cohérent dans cette région de masse car la répulsion coulombienne est trop importante. La théorie du champ moyen permet d'expliquer l'existence de ces noyaux. Les "effets de couche" introduits par le caractère quantique de ces objets correspondent à une augmentation de l'énergie de liaison pour certains noyaux. Cela se traduit par la stabilisation de ces noyaux. Des fermetures de couches additionnelles peuvent être obtenues sous l'effet de la déformation. Les mesures réalisées dans la région des novaux transfermium dont l'existence peut ainsi être obtenue ont pour but de vérifier ces hypothèses. Pour cela, plusieurs observables sont à notre disposition.

2.2.1 Etude de la barrière de fission

Les effets de couches intervenant dans la région transfermium ont un effet important sur le mode de décroissance et les temps de vie des noyaux. Le comportement de la barrière de fission observé expérimentalement dans la région des noyaux transfermium est représenté sur la figure 2.1.

Les demi-vies pour les isotopes pair-pairs du californium au nobelium indiquent que le nombre de neutrons N = 152 joue un rôle important dans la stabilité de ces noyaux face à la fission. La demi-vie marque un maximum à cette valeur pour ces trois lignes isotopiques, ce qui indique une barrière de fission maximale. Ce résultat est cohérent avec les calculs d'énergies des états à une seule particule dans cette région. En effet, on retrouve un gap déformé à N = 152 dans les énergies des orbitales neutrons sur la figure 1.7b. On a donc un effet de la déformation sur la structure de ces noyaux qui tend à accroître leur stabilité. Si on reste sur une même ligne d'isotones, on constate que la demi-vie diminue avec l'augmentation du nombre de protons jusqu'au rutherfordium (Z = 104) et seaborgium (Z = 106). Ces deux derniers éléments ne suivent pas la même tendance que les autres. L'influence du gap à N = 152 n'est donc plus suffisante dans ces noyaux pour maintenir une barrière de fission assez haute. *A contrario*, on observe que la demi-vie augmente pour le rutherfodium et le seaborgium si on augmente le nombre de neutrons. On peut supposer qu'un gap existerait pour un nombre de neutrons plus élevé (par exemple N = 162) et aurait pour les éléments plus lourds, un effet similaire à celui cité précédement.

La figure 2.2 présente la section efficace de production des noyaux très lourds et superlourds (en haut) et la hauteur de la barrière de fission en fonction du nombre de neutrons (en bas) [27, 28].

On retrouve pour la barrière de fission l'effet des isotones N = 152 et N = 162 décrites précédemment. On constate que la barrière de fission décroît pour les éléments superlourds (Z > 106) et augmente à nouveau vers N = 184, ce qui correspond à l'une des prévisions pour la fermeture de couche neutron de l'îlot de stabilité. L'encart du haut de la figure 2.2 indique la section efficace de production par fusion-évaporation en fonction de la réaction utilisée. La section efficace est maximale autour du nobelium pour 152 neutrons. Le gap présent dans cette région stabilise le noyau comme nous l'avons vu précédemment. Par conséquent, le potentiel de ces noyaux est plus profond que celui de leurs voisins et la probabilité que le noyau fissionne immédiatement après sa fusion est réduite. La section efficace totale de production augmente donc.

Le même comportement est observé pour les noyaux superlourds à partir de l'élément 112 pour 170



FIGURE 2.1 – Demi-vies partielles pour la fission spontanée pour les noyaux pair-pair et pair-impair de la région transfermium [26]. / Partial half-lives for spontaneous fission of even-even and odd-even nuclei in the transfermium nuclei region [26].

neutrons. Cette tendance de la section efficace et de la hauteur de la barrière de fission traduit la présence de fermetures de couches dans le voisinage. C'est la première indication de la présence de l'îlot de stabilité superlourd.

2.2.2 La réaction de fusion-évaporation

Les noyaux au-delà des actinides ne possèdent pas d'isotopes présentant une durée de vie suffisante pour être présents sur Terre. Leur étude requiert donc une synthèse artificielle. Les premiers éléments artificiellement synthétisés provenaient des explosions de bombes atomiques réalisées au laboratoire de Los Alamos au Nouveau-Mexique [29, 1]. Certains autres éléments peuvent être synthétisés dans un réacteur nucléaire comme c'est le cas du ²⁴⁹Bk synthétisé par irradiation de cibles d'américium et curium au Oak Ridge National Laboratory [30]. Cependant, au-delà du fermium, il n'est plus possible de produire des noyaux en quantités suffisantes pour en permettre l'étude. Pour cette raison, la synthèse de nombreux noyaux très lourds et superlourds se fait par réaction de fusion-évaporation entre un faisceau d'ions et une cible.

L'énergie cinétique du projectile est un paramètre critique pour la fusion des noyaux projectile et cible. Elle doit être suffisante pour lui permettre de franchir la barrière coulombienne, mais suffisamment basse



FIGURE 2.2 – Section efficace de production par fusion-évaporation et hauteur de la barrière de fission pour les noyaux très lourds et superlourds en fonction du nombre de neutrons [27, 28]. / Cross-section for the production by fusion-evaporation and fission barrier height for very heavy and superheavy nuclei versus the neutron number [27, 28].

pour que le noyau composé ne fissionne pas. Les ions du faisceau sont accélérés à des énergies autour de 5 MeV par nucléon, ce qui leur permet de vaincre la répulsion coulombienne au contact du noyau cible. Une fois que les deux noyaux sont en contact, les distributions de matière vont fusionner à l'intérieur du puits de potentiel nucléaire. En fonction du paramètre d'impact et de l'énergie cinétique du projectile, le système ainsi créé va évoluer vers un noyau composé ou fissionner. Dans le cas qui nous intéresse, les deux noyaux vont fusionner pour former un nouveau noyau dans un état excité. Cependant, la majorité des noyaux créés vont fissionner immédiatement, soit à cause d'une énergie d'excitation trop importante pour maintenir la cohésion des nucléons, soit à cause d'un paramètre d'impact trop élevé qui génèrera un système trop peu lié avec un moment angulaire trop important.

La chaleur de la réaction X + a \rightarrow Y^{*} + b est définie pour un noyau composé excité Y^{*} par

$$Q_{ex} = (m_X + m_a - m_Y^* - m_b)c^2 = Q_0 - E_{ex}$$
(2.2)

où Q_0 est la chaleur de réaction débouchant sur le niveau fondamental du noyau composé. Une fois le noyau composé formé, l'énergie d'excitation E_{ex} doit être évacuée. Le moyen le plus efficace pour "dépenser" de l'énergie est l'évaporation de particules. Pour la région des noyaux transfermium, l'évaporation de neutrons est la voie majoritaire. L'énergie d'excitation influe sur le nombre de neutrons évaporés et sur la section efficace de production du noyau final (voir la fonction d'excitation du ²⁴⁶Fm fig. 6.1 page 130).

Une fois que l'énergie d'excitation est trop faible pour justifier l'évaporation de nucléons supplémentaires, la désexcitation se fait par émission électromagnétique. Ce sont ces émissions que l'on cherche à mesurer afin d'obtenir des informations sur la structure du noyau.

2.2.3 Spectroscopie des noyaux transfermium

La spectroscopie électromagnétique permet d'obtenir des informations sur la structure du noyau étudié par l'observation des rayonnements électromagnétiques émis lors de sa désexcitation. La désexcitation se fait majoritairement par l'émission de rayons- γ dont l'énergie cinétique nous donne l'énergie séparant deux états du noyau. La région des noyaux transfermium est caractérisée par une forte conversion des transitions électromagnétiques en électrons.

La conversion électronique

La mécanique quantique autorise les électrons à passer dans le noyau contrairement à un modèle purement orbital. Le noyau excité va donc pouvoir transférer une partie de son énergie d'excitation à un des électrons des couches profondes K, L ou M. Ce phénomène entre en compétition avec l'émission de photons γ [18, 31, 19]. Si l'énergie transférée est supérieure à l'énergie d'ionisation de ces orbitales, un électron est émis à la place d'un photon γ . Le réarrangement du nuage atomique conséquent à la libération de l'électron donne ensuite lieu à l'émission de rayons-X. Le transfert d'énergie n'a lieu que si les fonctions d'onde du noyau et du nuage électronique se recouvrent. Pour cette raison, la probabilité de ce processus est croissante avec le nombre de protons. La conversion électronique est aussi plus importante pour des transitions de basse énergie. On observera donc principalement l'émission d'électrons pour les premiers états de bandes rotationnelles. Pour l'étude des noyaux très lourds, on perd donc l'information sur les transitions de plus basse énergie des bandes observées.

Les électrons de conversion représentent une partie de l'information spectroscopique dont il faut tenir compte dans la région des noyaux transfermium. Leur détection est effectuée à l'aide de spectromètres dédiés qui peuvent être associés aux spectromètres à rayons- γ . Le spectromètre SAGE [20] en est un exemple, et est décrit au chapitre 3.

Etude de la collectivité

Les schémas de niveaux en fonction de la déformation indiquent que les noyaux de la région transfermium sont déformés (voir figures 1.7a et 1.7b page 25). Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, un noyau déformé peut tourner et donc il est possible de déterminer ses moments d'inertie cinématique $\Im^{(1)}$ et dynamique $\Im^{(2)}$. Cette information nous donne des renseignements sur le comportement collectif des nucléons au sein du noyau et sur l'évolution de ces comportements en fonction de la fréquence de rotation. La figure 2.3 représente les moments d'inertie dynamiques des noyaux pair-pairs connus dans la région [21].

La variation du moment d'inertie dynamique en fonction de la fréquence de rotation nous informe sur l'alignement des nucléons sur l'axe de rotation. Tous les moments d'inertie dynamiques augmentent pour les noyaux de cette région, signant une perte d'appariement. Par exemple, on peut constater que dans le noyau de ²⁵²No les paires de nucléons vont s'aligner plus rapidement que dans le noyau du ²⁵⁴No, introduisant une pente plus forte du moment d'inertie dynamique. D'autre part, on constate la présence d'un pic autour de la fréquence $\hbar \omega = 250$ keVdans le moment d'inertie dynamique $\Im^{(2)}$, des noyaux de plutonium. Ces pics correspondent au phénomène de backbending, c'est-à-dire la brisure soudaine d'une paire de nucléons et l'alignement brutal de leurs spins sur celui du noyau. Le moment d'inertie du noyau se trouve donc brutalement réduit puisque leur rotation ne profite plus à la collectivité.

