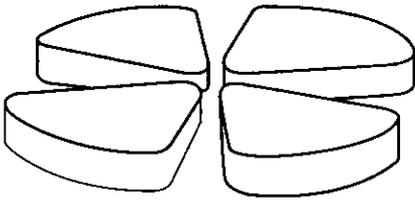


GANIL



L'harmonie des cœurs d'atome

Ph. Chomaz, Y. Blumenfeld et J.A. Scarpaci

Soumis à "Pour la Science"



GANIL P 99 34

L'harmonie des cœurs d'atome

Ph. Chomaz, Y. Blumenfeld et J.A. Scarpaci

Tout vibre autour de nous : les ressorts, les balançoires, les tambours, l'air, la surface des mers, la terre, les antennes, ... Même le soleil est secoué de milliers de séismes riches en enseignements. Dans l'infiniment petit aussi l'oscillation règne en maître. Les solides, les poussières, les gouttelettes, les agrégats métalliques, les fullerènes, les condensats de Bose, les liquides de Fermi et les molécules présentent toutes sortes de vibrations. Les noyaux atomiques sont les plus petits oscillateurs connus aujourd'hui. Ce monde microscopique étant régi par la mécanique quantique les vibrations apparaissent sous forme de quanta d'énergie. Toutefois jusqu'à récemment seul le premier quantum avait été observé et l'absence des autres quanta jetait un doute sur la réelle existence de vibrations au cœur des atomes. Heureusement, le deuxième quantum vient d'être découvert mettant en évidence des vibrations d'une harmonie inattendue. Le noyau possède donc des propriétés mécaniques exceptionnelles que la théorie cherche à comprendre. Autre mystère : une probabilité d'excitation anormalement grande pour cette excitation de deux quanta de vibration. Cette excitation plus forte que l'excitation stimulée, pourtant à l'origine de l'effet laser, semble intimement liée à la nature quantique du noyau atomique. Pour mieux comprendre ces phénomènes la recherche des quanta d'ordre supérieur est maintenant commencée.

Des oscillateurs microscopiques

C'est en 1947 que les premières vibrations des noyaux d'atome ont pu être mises en évidence. Baldwin et Klaiber avaient eu l'idée d'irradier la matière avec des rayons gamma de très haute énergie, de l'ordre de quelques dizaines de millions d'électronvolts. Ils furent alors très étonnés d'observer qu'à une fréquence bien particulière, les rayons gamma étaient fortement absorbés, indiquant que le noyau atomique entrait en résonance avec les ondes électromagnétiques. L'interprétation en fut trouvée bien vite : les protons seuls constituants chargés du noyau sont entraînés par le champ électrique de l'onde et se mettent en mouvement par rapport aux neutrons. Quand la fréquence de l'onde est accordée sur celle de la vibration naturelle des protons par rapport aux neutrons le noyau entre en résonance. À cause de la petite taille du noyau (quelques fm = 10^{-15} m) et de la force considérable qui lie les protons et les neutrons (plusieurs milliers de newtons) cette fréquence de résonance est très élevée de l'ordre de quelques 10^{22} Hz. Cette résonance était tellement forte

qu'elle fut qualifiée de résonance géante. Comme elle correspond à un dipôle électrique oscillant son nom de baptême complet est la résonance géante dipolaire électrique. C'est une résonance où proton et neutrons vibrent en opposition.

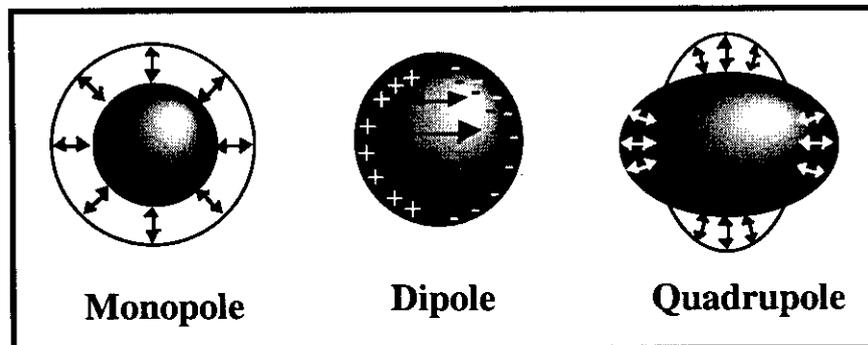


Figure 1 : Trois modes de vibration parmi les plus importants. Le premier, le monopole, correspond à une série de compressions et de décompressions ; le deuxième, le dipôle, est une oscillation des protons par rapport aux neutrons ; dans le dernier, le quadrupole, le noyau s'allonge et s'aplatit alternativement.