Isomères-K dans la région des noyaux transfermium

L'isomérie K définit des états ayant une durée de vie supérieure à la moyenne des états excités à cause d'une valeur de ΔK importante ; le nombre quantique K représentant la projection du spin sur l'axe de symétrie d'un noyau déformé (voir figure 1.6) [22]. Un état avec une valeur de K élevée est fortement couplé à la déformation du noyau. Le réalignement sur l'axe de rotation implique le transfert d'un grand nombre d'unités de moment angulaire et donc un effet brutal de réarrangement nucléaire. Ce transfert est fortement empêché par les règles de sélection des transitions électromagnétiques. Pour cette raison, les état isomériques K (on parle aussi d'états métastables) ont une durée de vie qui peut aller de quelques dizaines de microsecondes à plusieurs années. Dans la région des noyaux transfermium, on observe des durées de vie allant de 78 μ s pour le ²⁵¹No à 275,7 jours pour le ²⁵⁴Es [32].

Ces états présentent deux intérêts pour l'étude spectroscopique. Le premier réside dans leur durée de vie qui autorise leur sélection pour une étude isolée. Il peuvent en effet être étudiés en spectroscopie retardée au plan focal d'un séparateur (voir 2.2.4), à l'abris du bruit de fond causé par les interactions du faisceau avec la cible. Les états excité situés à une énergie inférieure à l'état métastable peuvent être étudiés par cette technique. Le deuxième intérêt des états isomériques de haut K est qu'ils permettent l'isolation et l'identification d'états à une particule. Ces états possèdent une valeur de K fixe, qui va donc définir les orbitales intervenant dans cet état. Ces orbitales sont différentes de celles mises en jeu pour les états construits sur le niveau fondamental. L'étude des états construits sur un état isomérique K, comme par exemple une bande de rotation fournit des informations sur la structure excitée du noyau. La région des noyaux transfermium présente des exemples parfaits de ces études, notamment pour les noyaux ²⁵⁴No [33] ou ²⁵³No [34].

2.2.4 Techniques pour la spectroscopie des noyaux transfermium

Les sections efficaces de production des noyaux transfermium vont de quelques dizaines de nanobarns à quelques microbarns. La fission immédiate du noyau composé est la réaction la plus fréquente. La section efficace de fission est généralement 4 à 6 ordres de grandeur plus élevée que la section efficace de fusionévaporation recherchée [28]. Les réactions de transfert qui ont lieu dans la cible en parallèle de la fusionévaporation possèdent elles aussi des sections efficaces de quatre à cinq ordres de grandeur plus importantes. Ajoutés aux noyaux du faisceau n'ayant pas interagi dans la cible et aux éventuelles diffusions dans la ligne de faisceau, ces produits de réaction forment un bruit de fond qui "noie" complètement les produits



FIGURE 2.3 – Systématique du moment d'inerte dynamique $\mathfrak{I}^{(2)}$ pour certains noyaux connus dans la région des transfermium et des actinides [21]. / Systematics of the dynamical moment of inertia for the known nuclei in the transfermium and actinide region [21].

de la fusion-évaporation que nous cherchons à étudier. Par conséquent, l'utilisation d'un séparateur pour discriminer les noyaux d'intérêt est indispensable. Les mesures spectroscopiques utilisent la sélectivité du séparateur pour assurer la parenté des rayonnements mesurés. On distingue la spectroscopie prompte, dont les mesures d'intérêt principal ont lieu au niveau de la cible, de la spectroscopie retardée, dont les mesures ont lieu en aval de la cible. Ces deux techniques sont complémentaires. Le principe de ces deux méthodes est présenté sur la figure 2.4.



FIGURE 2.4 – Principe de la spectroscopie retardée et de la spectroscopie prompte et disposition des détecteurs utilisés. / *Principle of the delayed spectroscopy and prompt spectroscopy and layout of the detectors*.

La spectroscopie retardée

La spectroscopie retardée est basée sur l'identification du noyau par sa décroissance [21]. Elle nécessite des détecteurs installés au plan focal du séparateur. Plusieurs informations sont nécessaires à l'identification des noyaux de recul sélectionnés par le séparateur. On mesure le temps de vol du noyau ainsi que son dépôt d'énergie dans un matériau de référence. Ces deux grandeurs sont caractéristiques de la masse du noyau et permettent une première identification. La résolution de ces mesures est toutefois assez mauvaise (surtout dans le cas d'un séparateur à gaz, voir chap. 3), et la présence de produits de transfert issus de la cible ayant une masse et une énergie de recul proches viennent perturber cette sélection. L'énergie d'implantation du noyau vient ajouter une information supplémentaire permettant son identification. Le détecteur d'implantations doit permettre la mesure de la position (x,y). La détection d'une émission (généralement une particule α ou des fragments de fission) à la même position (x,y) dans un intervalle de temps donné permet d'identifier le noyau de manière certaine¹. De cette manière, tous les rayonnements émis entre l'implantation et la décroissance sont associés à ce noyau. Cette technique présente toutefois un inconvénient de taille dans le cas d'une décroisance α . Les particules α sont émises avec une énergie cinétique (5 à 9 MeV pour la région des noyaux transfermium) suffisante pour s'échapper du détecteur d'implantation. Leur énergie cinétique n'est donc pas toujours complètement déposée dans le détecteur d'implantation. De fait, on considère que l'efficacité de détection des particules α dans un détecteur d'implantation est de 50%². Dans le cas de noyaux

¹Cette technique n'est bien entendu valable que dans le cas de noyaux connus dont la décroissance a déjà été observée. L'identification de nouveaux éléments, notamment dans la région des noyaux superlourds requiert la détection d'une cascade de particules α aboutissant à des noyaux connus. Cette méthode spécifique est nommée "corrélation génétique"

²Les noyaux de recul s'implantent typiquement à des profondeurs de 1 à 10 μ m. Le parcours d'une particule α de 8 MeV dans le silicium est de l'ordre de 45 μ m. On en déduit que les particules α émises dans la direction d'entrée du noyau vont sortir du cristal

ayant une faible section efficace de production, il faut utiliser une autre méthode de sélection pour permettre une mesure spectroscopique correcte des rayonnements électromagnétiques. On peut dans ce cas utiliser les informations du temps de vol, du dépôt d'énergie et de l'énergie d'implantation pour identifier le noyau. Ces méthodes moins précises dans la détermination du noyau émetteur, mais de plus grande efficcacité, sont utilisées pour l'analyse du ²⁴⁶Fm au chapitre 6.

On place autour du détecteur d'implantation des détecteurs au germanium pour les rayons γ et X et au silicium pour les électrons de conversion. On observe ainsi la désexcitation du noyau identifié. Ces détecteurs nous fournissent des informations sur la désexcitation du noyau implanté et donc sur sa structure ou celle de ses fils. Cependant, le noyau a été produit dans la cible, de quelques microsecondes à quelques dizaines de microsecondes avant son implantation. Pendant cet intervalle de temps, le noyau s'est déjà fortement désexcité. Les rayonnements émis au plan focal par ce noyau ne peuvent correspondre qu'à la désexcitation à partir d'états isomériques [23]. Dès que le temps de vie de l'état métastable est supérieur au temps de vol dans le séparateur, sa décroissance vers le niveau fondamental peut être observée par cette méthode. Les rayons γ , X et les électrons de conversions émis dans ce cas nous renseignent sur ces structures métastables et en particulier sur la valeur de la projection K de l'état isomérique.

Cette méthode permet aussi d'étudier la structure des noyaux à partir de leur décroissance α . La mesure des intensités des différentes voies de décroisssance α fournit des informations sur le spin et la parité des noyaux père et fils [35]. Le spin et la parité de l'état final d'une décroissance α sont fortement dépendants de celui de l'état initial. Dans les noyaux impairs, la fragmentation de la décroissance à partir d'états excités permet d'obtenir des informations sur la structure du noyau.

Un paramètre important est à prendre en compte pour la mesure des particules α dans la région des noyaux transfermium. Les transitions électromagnétiques de basse énergie (transitions E2 inférieures à 200 keV et M1 inférieures à 400 keV [21]) sont fortement converties. Ces transitions sont généralement proches des états à partir desquels une émission α prend place. La sommation des énergies de recul de la particule α et des électrons de conversion fausse la mesure de l'énergie en surévaluant l'énergie de la particule α [18]. Il faut donc tenir compte de la conversion électronique lors de l'analyse des spectres α .

La spectroscopie prompte

La spectroscopie prompte mesure la désexcitation prompte du noyau composé. Autour de la cible sont placés des détecteurs de rayons γ , comme une sphère de détecteurs germanium telle que JUROGAM 2 (voir chapitre 3) ou un spectromètre à électrons tel que SACRED [36]. Les deux spectromètres peuvent être couplés comme dans le cas de SAGE [20] (voir chapitre 3). Ces spectromètres sont couplés au système décrit précédemment qui est utilisé pour l'identification des noyaux.

La figure 2.5 schématise la méthode de corrélation entre les deux spectromètres. Les noyaux produits sont identifiés au plan focal avec la sélection adéquate. La connaissance précise du temps de vol³ des produits de réaction dans le séparateur permet d'associer les émissions promptes aux informations du plan focal par coincidence temporelle retardée. Les rayonnements détectés au niveau de la cible au moment de la désexcitation prompte du noyau sont donc rétroactivement associés à ce dernier.

L'association peut être faite avec le seul noyau implanté (on parle de Recoil Tagging) ou avec sa décroissance (on parle de Recoil-Decay Tagging (RDT) [24, 25]). Ce choix dépend de la précision requise, du bruit de fond observé et de la statistique disponible. Comme nous le verrons au chapitre 6, l'utilisation des deux techniques est parfois nécessaire. La sélection des rayonnements par leur noyau émetteur permet de "nettoyer" considérablement les spectres enregistrés autour de la cible et surtout d'attribuer sans ambiguité

avant d'être arrêtées. La mesure de ces énergies ne pourra donc pas être prise en compte, supprimant environ 50% de la statistique.

³La précision requise dépend de la demi-vie du noyau étudié, mais surtout de la fréquence des évènements au plan de cible et au plan focal. Plus la fréquence sera élevée, plus la probabilité des corrélations aléatoires sera importante et donc la précision dans la connaissance du temps de vol importante.