Depuis la découverte des vibrations dipolaires, les résonances géantes n'ont cessé d'être étudiées. Des résonances de toutes sortes ont été observées (voir figure 1), en particulier des oscillations où protons et neutrons bougent de concert. Un mode de compression qui s'apparente au son a pu être mis en évidence. D'autres modes correspondent à des vagues à la surface du noyau. La plus simple oscillation de la surface est le mode quadrupolaire : le noyau s'allonge et s'aplatit alternativement.

Mettre un noyau en vibration

Pour exciter un noyau atomique on peut le plonger dans un champ externe oscillant comme les ondes électromagnétiques de l'exemple précédent. Il est aussi possible d'utiliser des collisions nucléaires. Un projectile, qui peut être un électron, un nucléon ou un autre noyau, à qui un accélérateur aura communiqué une grande énergie cinétique, bombarde un noyau cible au repos. Lors de l'impact, de nombreuses vibrations sont excitées et peuvent être mesurées. Suivant les spécificités des différentes sondes, différentes vibrations peuvent être provoquées. Les photons, les électrons et les noyaux fortement chargés interagissent avec un noyau par

l'intermédiaire des champs électriques ou magnétiques. Ils mettent en mouvement les protons. Le noyau se met à vibrer.

On connaît une autre façon de mettre seulement en mouvement les protons ou les neutrons. En effet, on peut soudainement changer la charge d'un nucléon. Par exemple, pour changer un proton en neutron, il suffit que le projectile capture une unité de charge positive. L'effet de cette transformation est de perturber l'équilibre du noyau en modifiant sa distribution en charge, et de mettre en mouvement les nucléons pour retrouver cet équilibre. Les vibrations induites sont analogues à celles qui sont excitées par avec des champs électromagnétiques.

Des collisions avec des protons ou des particules alpha sont aussi utilisées pour étudier les résonances géantes. Ces particules interagissent essentiellement via l'attraction nucléaire forte. Une des propriétés essentielles de l'interaction forte est son indépendance de charge. Pour elle, proton et neutron ne sont que des jumeaux quasiment identiques sur lesquels elle s'applique donc de façon indifférenciée. Par conséquent, une collision nucléaire va exciter sélectivement les résonances où protons et neutrons vibrent ensemble. C'est le cas des résonances quadrupolaires et monopolaires décrites précédemment.

Pour comprendre comment on peut expérimentalement distinguer deux résonances de type différent, il faut se référer à la nature ondulatoire de la sonde. En effet, à chaque particule il peut être associé une onde dont la longueur d'onde est inversement proportionnelle à son impulsion. Le projectile peut donc être considéré comme une onde qui est diffractée lors de la collision sur la surface ou à l'intérieur du noyau en une multitude de petites ondes qui interfèrent entre elles. Dans le cas de la résonance monopolaire qui ressemble à une simple respiration du noyau, le déplacement de la surface a une symétrie sphérique. C'est donc dans l'axe du faisceau que toutes les ondes diffractées sont en phase ce qui maximise l'intensité diffractée à zéro degré dans la direction du faisceau. Au contraire, dans le cas de la résonance quadrupolaire, on observe une figure de diffraction très différente. À cause du déphasage des ondes passant par les différents ventres et nœuds de la vibration un minimum de diffraction dans l'axe du faisceau peut être observé. En mesurant la figure de diffraction associée à l'excitation d'un mode donné on peut ainsi en identifier la nature et en particulier la forme de la vibration induite.

L'apport des ions lourds

On voit donc que l'utilisation astucieuse de la spécificité des sondes électromagnétiques (gamma et électrons) et nucléaires (protons et alphas) permet de mettre en évidence, d'identifier et d'étudier les différentes résonances géantes. Ainsi, jusqu'à la fin des années 70, de nombreuses résonances avaient été mises en évidence. Vers la même époque, des accélérateurs permettant de produire des faisceaux de noyaux lourds (appelés ions lourds car ils sont accélérés sous forme

d'atomes chargés : les ions) étaient mis en service, dans de nombreux laboratoires. La question se posait de savoir si ces nouvelles sondes pouvaient apporter des enseignements originaux sur les résonances géantes. A priori, les ions lourds semblaient présenter certains désavantages par rapport aux sondes légères. Pour une vitesse donnée, un noyau lourd a une longueur d'onde plus petite que celle d'un proton et donnera donc lieu à des figures de diffraction moins marquées rendant plus difficile la séparation des différentes vibrations. Cette difficulté peut être accrue par le fait qu'un noyau étant fortement chargé, les excitations des résonances par les forces électromagnétiques et les forces nucléaires peuvent devenir d'intensité comparable donnant lieu à des interférences.

Néanmoins, au cours des années 80, les ions lourds sont apparus comme essentiels dans notre progression sur la connaissance des modes de vibration des noyaux car ils présentent des caractéristiques uniques. Les avantages des ions lourds proviennent du fait qu'ils sont composés d'un grand nombre de protons et de neutrons. Par conséquent l'intensité des forces électromagnétiques et nucléaires qu'ils font subir au noyau cible est plus grande que pour un simple proton. La probabilité d'excitation d'une résonance géante lors d'une collision est ainsi nettement plus importante. La figure 2 montre la probabilité d'excitation d'un noyau bombardé par des ions lourds. Les résonances géantes apparaissent comme fortement excitées. C'est cette forte excitation qui va permettre des études très précises des résonances géantes afin d'en comprendre les propriétés.

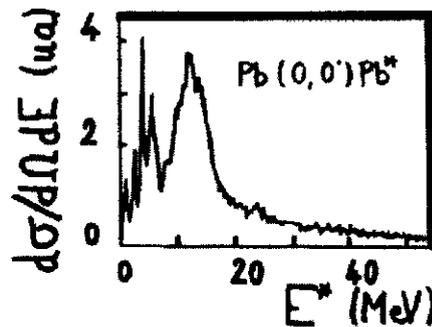


Figure 2 : Probabilité d'excitation d'un noyau de plomb bombardé par des ions d'oxygène en fonction de l'énergie déposée dans le noyau cible. Le fort pic marqué en jaune correspond à l'excitation de la résonance géante. C'est cette très forte excitation qui a rendu les ions lourds irremplaçables pour l'étude détaillée des résonances géantes.

Comme la longueur d'onde associée au projectile est très petite par rapport aux dimensions de la cible, on peut se faire une représentation classique de la collision

comme le montre la figure 3. Les centres de gravité des noyaux se déplacent sur des trajectoires bien définies. Lorsque la distance d'impact est proche de la somme des rayons du projectile et de la cible, la collision n'est qu'un simple effleurement. La cible ressent les forces électromagnétiques et nucléaires exercées par le projectile sans qu'il n'y ait collision violente entre les deux partenaires. Le projectile n'est que légèrement dévié de sa trajectoire initiale par le potentiel de la cible. Après l'interaction, l'on retrouve les deux noyaux intacts, mais le projectile est ralenti. L'énergie cinétique perdue est convertie en énergie d'excitation du noyau cible. Une résonance géante est excitée. On voit donc que pour mesurer l'énergie de cette résonance, il suffit de mesurer l'énergie perdue par le projectile. Cette énergie perdue correspond à toute une distribution, appelée spectre en énergie. C'est ce que montre la figure 2.

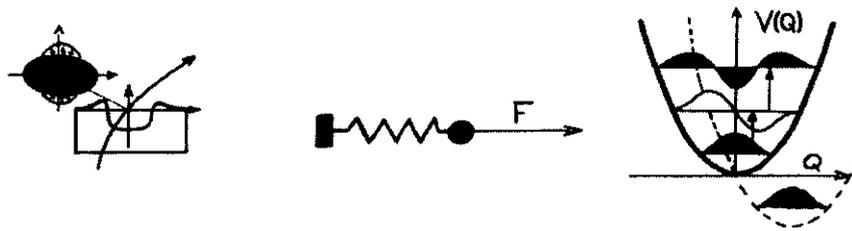


Figure 3 : Figure schématique montrant un mode collectif du noyau cible excité par le champ moyen du projectile voyageant sur sa trajectoire classique. Sous l'effet de ce champ, le noyau se déforme. Une vibration s'en trouve excitée. Ce phénomène est analogue à la mise en vibration d'un oscillateur harmonique comme un ressort sur lequel on applique une force. En mécanique quantique, un tel système est caractérisé par une série d'états régulièrement espacés. La force externe déplace le paquet d'onde de l'état de plus basse énergie, le fondamental (en rouge). Ce déplacement correspond à l'excitation des différents niveaux d'énergie (jaune et violet).