FIGURE 2.5 – Principe de la méthode de corrélation temporelle pour la spectroscopie prompte avec la méthode dite du Recoil Tagging ou du Recoil-Decay Tagging appliqué au système expérimental installé à l'Université de Jyväskylä. / Layout of the time correlation for prompt spectroscopy using the Recoil Tagging or Recoil-Decay Tagging method applied to the experimental setup installed at the University of Jyväskylä.

les transitions observées au noyau émetteur. L'interaction du faisceau avec la cible ou encore avec le gaz du séparateur, dans le cas de RITU, produisent un rayonnement considérable qui "noie" les transitions qui nous intéressent. Dans le cas des noyaux de la région transfermium, les faibles sections efficaces ajoutées à la faible efficacité d'un spectromètre à rayons γ tel que JUROGAM 2 (5,46% à 121 keV) engendrent des statistiques extrêmement réduites. La qualité de la sélection a donc un impact important sur la validité des spectres obtenus et sur la qualité des mesures qui leur sont appliquées. La figure 2.6 illustre bien l'importance de l'identification des noyaux et de la sélection des rayons γ . L'analyse des mesures effectuées sur le ²⁴⁶Fm présentée au chapitre 6 en est un exemple encore plus frappant.



FIGURE 2.6 – Exemple du pouvoir de sélection de la méthode RDT pour la spectroscopie prompte par rayons γ , sur la réaction ¹⁴⁴Sm(³⁶Ar,4n)¹⁷⁶Hg. En haut : Spectre total des rayons γ . Au milieu : Rayons γ en coincidence avec un noyau détecté au plan focal de RITU (Recoil Tagging). Le spectre est dominé par la désexcitation du ¹⁷⁶Pt. En bas : Rayons γ en coincidence avec la particule α caractéristique du ¹⁷⁶Hg. [21] / *Example of the power of the RDT technique applied to prompt* γ *ray spectroscopy for the reaction* ¹⁴⁴Sm(³⁶Ar,4n)¹⁷⁶Hg. Top : Total singles γ ray spectrum. Middle : γ rays correlated to nuclei detected at the focal plane of RITU. The spectrum is dominated by the deexcitation of ¹⁷⁶Pt. Bottom : γ rays correlated to the characteristic α particle decay of ¹⁷⁶Hg. [21]

Il faut cependant noter que la qualité d'une sélection par décroissance α au plan focal permet d'assigner sans ambiguité les transitions à un noyau. En effet, les spectres α présentent en général un faible bruit de fond. Il est donc possible de "nettoyer" en grande partie le fond restant par des sélections additionnelles sur le temps de vol.

Ces techniques sont couramment utilisées lors d'expériences de spectroscopie nucléaire. Les instruments permettant de les appliquer sont décrits dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Instruments pour la spectroscopie des éléments très lourds

3.1 Abstract

During my thesis, I took part in spectroscopy experiments at the Accelerator Laboratory of the University of Jyväskylä and at the Flerov Laboratory for Nuclear Reactions in Dubna.

The Accelerator Laboratory at the University of Jyväskylä

The Accelerator Laboratory of the University of Jyväskylä hosts an ensemble of detectors designed for γ -ray spectroscopy using the Recoil Decay Tagging method. The spectrometer JUROGAM 2 is composed of 39 Compton-suppressed High Purity Germanium detectors placed around the target position (see fig. 3.2 page 52). Twenty four clover detectors from the former EUROGAM array are disposed in two rings around 90° and fifteen EUROGAM Phase I tapered detectors are placed at the backward angles (see fig. 3.3 page 53). The array covers 30.27% of 4π with an efficiency of 5.95% at 1.33 MeV [37]. The detectors have been instrumented using TNT2D digital acquisition cards to record the signals from the Germanium detectors and their BGO shields. The use of digital electronics allows to deal with γ -ray counting rates up to at least 36 kHz per clover crystal with reasonable energy resolutions. The improvements brought by the use of digital electronics for prompt γ -ray spectroscopy will be detailed in chapter 4.

The gas-filled separator RITU (Recoil Ion Transport Unit) [38, 39] is designed for the study of heavy ions through decay tagging. The formula of the separator (QDQQ) (see fig. 3.4 page 55) is optimized to ensure the best possible transmission for the recoiling nuclei produced in fusion-evaporation reactions [38]. Specifically, the first quadrupole focalizes the beam spot vertically in order to fit the acceptance of the magnetic dipole. The transmission of RITU varies also depending on the thickness of the target and the reaction, ranging from 2% for light projectiles (N, O, Ne) to 25% for heavier ones (Ca,Ti, Cr) (see fig. 3.5 page 55)[40]. The use of gas inside the volume of RITU focalizes the charge distribution of the ions on an average value depending on Z. The magnetic rigidity of the separator is then changed to $B\rho \approx 0.0227A/Z^{1/3}$, therefore changing the selection from $B\rho = mv/q$ to A/q. Then the ions follow a trajectory centered on the average charge of the ion (see fig. 3.6 page 56). Therefore all charge states are transported to the focal plane. This leads to a better transmission of the produced nuclei by reducing the spatial spread in the separator. The main characteristics of RITU are summarized in table 3.1 page 57.

The nuclei transported through RITU are implanted into the focal-plane spectrometer GREAT (see fig. 3.7 page 58) [41]. GREAT is composed of several detectors that measure the characteristics of the recoiling nuclei and their decays. Immediately after the separator is placed the MultiWire Proportionnal Chamber (see

fig. 3.8 page 59), which records the energy loss and stops the time of flight measurement in coïncidence with the implantation detector. It is composed of an isobutane volume enclosed by mylar windows $(120\mu g/cm^2)$. The position of the recoiling nuclei is recorded by two position-sensitive wire planes in X and Y coordinates with a precision around 1 mm. The anode situated at the center of the chamber is an aluminium covered mylar foil, used to record the energy loss.

The nuclei are implanted downstream in a Double Sided Silicon Strip Detector. The detector is composed of two juxtaposed crystals with active areas of $60x40 \text{ mm}^2$ and a thickness of $300 \mu \text{m}$. The strips have a pitch of 1 mm and create 4800 pixels. The amplification of both sides is independent to allow the detection of different particles of interest.

The diode tunnel is placed upstream from the DSSSD to detect the conversion electrons and alpha particles escaping from the site of implantation. The detector is composed of 28 PIN photodiodes with an active area of 28x28 mm² and a thickness of 500 μ m. This geometry gives a collection efficiency of 30%. The energy resolution is measured to be 5 keV for conversion electrons [41].

Behind the DSSSD is placed a planar germanium detector. This detector measures low energy γ -rays and X-rays as well as high energy β particles that could pass through the stop detector. The active area is 120x60 mm² for a thickness of 15 mm. The detection efficiency for 100 keV γ -rays is 30% as seen on fig. 3.9 page 60.

In order to study the delayed γ -ray emissions for isomeric states or the spectroscopy of daughter nuclei, a large volume clover germanium detector is placed above the focal plane. This detector completes the planar detector for higher energy γ -rays, with a 5% collection efficiency above 200 keV (see fig. 3.9 page 60). Additional germanium detectors can be disposed around the focal plane to complete this setup.

The Flerov Laboratory for Nuclear Reactions

The GABRIELA spectrometer is the result of a franco-russian collaboration between the CNRS/IN₂P₃ and the JINR. The spectrometer is placed at the focal plane of the VASSILISSA separator at the Flerov Laboratory for Nuclear Reactions in Dubna. VASSILISSA is an electromagnetic separator composed of two stages of separation (see fig. 3.11 page 62). Three electric dipoles discriminate the fusion-evaporation products from the other reaction products. The first dipole selects the recoiling nuclei with respect to their speed in order to suppress the beam-like components. The two following dipoles suppress the transfer products with a selectivity higher than 10^4 [42]. The second stage separation is ensured by a magnetic dipole. The 37° magnet has been replaced by the original 8° dipole to increase the transmission of the separator for transfermium elements to 5% [43]. The VASSILISSA separator has a transmission ranging from 1% to 40% for reactions using respectively beams of 16 O to 48 Ca.

The GABRIELA spectrometer (fig. 3.12 page 64) is designed for the delayed spectroscopy of transfermium elements with a special emphasis of the detection of K-isomers. The time of flight measurement is made by a succession of two MicroChannel Plate modules (shown on fig. 3.13a and 3.13b page 64) placed 40 cm apart. The recoiling ion passes through gold-covered formvar foils whose secondary electrons are collected by the two MCPs placed at 90° on each side of the foil. The time measurement is made through a Time to Amplitude Converter giving a time resolution as low as (400±30) ps. The thickness of the formvar foils has been reduced from 20-30 μ g/cm² to 15-20 μ g/cm² in order to increase the transmission of fusion-evaporation products with low recoiling velocities.

The nuclei are then implanted in a stop detector. The original silicon crystal was 60x60 mm² by 300 μ m with sixteen resistive strips cooled through the supporting frame (see fig. 3.14 page 65) [44]. This detector was replaced in 2009 by a Double Sided Silicon Strip Detector of 60x60 mm² by 300 μ m with 48 strips on each side (1.15 mm strip width on the front and 0.97 mm at the back). The front side is instrumented with three independent preamplifiers and the back side with two. These preamplifiers allow the use of specific gains in order to detect the implantation energy, the decay through α emission or spontaneous fission and

conversion electrons. The cooling of the crystals allows an energy resolution down to 17 keV for α particles [43, 45].

Upstream from the stop detector is placed a tunnel of silicium detectors as shown on fig. 3.14. The tunnel is designed to detect α -particles and conversion electrons escaping from the DSSSD. The original detector was composed of four 50x50 mm² by 500 μ m silicon crystals segmented in four strips along the beam axis [44]. The new detector uses four 50x60 mm² crystals with thicknesses of 0.715 mm, 0.740 mm and 1 mm. The crystals are segmented in 32 strips chained four by four in order to minimize the channel number. The detector was not cooled during the 2009 campaign, leading to an energy resolution of 20 keV instead of 10 keV with -20°C cooling. The detection efficiency is measured to be of the order of 18% for 100-550 keV electrons (see fig. 3.15b page 65).