Système complexe auto-organisé

Au cours des deux dernières décennies, un très gros effort théorique a été porté sur la compréhension du phénomène des résonances géantes. Dans le noyau, les nucléons n'occupent pas une position précise. En effet, le principe d'incertitude nous dit qu'un objet quantique doit occuper un espace en position et impulsion dont le volume total doit au minimum être le cube de la constante de Planck. L'ordre de grandeur des impulsions des nucléons dans le noyau peut être déduit de l'énergie typique de l'interaction forte qui est de plusieurs millions d'électronvolts. Ainsi chaque nucléon peut atteindre des vitesses maximales d'approximativement le tiers de la vitesse de la lumière tout en restant confinés dans le noyau. Pour respecter le principe

d'incertitude, le paquet d'onde de chaque nucléon doit donc avoir une largeur de plusieurs fermis (10^{-15} m). Ainsi chaque nucléon occupe tout le noyau et interagit avec l'ensemble de tous les nucléons du noyau. Il ressent donc une force moyenne. Dans ce champ moyen, les protons et les neutrons du noyau s'ordonnent sur des niveaux d'énergie mais le principe d'exclusion de Pauli interdisant à deux nucléons d'occuper le même état, le nombre de nucléons que peut accueillir chaque couche est limité. Les nucléons doivent ainsi se répartir sur plusieurs niveaux.