The focal plane is surrounded by seven High-Purity germanium detectors from the French-UK Loan Pool (see fig. 3.12 page 64). Six Compton-suppressed crystals are arranged in a star configuration centered on the stop detector. The seventh crystal is unsuppressed and placed directly at the back of the DSSSD with a distance as short as possible between the germanium and the Silicon crystals . The casing of this last detector as well as the thickness of the implantation detector housing have been reduced as much as possible to increase the γ -ray detection efficiency of the spectrometer (see fig. 3.16 page 67). The germanium array has a γ -ray detection efficiency of 16% at 100 keV and 5.4% at 665 keV [43].

Upcoming detectors for the spectroscopy of the transfermium elements

SAGE

The SAGE spectrometer (Silicon And GErmanium spectrometer) is the combination of the JUROGAM 2 array and an electron spectrometer (see fig. 3.17 page 68). This spectrometer will allow to complete the prompt γ -ray measurements with the conversion electrons from the low energy transitions in the transfermium elements. The electron detector is a segmented silicon disc placed at -176.8° with respect to the beam direction. The electrons are guided by two solenoids placed around the target and directed backwards to the detector (see fig. 3.18 page 3.18). The δ electrons produced by the interaction of the beam with the target are suppressed by a high voltage barrier and the position of the detector. The detection efficiency is estimated to 9.5% for 200 keV conversion electrons [20].

Upgrade of the VASSILISSA separator

The separator VASSILISSA has an insufficient transmission for the study of nuclei produced in asymmetric reactions. In order to improve this transmission, the architecture of the separator is to be changed from the original three electric dipoles to two successive couples of electric and magnetic dipoles as shown on fig. 3.19 page 70. The separator will be changed into a velocity filter. In order to accompany this upgrade, the detectors of GABRIELA will also be modified. The DSSSD will be expanded to 100x100 mm² with 128x128 strips. The electron tunnel will be composed of four crystals of 100x60 mm². The back germanium detector will be replaced by a clover detector in order to cover the area of the DSSSD. The electronics will also be upgraded.

The Super Separator Spectrometer S³ for SPIRAL2

This new separator will be installed at GANIL as part of the SPIRAL2 project, in order to use very high intensity stable beams for

- the synthesis of superheavy elements,
- the spectroscopy of nuclei in the transfermium region,
- the spectroscopy of nuclei in the 100 Sn region.

The separator is composed of two stages as shown on fig. 3.20 page 71. The first stage is a momentumachromat with a 1/1000 rejection power. The second stage is a mass-achromat with a mass resolution of 1/300. An intermediary target plane can be installed between the two stages, at the focal plane of the first stage. The separator is designed to be compatible with recoil-decay tagging experiments. A detection system is designed specifically for the focal plane of S³ on the principle of GREAT and GABRIELA (see fig. 3.21 page 72). The time of flight measurement will be made by Secondary Electron Detectors. The stop detector will be a 100x100 mm² DSSSD with 128x128 strips. The thickness and doping of the crystal are still under discussion. A second Silicon crystal could be installed behind the DSSSD as a punch-through veto detector. The conversion electrons and α -particles escaping the implatation detector will be received in a tunnel of four 100x100 mm² silicon crystals placed upstream. The focal plane will be surrounded by seven EXOGAM clover detectors for the detection of γ -rays in a configuration similar to GABRIELA (see fig. 3.22) page 73. This germanium array has an estimated maximum detection efficiency of 55% at 100 keV [46].

3.2 Instruments pour la spectroscopie des éléments très lourds

Au cours de ma thèse, j'ai participé à des expériences utilisant des systèmes de détection dédiés à la spectroscopie prompte et à la spectroscopie par décroissance. Ces expériences se sont déroulées au sein de deux laboratoires en particulier : le Département de Physique de l'Université de Jyväskylä et le Laboratoire Flerov pour les Réactions Nucléaires (FLNR) à Dubna (Russie). Dans ce chapitre seront décrits les systèmes de détection utilisés pour la spectroscopie prompte et retardée à l'Université de Jyväskylä et pour la spectroscopie par décroissance au FLNR.

3.2.1 Le Laboratoire de l'Accélérateur à l'Université de Jyväskylä

Le Département de Physique de l'Université de Jyväskylä en Finlande, le JYFL (Jyväskylä Yliopisto Fisiikan Laito), abrite un ensemble de détecteurs permettant de faire de la spectroscopie par rayons- γ en utilisant la méthode dite du "Recoil-Decay-Tagging" (RDT) : le spectromètre γ JUROGAM 2, le séparateur RITU et le multi-détecteur GREAT (voir figure 3.1). Les expériences sont réalisées auprès du cyclotron K130 équipé de deux sources ECR de 14GHz [47] ou de 6,4 GHz [48] de fréquence. La présence de JUROGAM 2 est le fruit d'un investissement du groupe de Physique Nucléaire et d'années d'expérience dans le domaine, qui font de l'Université de Jyväskylä une des rares installations en Europe permettant de réaliser des expériences de spectroscopie en rayons γ prompts.



FIGURE 3.1 – Le système de détection installé au Laboratoire de l'Accélérateur de l'Université de Jyväskylä est composé du spectromètre à rayons γ JUROGAM 2, du séparateur magnétique à gaz RITU et du spectromètre de plan focal GREAT [49]. / *The detection setup installed at the Accelerator Laboratory of the University of Jyväskylä is composed of the* γ *-ray spectrometer JUROGAM 2, the gas-filled recoil separator RITU and the focal plane spectrometer GREAT* [49].



FIGURE 3.2 – Le spectromètre à rayons γ JUROGAM 2. / The γ -ray spectrometer JUROGAM 2.

JUROGAM 2

JUROGAM 2 est la troisième version de spectromètre à rayons- γ installé à l'Université de Jyväskylä après JUROSPHERE [50] et JUROGAM. Il est composé de 39 détecteurs au germanium hyper-pur issus de la collaboration EUROGAM, dont 24 cristaux de type trèfle et 15 détecteurs de type tronconique comme indiqué sur la figure 3.3.

Les détecteurs sont répartis sur une sphère autour de la cible de la manière suivante :

- deux anneaux de 12 détecteurs de type trèfle orientés respectivement à 75,5° et 104,5° par rapport à la direction du faisceau,
- dix cristaux tronconiques sont disposés à l'arrière autour de la ligne de faisceau à 133,57°,
- cinq détecteurs de type tronconique peuvent être placés sur un dernier anneau à 157,6°.

Les cinq derniers cristaux laissent pour l'instant la place au spectromètre à électrons SAGE qui sera décrit dans la section 3.2.3. Dans sa configuration complète, JUROGAM 2 affiche une efficacité de détection γ de 5,95 % à 1,33 MeV pour une couverture angulaire de 30,27 % de 4 π [37].

Chaque cristal de germanium est protégé des échappements Compton par des enceintes formées de cristaux de germanate de bismuth (BGO) [51]. Les figures 3.3 (b) et (c) montrent respectivement la structure d'un bouclier anti-diffusion Compton associé à un détecteur germanium de type tronconique et son enveloppe. Un photon diffusé par effet Compton dans le cristal de germanium a de grandes chances de ne pas y perdre la totalité de son énergie. La mesure d'une partie de l'énergie initiale du photon tandis que l'énergie résiduelle est déposée hors du cristal de germanium contribue au bruit de fond continu, ce qui pollue les coïncidences entre rayons γ . Les photons diffusés sont détectés dans les cristaux de germanate de bismuth



FIGURE 3.3 – Schéma du spectromètre JUROGAM 2 qui utilise la structure de l'ancien spectromètre EU-ROGAM 2. (a) Vue latérale de la structure générale du spectromètre. (b) Coupe d'un détecteur germanium de type tronconique inséré dans son enceinte anti diffusion Compton. (c) Enceinte des cristaux de BGO pour un détecteur germanium de géométrie tronconique. (d) Vue extérieure d'un détecteur germanium de type trèfle. (e) Ensemble des quatre cristaux de germanium formant un détecteur de type trèfle [6]. / *Diagram of the spectrometer JUROGAM 2 that uses the structure of the former germanium array EUROGAM 2. (a) Side view of the general structure of the spectrometer. (b) Cross-section of a tapered germanium detector encased in its BGO shield. (c) Housing of the BGO shields for a tapered germanium detector. (d) External view of a clover germanium detector. (e) Group of four germanium crystals composing a clover detector [6].*

dont la scintillation est convertie en signal électrique par les photomultiplicateurs associés. Le signal issu des photomultiplicateurs est utilisé comme veto pour l'acquisition des signaux du détecteur germanium. Les détecteurs tronconiques sont associés à un seul signal provenant de l'enceinte anti-diffusion Compton, les photomultiplicateurs du bouclier étant chainés. Pour les détecteurs trèfle, le bouclier est séparé en deux, une moitié des photomultiplicateurs sert de veto pour les deux cristaux qu'elle entoure.

Les détecteurs de JUROGAM 2 ont été instrumentés par des cartes TNT2D produites par l'IPHC Strasbourg [52]. L'ensemble représente 106 voies numériques pour l'acquisition des signaux issus des détecteurs germanium ainsi que 58 voies veto provenant des enceintes anti-diffusion Compton. Les cartes numériques traitent les signaux plus rapidement et présentent un temps mort plus faible, ce qui autorise le doublement du taux de comptage dans les détecteurs.

Par conséquent, les taux de comptage acceptables dans les détecteurs au germanium situés au plan de cible ont été relevés de 15 kHz à 36 KHz pour des cristaux de type tronconique, soit un taux de comptage cumulé de 144 kHz pour les quatre voies d'une carte TNT2D. L'électronique analogique qui instrumentait JUROGAM à l'origine permettait une intensité de faisceau de 40 pnA maximum sur la cible. Le passage à une électronique numérique avec les cartes TNT2D a permis de relever ce chiffre à 71 pnA. De plus, la réduction du temps mort permet de traiter un plus grand nombre de coups et de résoudre des évènements qui se seraient empilés dans un système plus lent. Les améliorations apportées par les cartes TNT2D sur JUROGAM et JUROGAM 2 seront détaillées au chapitre 4 dédié à cette partie de mon travail de thèse.

RITU

Le séparateur RITU (Recoil Ion Transport Unit) [38, 39] est un séparateur magnétique à gaz conçu pour l'étude des ions lourds par identification de leur décroissance. La formule optique du séparateur est optimisée pour la sélection des noyaux lourds formés par fusion-évaporation. La composition classique d'un séparateur magnétique (Dipôle magnétique + Quadrupôle vertical + Quadrupôle horizontal) a été complétée par un quadrupôle vertical avant l'entrée dans le dipôle comme le montre la figure 3.4.