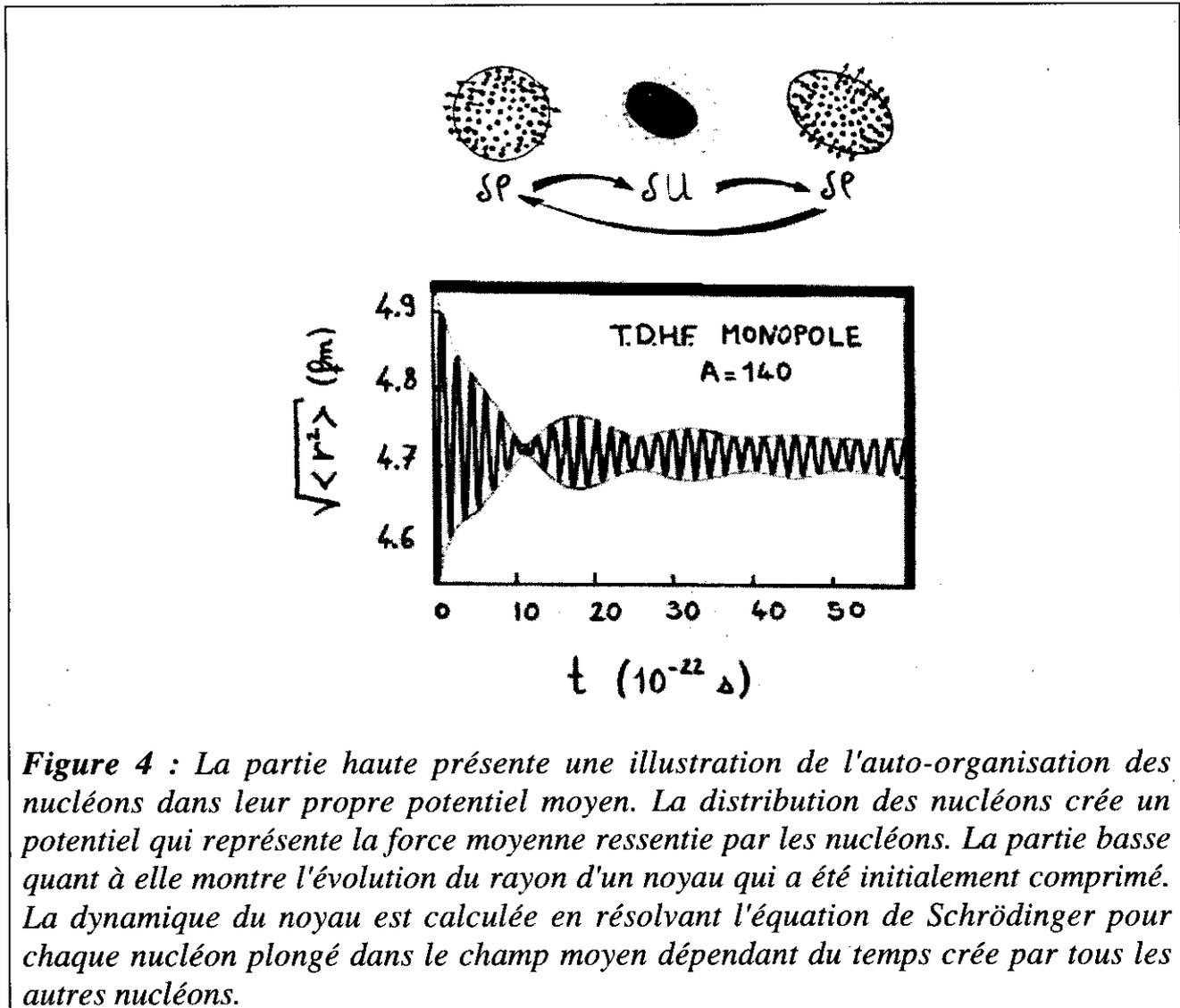


Figure 4 : La partie haute présente une illustration de l'auto-organisation des nucléons dans leur propre potentiel moyen. La distribution des nucléons crée un potentiel qui représente la force moyenne ressentie par les nucléons. La partie basse quant à elle montre l'évolution du rayon d'un noyau qui a été initialement comprimé. La dynamique du noyau est calculée en résolvant l'équation de Schrödinger pour chaque nucléon plongé dans le champ moyen dépendant du temps crée par tous les autres nucléons.

Le potentiel nucléaire a pour origine la distribution des nucléons eux-mêmes. C'est là une puissante source d'auto-organisation. En effet lorsque la position des nucléons est modifiée comme celle des protons dans un champ électrique extérieur, le potentiel moyen se réajuste rapidement. En retour, la modification du potentiel nucléaire modifie le mouvement des nucléons. Cette série d'action et de réaction crée un mouvement propre des nucléons dans le noyau. Le potentiel cherchant à ramener les nucléons dans leur position d'origine, c'est un mouvement d'oscillation autour de cet

équilibre qui est ainsi créé. La figure 4 montre par exemple l'évolution du rayon d'un noyau qui a été initialement comprimé. C'est une figure caractéristique de battements entre deux oscillations. Comme avec une guitare dont deux cordes ont une fréquence d'oscillation très voisine, lorsque celles-ci sont excitées ensemble, on peut entendre les variations dans l'intensité du son causées par le battement (c'est d'ailleurs une façon d'accorder une guitare). Il y a donc deux modes de compression radiale dans le noyau considéré et non un seul. Ce qu'il faut noter c'est que chaque mode apparaît dans ce calcul comme étonnamment pur associé à une oscillation correspondant à une sinusoïde quasiment parfaite.¹