Cet aimant permet de focaliser verticalement les noyaux issus de la cible afin d'adapter leur trajectoire à l'acceptance du dipôle magnétique. De cette façon, un plus grand nombre de noyaux produits dans la cible pénètrent dans le séparateur et la transmission de ce dernier est améliorée. Cette conception a volontairement sacrifié le pouvoir de résolution en masse au profit de la transmission afin d'accéder à des noyaux ayant une section efficace de fusion-évaporation de l'ordre du nanobarn. Le quadrupôle définit les dimensions de l'ouverture angulaire du séparateur à 80 milliradians verticalement et 30 milliradians horizontalement, soit un angle solide de 10 millistéradians. Outre sa géométrie, la transmission d'un séparateur dépend également de l'épaisseur de la cible et de la réaction utilisée. Dans le cas de RITU, la transmission varie entre 2% pour les projectiles légers (N, O, Ne) et 25% pour les projectiles lourds (Ca, Ti, Cr) comme on peut le voir sur la figure 3.5 [40]. En effet, la dispersion angulaire due aux neutrons, et surtout celle due aux interactions coulombiennes dans la cible sont fortement dépendantes de la vitesse de recul qui est plus faible dans le cas des faisceaux légers.

Les deux autres quadrupôles permettent de focaliser le faisceau sur le plan focal afin de limiter sa dispersion et donc son étalement spatial.

Le dipôle magnétique assure la fonction de séparation grâce à l'action de la force de Lorentz. Une particule de masse *m* et de charge *q* se mouvant à une vitesse *v* perpendiculairement à un champ magnétique homogène de norme *B* aura une rigidité magnétique notée $B\rho$ définie par la relation

$$B\rho = \frac{m\nu}{q}[T.m] \tag{3.1}$$

où ρ décrit le rayon de la trajectoire de la particule. La trajectoire d'un noyau dans un séparateur magnétique dépend donc de sa masse, de sa charge et de sa vitesse. La fonction de séparation et de réjection du séparateur



FIGURE 3.4 – Schéma du séparateur magnétique à gaz RITU (Recoil Ion Transport Unit) de type QDQQ (D : dipôle, Q : quadrupôle) au Département de Physique de l'Université de Jyväskylä [53]. / Layout of the gas-filled recoil separator RITU (Recoil Ion Transport Unit) of QDQQ type (D : dipole, Q : quadrupole). RITU is installed at the Accelarator Laboratory in the University of Jyväskylä [53].



FIGURE 3.5 – Simulation de l'acceptance de RITU en fonction de l'épaisseur de la cible pour deux réactions de fusion-évaporation avec différents rapports de masse. Plus la réaction est asymétrique, plus l'acceptance décroît rapidement (d'après [40]). / Simulation of the acceptance of RITU as a function of the target thickness for two fusion-evaporation reactions with different mass ratios. The more asymmetric the reaction, the lower the acceptance. (From [40]).



FIGURE 3.6 – Trajectoires des ions soumis au champ d'un dipôle magnétique pour un séparateur sous vide (a) et rempli de gaz (b). Dans le séparateur sous vide les ions d'un même élément suivent des trajectoires distinctes selon leur état de charge. Lorsque le séparateur est rempli de gaz, les trajectoires sont regroupées et centrées sur celle de l'état de charge moyen de l'élément [53]. / Ion paths in a dipole magnetic field within a vaccum separator (a) and a gas-filled separator (b). In the vaccum separator, ions from a same element follow distinct trajectories depending on their charge state. If the separator volume is filled with gas, the trajectories are gathered and focused on the trajectory of the average charge state of the element [53].

est basée sur cette relation. Chaque état de charge d'un même ion s'implante à une position différente au plan focal et la distribution spatiale des ions sélectionnés peut être très large. Il est donc difficile voire impossible d'observer la totalité des ions produits dans la cible.

Ce problème a été résolu pour RITU en remplissant ce séparateur d'un gaz à basse pression tel que l'hydrogène ou l'hélium. La présence d'un gaz dans le séparateur permet de focaliser la charge des ions sur une valeur moyenne dépendante de Z. En effet, les collisions entre les ions produits et les molécules de gaz vont engendrer des échanges de charges. Selon la théorie de Bohr sur l'atome [54], tous les électrons se déplaçant à une vitesse orbitalaire inférieure à une vitesse $v_o = 2, 19.10^6$ m/s (vitesse de Bohr) sont arrachés lors d'une collision. Le modèle de l'atome de Thomas-Fermi permet de calculer que le nombre moyen d'électrons arrachés est

$$\overline{q} = \frac{v}{v_o} Z^{1/3} \tag{3.2}$$

pour des vitesses comprises dans l'intervalle $1 < v/v_o < Z^{1/3}$. Au terme d'un nombre suffisant de collisions, la trajectoire des ions ne dépend plus de leur état de charge initial et suit celle de l'état de charge moyen \overline{q} . La rigidité magnétique devient donc

$$B\rho = \frac{mv}{e\overline{q}} = \frac{mv}{\left[\frac{ev}{v_o}Z^{1/3}\right]} \approx 0,0227\frac{A}{Z^{1/3}} \quad [T.m]$$
(3.3)

Les ions d'un même élément suivront donc tous une trajectoire similaire centrée sur celle définie par la charge moyenne \overline{q} comme illustré dans la figure 3.6.

La totalité des états de charge sont donc transportés au plan focal du séparateur. Pour cette raison, la transmission d'un séparateur à gaz est meilleure que celle d'un séparateur sous vide. La focalisation de l'état de charge se fait toutefois au détriment de la résolution en masse. La sélection des noyaux doit être affinée

par l'utilisation de détecteurs situés au plan focal comme un compteur proportionnel ou une mesure de temps de vol.

Le séparateur RITU accepte des rigidités magnétiques jusqu'à 2.2 Tm et possède une résolution en masse de $\Delta A/A=1/100$ sous vide. Pour la séparation des noyaux dans la région transfermium, RITU est rempli d'hélium à une pression voisine de 1 mbar. Les principales caractéristiques du séparateur RITU sont présentées dans le tableau 3.1.

TABLE 3.1 - Caractéristiques du séparateur RITU [38]. / Characteristics of the RITU separator [38].

Configuration	$Q_v \mathrm{D} Q_h Q_v$
Rigidité magnétique max.	2,2 T.m
Rayon de déviation	1,85 m
Acceptance verticale	$\pm 80 \text{ mrad}$
Acceptance horizontale	$\pm 30 \text{ mrad}$
Acceptance angulaire	10 msr
Dispersion	10 mm/%
Angle de déviation	25°
Longueur totale	4,8 m

GREAT

Le plan focal de RITU est équipé d'une succession de détecteurs dont l'association permet d'identifier les noyaux issus de la réaction ayant traversé RITU et d'en détecter la décroissance. Ces détecteurs forment le spectromètre GREAT [41, 55]. Il est composé des éléments suivants :

- un compteur proportionnel à fils (MWPC) pour mesurer le dépôt d'énergie et permettre la mesure du temps de vol,
- un détecteur silicium double face à pistes (DSSSD) pour mesurer l'implantation des noyaux et leur décroissance α et β,
- un tunnel des diodes silicium pour mesurer les électrons de conversion,
- un germanium planaire pour mesurer les rayons γ de basse énergie,
- des germaniums trèfles pour mesurer les rayons γ au delà de 200 keV.

GREAT est un détecteur développé par le groupe de Physique Nucléaire de Daresbury en collaboration avec les universités de Liverpool, York, Manchester, Surrey, Keele et Jyväskylä.

le compteur proportionnel à fils (MWPC) Le compteur proportionnel à fils (Multi-Wire Proportionnal Counter) consiste en une enceinte fermée par deux fenêtres en mylar de $120 \ \mu g/cm^2$ contenant de l'isobutane à 3 mbars. Les fenêtres permettent d'isoler le compteur de l'hélium contenu dans RITU et du vide dans lequel opèrent les détecteurs de GREAT. Dans le volume de gaz sont situés un plan de fils enregistrant la position en X, une anode en mylar aluminisé ($240 \ \mu g/cm^2$) et un plan de fils enregistrant la position en Y. La postion du faisceau est obtenue par une mesure résistive dans les deux plans de fils avec un pas de 1 mm. La résolution spatiale est similaire à celle du DSSSD. Le passage d'un noyau ionise les films d'aluminium de l'anode, arrachant des électrons de part et d'autre du film de mylar. Le signal causé par cette ionisation donne le dépôt d'énergie caractéristique de l'ion et fournit le signal d'arrêt de la mesure du temps de vol. Les



FIGURE 3.7 – Disposition des détecteurs du spectromètre GREAT placé au plan focal du séparateur RITU [41]. / *The GREAT spectrometer* [41].

électrons sont accélérés par les champs électriques régnant de part et d'autre de l'anode vers les cathodes à chaque extrémité du détecteur. La collection des électrons sur les fils résitifs fournit une information de position. Une coordonnée est fournie par le fil touché et l'autre par les signaux reçus à chaque extrémité du fil. L'anode fournit la valeur du dépôt d'énergie spécifique de l'ion traversant le film de mylar. Ce signal est aussi employé pour la mesure du temps de vol effectuée entre le compteur proportionnel à gaz et le détecteur d'implantation. Le signal collecté à l'anode du compteur proportionnel à gaz est retardé jusqu'à l'arrivée d'un signal en provenance de détecteur silicium. La différence en temps est convertie en amplitude pour donner la valeur du temps de vol entre les deux détecteurs.



FIGURE 3.8 – Schéma de principe du compteur proportionnel à gaz. / Working scheme of the multiwire proportionnal counter.

Les détecteurs d'implantation (Double Sided Strip Silicon Detector) Les noyaux sont implantés dans deux cristaux de silicium de 60 mm de large, 40 mm de haut et de 300 μ m d'épaisseur, séparés de 4 mm et situés en aval du compteur proportionnel à fils. Les cristaux sont segmentés en pistes avec un pas de 1 mm, formant 4800 pixels.

Les détecteurs d'implantation de GREAT sont montés sur une structure creuse qui permet la circulation d'un liquide permettant de les refroidir jusqu'à -20°C. Le maintien de la température des cristaux à une valeur aussi basse permet de réduire les courants de fuite qui prennent place dans les détecteurs au silicum et affectent la résolution en énergie.

Les détecteurs d'implantation permettent la mesure de l'énergie d'implantation d'un noyau ainsi que l'énergie de recul des particules α et β émises lors de sa décroissance. Afin de permettre un réglage adéquat pour les gammes d'énergie associées à chacune de ces particules, l'amplification des deux faces du DSSSD est indépendante. On peut donc utiliser la face avant (segmentée verticalement) pour détecter les électrons de conversion et la face arrière (segmentée horizontalement) pour détecter l'implantation des noyaux de recul et leur décroissance α . On utilise en général une amplification de 12 keV par canal pour les électrons et de 32 keV par canal pour les noyaux de recul et les particules α . La corrélation des signaux des deux faces permet d'obtenir la position du noyau implanté et de contraindre spatialement la recherche de ses décroissances.

L'efficacité totale de collection des noyaux de recul, acceptance du séparateur déduite, est estimée à environ 95%.

Le Tunnel de diodes PIN L'implantation d'un noyau de recul a généralement lieu entre 1 et 10 μ m dans le silicium du détecteur d'implantations. Les électrons de conversion ou certaines particules α émise vers l'arrière ont donc une forte probabilité de s'échapper du détecteur d'implantation¹. Pour cette raison, leur énergie est mesurée dans un tunnel de diodes placé en amont du détecteur d'implantation. Il est constitué de vingt-huit photodiodes PIN avec une surface active de 28 mm par 28 mm et une épaisseur de 500 μ m. Les diodes atteignent une résolution en énergie de 5 keV pour des électrons et le tunnel offre une efficacité géometrique de 30% environ [41].

Le refroidissement des photodiodes est assuré par le même circuit que celui du détecteur d'implantations.

Le germanium planaire En aval du détecteur d'implantation se trouve un détecteur germanium planaire. Il mesure les rayons-X et les rayons- γ de faible énergie (entre ~10 keV et ~200 keV) en complément des détecteurs disposés autour du plan focal. Il peut aussi enregistrer des particules β de haute énergie qui auraient traversé le détecteur d'implantation. Sa surface active mesure 120 mm par 60 mm sur 15 mm d'épaisseur. Les deux faces du cristal sont segmentées avec un pas de 5 mm d'intervalle afin d'obtenir une mesure de la position cohérente avec la résolution spatiale du détecteur silicium. Le détecteur au germanium planaire présente une efficacité de collection des rayons γ atteignant les 30% à 100 keV comme l'indiquent les résultats de la simulation présentée sur la figure 3.9.



FIGURE 3.9 – Simulation Monte Carlo de l'efficacité absolue du germanium planaire et du détecteur germanium trèfle en fonction de l'énergie des rayons- γ . La simulation réalisée sous GEANT suppose une distribution de source réaliste et prend en compte l'atténuation dans les matériaux environnants [41]. / *Monte Carlo simulation of the* γ *-ray detection efficiency for the planar and clover germanium detector in GREAT. The simulation was conducted with GEANT, taking into account a realistic source distribution and the neighbouring materials absorption* [41].

Le germanium de type trèfle Les rayons γ au-delà de 200 keV sont détectés dans le cristal de germanium de type trèfle placé au dessus du détecteur d'implantation et du détecteur germanium planaire. Le détecteur

¹Un électron de 100 keV parcours 85 μ m dans du silicium avant son arrêt complet. Une particule α de 5 MeV parcours 30 μ m

A2	A1	B3	ľ	B2
348	345	324		321
p2 A0	p1	p5	BO	p6
344		$ \longrightarrow $	320	\rightarrow
			c1	/
A3 \ 00	A4	B4		B 1
347	346	323		322
p3	p0	p4		p7
D1	D4	C4	Í	C3
340	337	332		329
p15 D0	p12	p8		p11
336			328	
			20	/
D2 \sim c ³	/ D3	C1		C2
339	338	331		330
p14	p13	р9		p10

FIGURE 3.10 – Dénominations des cristaux du détecteur de type trèfle de GREAT. La position des cristaux est visualisée de dessous avec les pieds pointant dans la direction du faisceau. A0 = Denomination ORTEC. 344 = Numéro du canal de l'amplificateur. c0 = Dénomination dans le logiciel d'analyse GRAIN [56]. / Naming of the crystals for the clover detector of GREAT. The position of the crystals is seen form under with feet pointing in the beam direction. A0 = ORTEC nomenclature. 344 = Amplifier channel number. c0 = GRAIN nomenclature [56].

est composé de quatre cristaux de 105 mm de long et d'un diamètre de 70 mm avant taille. Les premiers 30 mm de chaque cristal sont fuselés avec un angle de 15° sur les deux faces extérieures comme le montre la figure 3.3e. Chaque cristal est segmenté en quatre comme indiqué sur la figure 3.10.

Le détecteur trèfle possède une efficacité absolue de collection des rayons γ simulée à 5 % au-delà de 200 keV. Le cristal est inséré dans une enceinte anti-diffusion Compton de 185 mm de long, formée de cristaux de germanate de bismuth [41]. La détection des rayons γ au plan focal peut être complétée par d'autres détecteurs au germanium autour du plan focal.



FIGURE 3.11 – Le séparateur électromagnétique VASSILISSA au FLNR à Dubna. Les trois dipôles électrostatiques séparent les produits issus du mécanisme de la fusion-évaporation du faisceau résiduel et des produits de transfert. Le dipôle magnétique supprime le faisceau diffusé [57, 58, 59]. / *The electromagnetic separator VASSILISSA at the FLNR Dubna. The three electrostatic dipoles discriminate the fusion-evaporation products from the residual beam and transfert products. The magnetic dipole suppresses the scattered beam* [57, 58, 59].

3.2.2 Le Laboratoire Flerov pour les Réactions Nucléaires

Le polyspectromètre GABRIELA [44] est né d'un collaboration franco-russe. Il est placé au plan focal du séparateur VASSILISSA [57, 58, 59] au Flerov Laboratory for Nuclear Reactions à Dubna en Fédération de Russie. Cet instrument a pour objectif d'étudier les noyaux dans la region transfermium en spectroscopie retardée. Il se concentre particulièrement sur la recherche et la mesure d'états isomériques de haut K dans cette région. Le choix de VASSILISSA a été motivé par la possibilité d'utiliser des cibles radioactives pour la production de noyaux par réaction de fusion-évaporation très asymétriques. Cet objectif n'a pas encore pû être réalisé en raison de la transmission insuffisante de VASSILISSA. La mise à jour qui permettra de réaliser ce programme est en cours et sera décrite dans la section 3.2.3.

VASSILISSA

Le séparateur VASSILISSA fut installé en 1987 au FLNR auprès du cyclotron U400. Il s'agit d'un séparateur électromagnétique de structure QQQ E E E QQQ D (où Q sont des quadrupôles magnétiques, E des dipôles électrostatiques et D un dipôle magnétique). Présenté sur la figure 3.11, VASSILISSA possède une acceptance angulaire de 15 msr (soit 4° verticalement et horizontalement), définie par le premier quadrupôle après la cible. La transmission des produits de réaction dans le séparateur varie entre 1% et 40% pour des réactions utilisant des faisceaux allant respectivement du ¹⁶O au ⁴⁸Ca [42, 60, 61]. Les noyaux de recul produits dans la cible sont déviés dans le premier dipôle électrique tandis que le faisceau n'ayant pas réagi poursuit sa trajectoire pour venir s'arrêter dans la cage de Faraday. En effet, son énergie cinétique est notablement plus importante que celle des produits de réaction et le rayon de courbure de sa trajectoire est donc plus important. La suppression du faisceau est supérieure à 10^{14} .

Les deux dipôles suivants assurent la suppression des produits de transfert avec une sélectivité supérieure à 10^4 [42]. La rigidité électrique $E\rho$ de l'élément est définie par

$$E\rho = \frac{\gamma M v^2}{q} \tag{3.4}$$

exprimé en Volts, où *M* est la masse de l'ion, *v* sa vitesse et *q* son état de charge. Le séparateur VASSILISSA accepte des rigidités électriques jusqu'à 2 MV dans sa forme actuelle.

La dernière étape de séparation a lieu dans le dipôle magnétique situé juste avant le plan focal de VAS-SILISSA. Ce dipôle dévie les ions de 37° et permet une suppression du faisceau diffusé d'un facteur 10 à 50.

Ce dernier élément a été remplacé par l'aimant originial de VASSILISSA en 2008, ramenant la déviation à 8°. La transmission du séparateur a ainsi été portée à 5% pour les éléments de la région transfermium produits par fusion chaude [43].

GABRIELA

Les états de charge sélectionnés dans VASSILISSA sont regroupés au plan focal et s'implantent au sein de GABRIELA. Le spectromètre est composé des détecteurs suivants :

- une mesure de temps de vol utilisant des galettes à microcanaux,
- un détecteur d'implantation des noyaux de recul et leur décroissance,
- un tunnel de détecteurs silicium pour la mesure des électrons de conversion,
- sept détecteurs germanium de type tronconique pour mesurer les rayons γ, équipés d'enceintes anti diffusion Compton pour six d'entre eux.

Le détecteur original est décrit à la référence [44]. GABRIELA a été l'objet d'un certain nombre d'améliorations au cours du temps. Cette section décrit les détecteurs originaux ainsi que les évolutions apportées pour la campagne d'expérience de 2009 [62, 63].

La mesure du temps de vol La mesure du temps de vol a été développée de manière à fournir la meilleure précision en temps tout en réduisant autant que possible l'arrêt ou le ralentissement des noyaux. La mesure est réalisée entre deux détecteurs d'électrons secondaires comme celui illustré figure 3.13a. Les films de l'unité amont fournissant le signal de démarrage et de l'unité aval fournissant le signal d'arrêt sont séparés de 40 cm. Les deux signaux retardés de manière adéquate sont envoyés à un convertisseur d'amplitude en temps qui mesure le temps de vol.