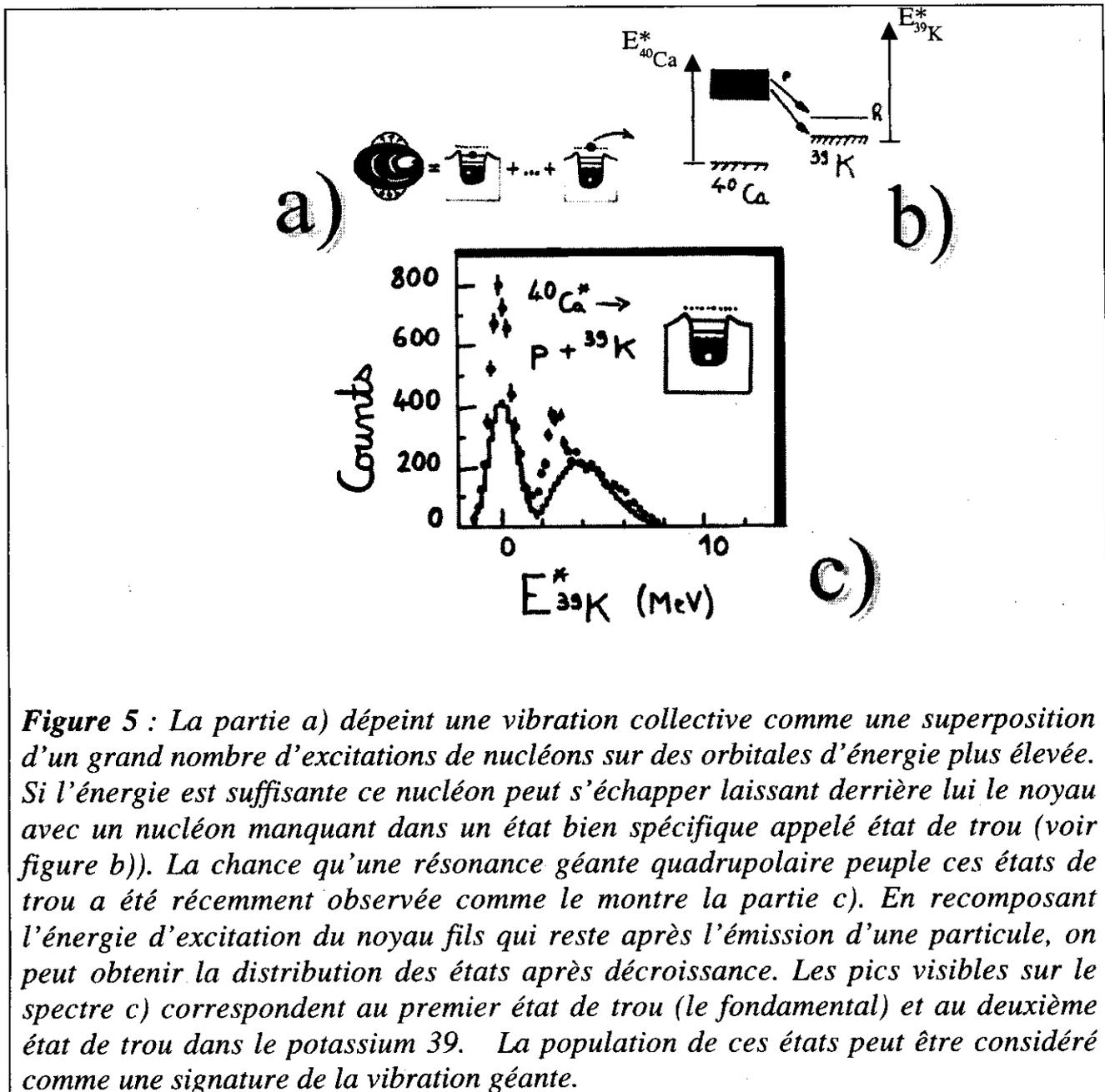


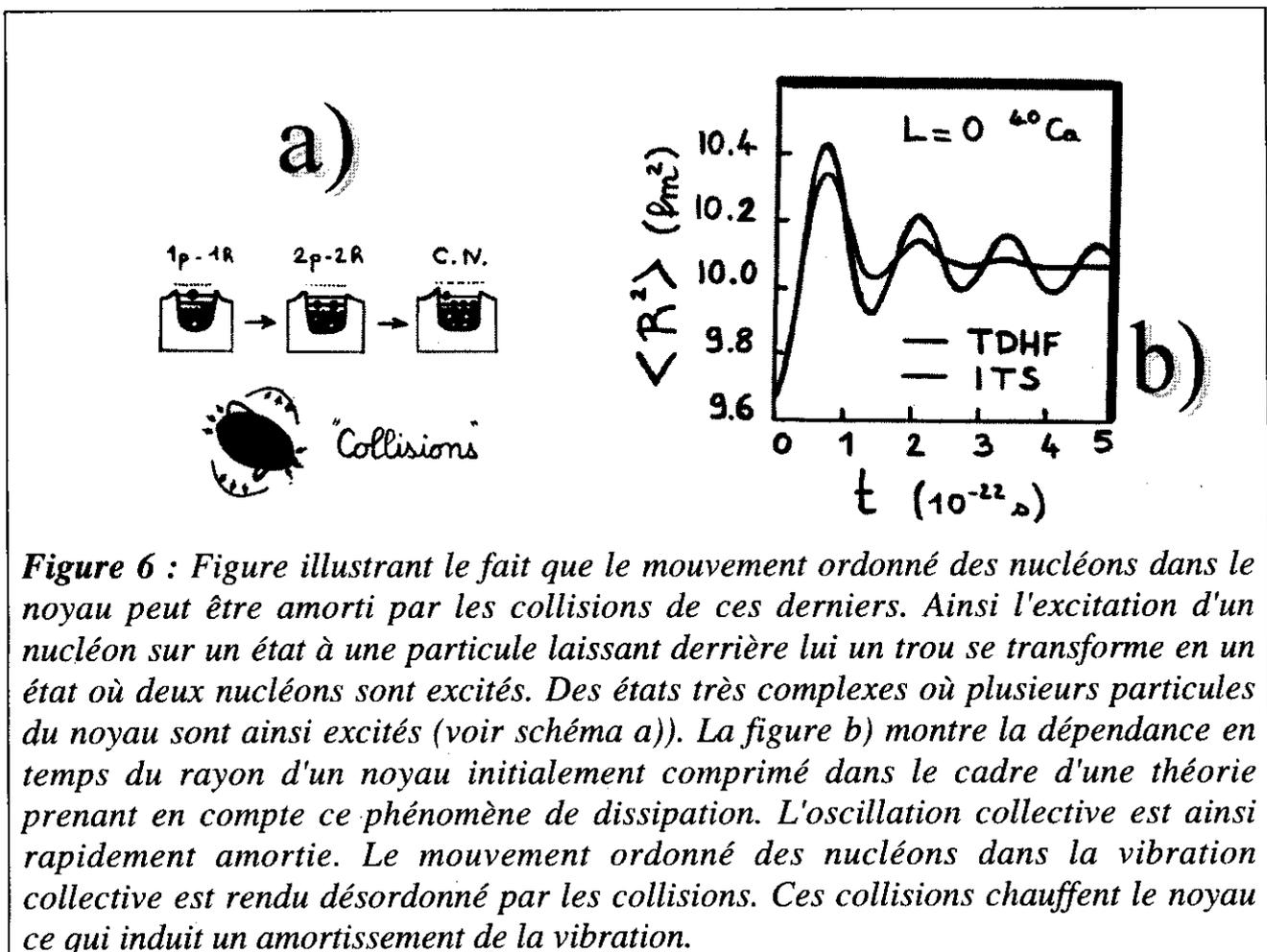
Figure 5 : La partie a) dépeint une vibration collective comme une superposition d'un grand nombre d'excitations de nucléons sur des orbitales d'énergie plus élevée. Si l'énergie est suffisante ce nucléon peut s'échapper laissant derrière lui le noyau avec un nucléon manquant dans un état bien spécifique appelé état de trou (voir figure b)). La chance qu'une résonance géante quadrupolaire peuple ces états de trou a été récemment observée comme le montre la partie c). En recomposant l'énergie d'excitation du noyau fils qui reste après l'émission d'une particule, on peut obtenir la distribution des états après décroissance. Les pics visibles sur le spectre c) correspondent au premier état de trou (le fondamental) et au deuxième état de trou dans le potassium 39. La population de ces états peut être considéré comme une signature de la vibration géante.