Les électrons secondaires sont générés par le faisceau traversant une feuille de formvar de $20-30\mu g/cm^2$ recouverte d'une couche d'or de 10-20 $\mu g/cm^2$. La feuille est disposée perpendiculairement au faisceau supposé parallèle. Les électrons sont ensuite transportés vers les galettes micro-canaux situés à 90° de part et d'autre de la feuille par une combinaison de champs magnétiques et électriques. Des micro-grilles polarisées disposées de chaque côté de la feuille de formvar accélèrent les électrons afin de les extraire du voisinage de la feuille. Un aimant entoure la chambre et créé un champ magnétique qui dévie les électrons de 90° pour les diriger vers les galettes micro-canaux. La collection des électrons se fait de chaque côté de la feuille émettrice afin d'augmenter l'efficacité de détection. Les champs \vec{B} et \vec{E} sont optimisés de manière à assurer l'isochronicité des trajectoires des électrons, ce qui garantit la précision de la mesure en temps. La résolution en temps atteint (400±30) ps pour une efficacité de détection voisine de 100% pour les noyaux lents (environ 10-20 MeV d'énergie cinétique totale) d'une masse autour de A=200.



FIGURE 3.12 – Le multidétecteur GABRIELA installé dans au plan focal de VASSILISSA au FLNR, Dubna. On distingue au fond en jaune le dernier dipôle magnétique de VASSILISSA enchassé dans le mur séparant l'aire expérimentale de VASSILISSA [44]. / *The multispectrometer GABRIELA installed at the focal plane of the separator VASSILISSA at the FLNR Dubna. The last magnetic dipole of VASSILISSA can be seen in yellow, embedded in the wall separating the experimental hall from the separator [44].*



FIGURE 3.13 – Schéma d'une des deux unités à galettes micro-canaux permettant la mesure du temps de vol au plan focal de VASSILISSA [64]. / Working scheme and 3D design of une MCP unit for the time of flight measurement at the focal plane of VASSILISSA [64].



FIGURE 3.14 – Support des détecteurs de GABRIELA. Les quatre détecteurs d'électrons sont placés autour du silicium d'implantation. Le fluide caloporteur circule dans la bride (en gris autour du détecteur d'implantation) et dans les tiges pour refroidir les pré-amplificateurs des diodes [44, 40]. / Frame of the detectors of GABRIELA. The four electron detectors are placed around the implantation detector. The cooling fluid circulates within the flange [44, 40].

Depuis la campagne de mesures de 2008, les deux films émetteurs ont été remplacés par de plus fins (15-20 μ g/cm² de formvar). Cette modification permet à la fois de réduire la perte d'énergie des résidus d'évaporation dans le film et de limiter leur dispersion angulaire. La distance entre les deux unités de mesure ainsi que la distance avec le détecteur d'implantation ont aussi été réduites afin d'améliorer encore la transmission. Ces modifications ont permis de porter la transmission des noyaux issus de réactions avec un faisceau de ²²Ne de 1% à plus de 6% [43].

Le détecteur d'implantation (Double Sided Strip Silicon Detector) Le détecteur d'implantation original était un détecteur au silicium simple face de 60 mm x 60 mm d'épaisseur 300 μ m. Le cristal était segmenté en seize pistes résistives permettant la mesure de la position d'implantation. Le détecteur ainsi que les pré-amplificateurs étaient refroidis par un fluide caloporteur circulant dans son support, permettant une résolution en énergie de l'ordre de 20 keV pour les particules α .

Le nouveau détecteur au silicium est un cristal à pistes à double face de 60 mm par 60 mm d'épaisseur 300 μ m. Le cristal est segmenté en 48 pistes horizontales à l'avant et 48 pistes verticales à l'arrière. Les pistes mesurent 1,15 mm de large à l'avant et 0,970 mm à l'arrière. La face avant est connectée à trois séries de pré-amplificateurs différents et la face arrière à deux séries de pré-amplificateurs. Ces cinq voies permettent d'utiliser des gammes en énergie différentes pour traiter à la fois les noyaux de recul, les particules α ou les fragments de fission et les électrons de conversion. Cette électronique permet de mesurer des électrons jusqu'à 100 keV ainsi que des fragments de fission jusqu'à 150 MeV. La chambre abritant le détecteur a été spécialement usinée afin de réduire le plus possible l'épaisseur d'aluminium entre le lieu d'implantation du noyau de recul et les cristaux de germanium. Le fond de la chambre, derrière le DSSSD, a notamment été affiné de 6,5 mm à 1,5 mm. La résolution globale en énergie est de 17 keV pour les particules α [43, 45].

Le tunnel à électrons En amont du détecteur d'implantation se trouvent quatre détecteurs au silicium formant un tunnel. Le tunnel permet de détecter les particules s'échappant du DSSSD et principalement les

électrons de conversion. Il peut cependant aussi détecter les particules α ou des fragments de fission. Le tunnel est particulièrement important dans le cas de GABRIELA car les transitions γ isomériques sont fortement converties dans la région transfermium. Sa présence permet d'identifier des transitions électromagnétiques qui seraient invisibles à des détecteurs au germanium. Les particules s'échappant du détecteur d'implantation vont être sujet à une forte dispersion dans le silicium. Lors de la conception de GABRIELA, des simulations Monte-Carlo ont été réalisées afin d'étudier l'effet de la profondeur d'implantation sur l'efficacité de collection et la résolution en énergie pour les électrons [44]. Il est ressorti de cette étude que la résolution et l'efficacité se dégradent fortement avec l'augmentation de la profondeur d'implantation pour des électrons de basse énergie (en dessous de 100 keV). L'impact est moindre pour des électrons entre 100 keV et 400 keV et négligeable au delà de 500 keV [44]. Pour cette raison, il faut minimiser la profondeur d'implantation par l'installation d'un dégradeur en amont du DSSSD. La figure 3.15a montre le décalage en énergie et la perte de résolution pour les électrons en fonction de la profondeur d'implantation des noyaux. Les efficacités de collection des électrons dans le tunnel ont été simulées sous GEANT 4 pour des profondeurs d'implantation du noyau émetteur de 3 μ m et 4 μ m dans le détecteur silicium. Les valeurs expérimentales proviennent des réactions de calibration réalisées lors de la campagne 2009 [63].





(a) Simulation de l'énergie détectée dans le tunnel à électrons pour un électron de 50 keV en fonction de la profondeur d'implantation du noyau émetteur [63].

(b) Efficacité de collection des électrons dans le tunnel de diodes.

FIGURE 3.15 – Etude de la résolution en énergie et de l'efficacité de détection du tunnel à électrons [63]. / Study of the energy resolution and the electron detection efficiency for the electron tunnel [63].

Le détecteur original comportait quatre cristaux de 50 mm par 50 mm sur 500 μ m d'épaisseur. Chaque cristal était segmenté en quatre pistes parallèles à l'axe du faisceau. Les pré-amplificateurs associés étaient fournis par le GANIL et reglés pour la détection des électrons de conversion et des particules α s'échappant du détecteur d'implantations. Le refroidissement était assuré par la même unité cryogénique que le détecteur d'implantations, assurant une résolution en énergie de l'ordre de 10-12 keV.

Dans la seconde version, chaque cristal a une surface active de 50 x 60 mm^2 . Deux des cristaux ont une épaisseur de 740 et 715 micromètres et deux une épaisseur de 1 mm. Les détecteurs sont segmentés en 32 pistes chaînées quatre à quatres afin de réduire le nombre de pré-amplificateurs nécessaires. Les diodes ne sont pas refroidies, ce qui altère fortement la résolution en énergie. Cette dernière passe à ~ 20 keV au lieu de 10 keV avec un refroidissement à -20°C. L'efficacité de détection a été mesurée avec la décroissance des noyaux de radon dont les transitions sont fortement converties [63]. Pour des électrons de 100 keV à 550 keV l'efficacité de détection est de l'ordre de 18% comme le montre la figure 3.15b.

Les détecteurs au germanium La détection des rayons- γ est assurée par sept détecteurs au germanium hyper pur. Il s'agit de cristaux tronconiques provenant du fond franco-anglais LoanPool qui gère les détecteurs de l'ancien spectromètre EUROBALL. Six des détecteurs sont disposés en étoile à 90° autour du plan focal, centrés sur la face avant du DSSSD. Les cristaux de germanium sont situés à environ 130 mm du centre du détecteur d'implantation. Chacun de ces cristaux est inséré dans une enceinte BGO afin de supprimer les diffusions Compton sortantes et de réduire le bruit de fond ambiant. Le septième détecteur est placé derrière le DSSSD sans enceinte BGO. L'enveloppe de protection de ce cristal a été racourcie en 2006 afin de minimiser autant que possible la distance entre le détecteur d'implantation et le cristal de germanium. Ce dernier cristal participe pour moitié à l'efficacité de collection comme on peut le voir sur la figure 3.16. L'ensemble du spectromètre atteint dans cette configuration une efficacité de détection de 16% à 100 keV et de 5,4% à 665 keV, soit le double de la valeur originale [43].



FIGURE 3.16 – Efficacité de détection absolue des rayons- γ pour le spectromètre GABRIELA. \Box , mesurés sur les six cristaux de l'anneau avec des sources de ¹³³Ba, ¹⁵²Eu, ¹¹³Sn et ¹³⁹Ce. \circ , mesurés sur le détecteur arrière avec des sources de ¹³⁹Ce et ¹¹³Sn. Le point * a été mesuré en faisceau sur la désexcitation du ²⁰⁷Rn utilisée pour étalonner le tunnel de diodes [63]. / Absolute γ detection efficiency for the GABRIELA spectrometer. \Box , measured on the six germanium crystals of the ring with ¹³³Ba, ¹⁵²Eu, ¹¹³Sn and ¹³⁹Ce sources. \circ , measured on the back detector with ¹³⁹Ce and ¹¹³Sn sources. The * point has been measured in-beam with the deexcitation of ²⁰⁷Rn used as a calibration run for the electron tunnel [63].



FIGURE 3.17 – Le spectromètre SAGE, associé au séparateur à gaz RITU et au spectromètre de plan focal GREAT. Le spectromètre à électrons vient s'insérer dans la structure pré-existante de JUROGAM 2 afin de compléter la spectroscopie prompte par la détection des électrons de conversion [20]. / *The SAGE spectrometer, associated with the gas-filled separator RITU and the focal plane spectrometer GREAT. The electron spectrometer is embedded in the preexisting JUROGAM 2 \gamma-ray spectrometer to complete the prompt spectroscopy with the conversion electrons detection [20].*

3.2.3 Perspectives

Lors de ma thèse l'amélioration des systèmes existants a permis de repousser les limites de détection. Les détecteurs présentés dans ce chapitre trouvent leur suite logique dans des projets à plus ou moins long terme tels que SAGE au JYFL, la modernisation de VASSILISSA au FLNR ou *S*³ au GANIL. Ces projets permettront de réaliser des expériences hors de portée des systèmes actuels ou de compléter les données acquises avec les systèmes existants.