¹ L'éparpillement de la réponse du noyau en plusieurs modes s'apparente à l'amortissement du son qui apparaît quand des particules du fluide voyagent à la vitesse du son. Ce phénomène est baptisé éparpillement de Landau.

LES EMPREINTES D'UNE GEANTE

On peut aussi observer que l'amplitude des oscillations va décroissant. Cette décroissance peut être directement reliée à l'émission de nucléons. En effet, les nucléons qui étaient initialement dans des orbitales occupées se trouvent promus par l'oscillation sur des états inoccupés du potentiel moyen (états de particules). Comme ils laissent derrière eux un "trou" dans la mer des états occupés, ces excitations sont appelées excitations particule-trou. Ainsi on peut comprendre les mouvements de vibration macroscopique du noyau comme une superposition d'excitations microscopique de type particule-trou.

Lorsque la particule n'est pas liée, elle peut s'échapper avant d'avoir fait une collision avec un autre nucléon. C'est la décroissance directe des résonances géantes.



La particule partie, il reste l'état de trou. En étudiant la population de ces états de trou dans le noyau obtenu après décroissance, on a donc une information directe sur la nature microscopique de la vibration. Ces propriétés de décroissance sont caractéristiques d'un mode donné. Ce sont en quelque sorte ses empreintes digitales.

Regardons la décroissance par protons de la résonance géante quadrupolaire dans le ^{40}Ca récemment mesurée au GANIL à Caen (voir encadré 1). La figure 5 montre des distributions d'énergie d'excitation dans le noyau fils quand un seul proton a été émis à partir d'un noyau de Calcium excité dans un état de résonance géante quadrupolaire. Nous observons deux pics qui correspondent à la décroissance directe vers les deux premiers états de trou du ^{39}K . Ces pics sont associés à la décroissance directe de la résonance géante. Ils caractérisent et signent sa structure.

Parallèlement à cette disparition des résonances géantes par émission directe de particules a lieu un autre type de dissipation : les collisions entre nucléons. Dans leur mouvement oscillatoire, les nucléons peuvent entrer en collision les uns avec les autres. Le bel ordonnancement de la vibration de tous les nucléons en est altéré. L'ordre fait place au désordre. L'oscillation disparaît. Le noyau chauffe puis il se refroidit en émettant des nucléons. Ces émissions aléatoires sont calculées et soustraites aux mesures car elles ne portent pas d'information sur la résonance géante initiale.