SAGE

Dans la région des éléments transfermium la conversion interne d'électrons entre fortement en compétition avec l'émission de rayons γ pour la désexcitation des noyaux. Par conséquent, l'utilisation de spectromètres γ ou électrons seuls ne fournit qu'une information parcellaire sur les états énergétiques des noyaux, notamment à basse énergie. SAGE (Silicon And GErmanium spectrometer) est un spectromètre composé de la sphère de détecteurs au germanium JUROGAM 2 et d'un détecteur au silicium segmenté. Cinq détecteurs germanium tronconiques situés sur le dernier anneau autour de la ligne de faisceau ont été retirés pour permettre l'instalation du spectromètre à électrons. Cette modification ramène l'efficacité de collection γ de JUROGAM 2 à 5,46 % pour une couverture angulaire de 27,62 % de 4 π [37]. Couplé au séparateur à gaz RITU et au spectromètre GREAT comme le montre la figure 3.17, il permettra d'associer la spectroscopie des rayons γ et des électrons de conversion dans un même dispositif pour la mesure des transitions promptes des éléments transfermium.

Les électrons sont implantés dans un détecteur en silicium segmenté en 100 pixels situé à 180° par rapport à la cible visible sur la figure 3.18. Deux solénoïdes disposés de part et d'autre de la cible génèrent un champ magnétique ramenant les électrons émis par le noyau vers le détecteur. L'ensemble du spectromètre présente un angle de 3,2° avec la direction du faisceau afin de minimiser la dispersion par effet Doppler [36], tout en évitant de faire passer le faisceau incident au centre du détecteur. Le positionnement du détecteur en amont de la cible permet de réduire grandement le flux des électrons δ émis lors de l'interaction du faisceau dans la cible. La barrière haute-tension placée entre le détecteur et la cible permet de réduire encore ce flux.

L'efficacité de détection des électrons de conversion est estimée à 9,5% autour de 200 keV [20].



FIGURE 3.18 – Coupe du spectromètre à électrons SAGE. Le faisceau arrive par la gauche avec un angle de 3,2° par rapport à l'axe du détecteur. Les solénoïdes produisent le champ magnétique guidant les électrons de conversion vers le détecteur. La barrière haute-tension empêche les électrons δ produits lors de l'interaction du faisceau avec le cible d'atteindre le détecteur. Les cônes rouges entourant la cible représentent les cônes d'ouverture des détecteurs au germanium [20]. / Cross-section of the electron spectrometer SAGE. The beam arrives from the left with a 3.2° angle with respect to the detector axis. The colenoids produce a magnetic field guiding the conversion electrons towards the detector. The high-voltage barrier prevents the δ electrons produced by the interaction of the beam in the target to reach the detector. The red cones surrounding the target represent the aperture cones of the germanium detectors [20].

Modernisation du séparateur VASSILISSA

La modernisation du séparateur VASSILISSA permettra d'accéder à de nouvelles réactions et donc à de nouvelles veaux éléments. Premièrement il s'agit d'améliorer la transmission de VASSILISSA pour les réactions très asymétriques telles que ${}^{16}O + {}^{244}Pu$ ou ${}^{22}Ne + {}^{238}U$. Une tentative visant à réaliser cette dernière réaction avait révélé que la transmission de VASSILISSA est insuffisante pour réaliser ce type d'expériences. Cette modernisation du séparateur devrait apporter un facteur deux à trois dans la transmission des résidus d'évaporation pour les réaction très asymétriques et permettre d'accéder à des réaction très symétriques telles que ${}^{136}Xe + {}^{136}Xe$. Dans ce but, le séparateur verra le remplacement des trois déflecteurs électriques par deux couples de dipôles électriques et de dipôles magnétiques afin de passer d'un séparateur en énergie à un filtre de vitesse comme on peut le voir sur la figure 3.19. La nouvelle version sera donc un séparateur sous vide avec une géométrie (Q-Q-Q) (E-D) (E-D) (Q-Q-Q) D (où Q est un quadrupôle magnétique, E un dipôle électrique et D un dipôle magnétique). L'alimentation haute-tension des aimants du séparteur sera aussi modernisée.

Dans cette optique, les détecteurs de GABRIELA seront aussi adaptés à la nouvelle transmission de VASSILISSA. Le détecteur d'implantation sera remplacé par un détecteur silicium à pistes de 100 x 100 mm² segmenté en 128 x 128 pistes et produit par l'entreprise Micron. Le tunnel de diodes sera aussi remplacé pour s'adapter au nouveau détecteur d'implantation. Il sera constitué de huit cristaux de silicium de 50 x 50 mm² juxtaposés et segmentés en 32 pistes. Le détecteur germanium tronconique situé en aval du détecteur d'implantation devrait être remplacé par un détecteur de type "trèfle" afin de couvrir toute la surface du plan focal. Enfin, l'électronique et le multiplexage des voies des détecteurs silicium seront modifiés pour s'adapter à la nouvelle configuration et permettre l'utilisation de multiples amplifications sur le détecteur d'implantation.



FIGURE 3.19 – Modernisation du séparateur VASSILISSA. La modification des composants centraux permettra de transformer VASSILISSA en filtre de vitesse et d'augmenter sa transmission pour les réactions très asymétriques dans la région des noyaux transfermium [65]. / Upgrade of the separator VASSILISSA. The upgrade will change the spectrometer to a velocity filter and increase its transmission for very asymmetric reaction in the transfermium region [65].

La Physique des éléments très lourds et superlourds auprès de S³

Le Super Séparateur Spectromètre S^3 sera installé au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen dans le cadre du projet SPIRAL 2 (Système de Production d'Ions RadioActifs en Ligne - génération 2). Le séparateur spectromètre S^3 sera installé directement en aval du LINAG (Accélérateur linéaire supra-conducteur). Il est conçu pour recevoir des faisceaux d'ions stables de très haute intensité pour

- la synthèse des noyaux superlourds,
- la spectroscopie de noyaux de la région transfermium,
- la spectroscopie de noyaux situés autour du ¹⁰⁰Sn.



FIGURE 3.20 – Schéma d'implantation du Super Séparateur Spectromètre S^3 pour SPIRAL2. / Layout of the Super Separator Spectrometer S^3 for SPIRAL2.

Le séparateur sera composé de deux étages, selon un dessin proposé par le Argonne National Laboratory (voir figure 3.20). Le premier étage sera un achromate d'impulsion ayant un taux de réjection de 1/1000 au minimum . Le second étage sera un séparateur en masse afin de permettre la sélection des produits de fusion des réactions périphériques avec une résolution en masse de 1/300. Un premier plan de cible sera situé à l'entrée du séparateur. Un potentiel second plan de cible "intermédiaire" sera situé au plan focal du premier étage. Ainsi le faisceau issu du LINAG pourra interagir avec la première cible et ainsi produire un faisceau secondaire d'isotopes inaccessibles à une source d'ion stables.

Le séparateur sera compatible avec la technique du Recoil Decay Tagging pour permettre l'étude des noyaux au plan focal et/ou au plan de cible intermédiaire. Le plan focal de S^3 sera équipé d'un polyspectromètre dédié, développé en collaboration entre l'IN₂P₃, le CEA, le GSI, le Argonne National Laboratory et le FLNR Dubna. Le principe du système de détection au plan focal est similaire à celui de GREAT et GABRIELA comme on peut le voir sur la figure 3.21 :

• un détecteur de temps de vol,



FIGURE 3.21 – Schéma de principe du polyspectromètre situé au plan focal du séparateur S^3 . / Working principle of the polyspectrometer situated at the focal plane of the S^3 separator.

- un détecteur d'implantation silicium à pistes,
- un tunnel de diodes pour détecter les électrons de conversion,
- des détecteurs au germanium entourant le plan focal.

Une première phase du plan focal sera développée sur la base de solutions existantes, afin de respecter les échéances des projets SPIRAL 2 et S^3 . La deuxième phase devrait voir le développement de détecteurs optimisés.

La mesure du temps de vol devrait être assurée par des détecteurs d'électrons secondaires (SED). Le détecteur d'implantations sera un cristal de silicium à pistes double face de 100x100 mm², chaque face étant segmentée par 128 pistes. Le cristal devra être le plus épais possible selon la technologie choisie (jusqu'à 1 mm si possible), afin de permettre la détection des électrons de conversion. Le dopage du cristal n'est pas déterminé et les tests sont en cours. Un deuxième détecteur au silicium plus fin pourrait être placé derrière pour une utilisation en anti-coïncidence afin de supprimer les particules trop énergétiques du spectre des résidus d'évaporation. Les dimensions et l'utilité de ce détecteur restent à évaluer.

Les électrons de conversion s'échappant du détecteur d'implantation seront recueillis dans un tunnel placé en amont de ce dernier. Il est prévu d'utiliser des cristaux de silicium de surface 100x100 mm². La segmentation sera *a priori* limitée car la résolution en position n'est pas critique pour les électrons de conversion.

Le plan focal sera entouré de détecteurs au germanium pour la détection des rayons γ. Plusieurs géométries sont simulées afin d'obtenir la meilleure efficacité de détection possible. La première phase du spectromètre utiliserait six détecteurs de type trèfle issus de la collaboration EXOGAM disposés en étoile autour du plan focal comme indiqué sur la figure 3.22 et un septième placé à l'arrière du détecteur d'implantation. Les simulations GEANT 4 réalisées pour cette géométrie donnent une efficacité de détection de 55% à 1332 keV [46]. Ces simulations ne prennent toutefois pas en compte la présence d'enceinte anti-diffusion Compton qui réduiront l'efficacité en eloignant les cristaux de germanium de la zone d'implantation des noyaux de recul.



FIGURE 3.22 – Disposition des détecteurs germanium de type trèfle provenant du spectromètre EXOGAM autour du plan focal de S³. Les cristaux sont placés de manière à obtenir la meilleure efficacité de détection possible, soit 55 % [46]. Les enceintes anti-diffusion Compton ne sont pas prises en compte dans cette simulation. / Placement of the EXOGAM clover detectors around the focal plane of S³. The crystals are placed in order to obtain the best possible detection efficiency, namely 55% [46]. The BGO shields are not taken into account in this simulation.