Des quanta manquants

Le noyau atomique appartient au monde de l'infiniment petit qui est régi par la mécanique quantique. Selon celle-ci toute vibration doit être quantifiée, c'est-à-dire que son amplitude doit correspondre à un nombre entier d'excitations élémentaires, les quanta. Les vibrations des solides sont des phonons. Les quanta des vibrations du champ électromagnétique sont les photons. L'énergie (E) nécessaire à la mise en vibration d'un quantum est reliée à sa fréquence (ν) par la constante de Planck (h) : $E=h\nu$. On peut observer simultanément un grand nombre de photons. Une cavité d'un laser en contient des milliards. Les quanta de vibration "adorent" être dans le même état, ce sont des bosons. Cet "instinct grégaire" des bosons est bien connu puisque, dans le cas des photons, il donne lieu à l'émission stimulée qui est à la base de l'effet laser. En présence de n photons dans un état donné, la chance qu'un nouveau photon vienne rejoindre ses congénères est multipliée par n .

Dans le cas des noyaux atomiques, le premier quantum de vibration serait la résonance géante : l'état à un phonon. Jusqu'à récemment cette interprétation se heurtait à deux problèmes qui jetaient un doute sur toute notre compréhension des résonances géantes :

- ◆ D'un point de vue théorique, les phonons sont des bosons. Or, les constituants du noyau, protons et neutrons, sont des fermions, particules qui obéissent au principe d'exclusion de Pauli et ne peuvent occuper simultanément un même état. La question était donc de savoir si un système quantique composé de plusieurs dizaines de fermions peut s'auto-organiser pour présenter des modes collectifs qui se comportent comme des bosons.

- ◆ D'un point de vue expérimental, le second quantum de vibration, c'est-à-dire l'état à deux phonons, ainsi que les quanta d'ordre plus élevés, étaient jusqu'à récemment inobservés. L'état à deux phonons est attendu à une énergie double de celle du premier phonon. Toutefois, aucun état n'avait été mis en évidence à des énergies supérieures à celle des résonances géantes dans les spectres d'énergie issues de réactions nucléaires.

La recherche des états de « multiphonons » a duré près de vingt ans au cours desquels différentes indications ont été accumulées. Expériences et modèles théoriques se sont ainsi succédé. Toutefois, les états à deux phonons n'ont pu être identifiés sans ambiguïté que dans les toutes dernières années.

Des premières indications aux premières preuves

Les premières indications de l'existence des états de multiphonon datent de la fin des années 70 et début des années 80. Elles ont été obtenues par une équipe française travaillant à Orsay, puis à Berlin et à Grenoble et enfin au GANIL à Caen. Toutefois, les signaux expérimentaux étaient si ténus que durant plus de 10 ans, ils ont été sujets à polémiques. Il fallut attendre le milieu des années 90 pour qu'une série de découvertes vienne conforter l'hypothèse de l'existence des quanta de vibration. En effet, simultanément trois types d'expériences utilisant différentes méthodes expérimentales rapportèrent alors un faisceau de preuves indiscutable de l'existence d'états à deux phonons.

Au GSI, le laboratoire Allemand en concurrence avec le GANIL, une série d'expériences utilisèrent des projectiles très lourds lancés à grande vitesse, proche de celle de la lumière. Ces noyaux lourds étant fortement chargés, ils créent sur leur passage des perturbations électromagnétiques d'autant plus fortes que leur vitesse est grande. Ces champs électriques et magnétiques mettent en mouvement les protons des noyaux partenaires des réactions. Cela engendre entre autres une forte vibration dipolaire. Dans une première expérience, les excitations du projectile ont été étudiées. Une fois excité le noyau se désexcite en émettant une série de particules. Ces particules ainsi que le reste du noyau projectile sont détectées. En reconstituant l'énergie absorbée par ce noyau grâce aux énergies des particules détectées le premier quantum de vibration, la résonance géante dipolaire, fut très clairement observée. Au double de cette énergie une seconde structure jusqu'alors inconnue fut aussi mise en évidence. Selon toute vraisemblance c'était là l'état à deux phonons dipolaires tant convoité (figure 7b).

Cette hypothèse fut confirmée par l'étude des rayonnements gamma émis cette fois par le noyau cible. En effet, un noyau dans lequel les protons oscillent par rapport aux neutrons se comporte comme une antenne et émet des ondes électromagnétiques. Il y a un photon émis par quantum de vibration. Ce photon ayant la fréquence de la résonance géante dipolaire il emporte toute l'énergie de vibration. Un état à deux phonons émet donc deux photons d'énergie égale. En détectant les photons émis lors de réactions analogues à la précédente une équipe de physiciens put mettre en évidence un surcroît de paires de photons d'énergie égale à l'énergie de la résonance géante dipolaire (figure 7c). Ils venaient de démontrer l'existence de l'état à deux phonons dipolaires.

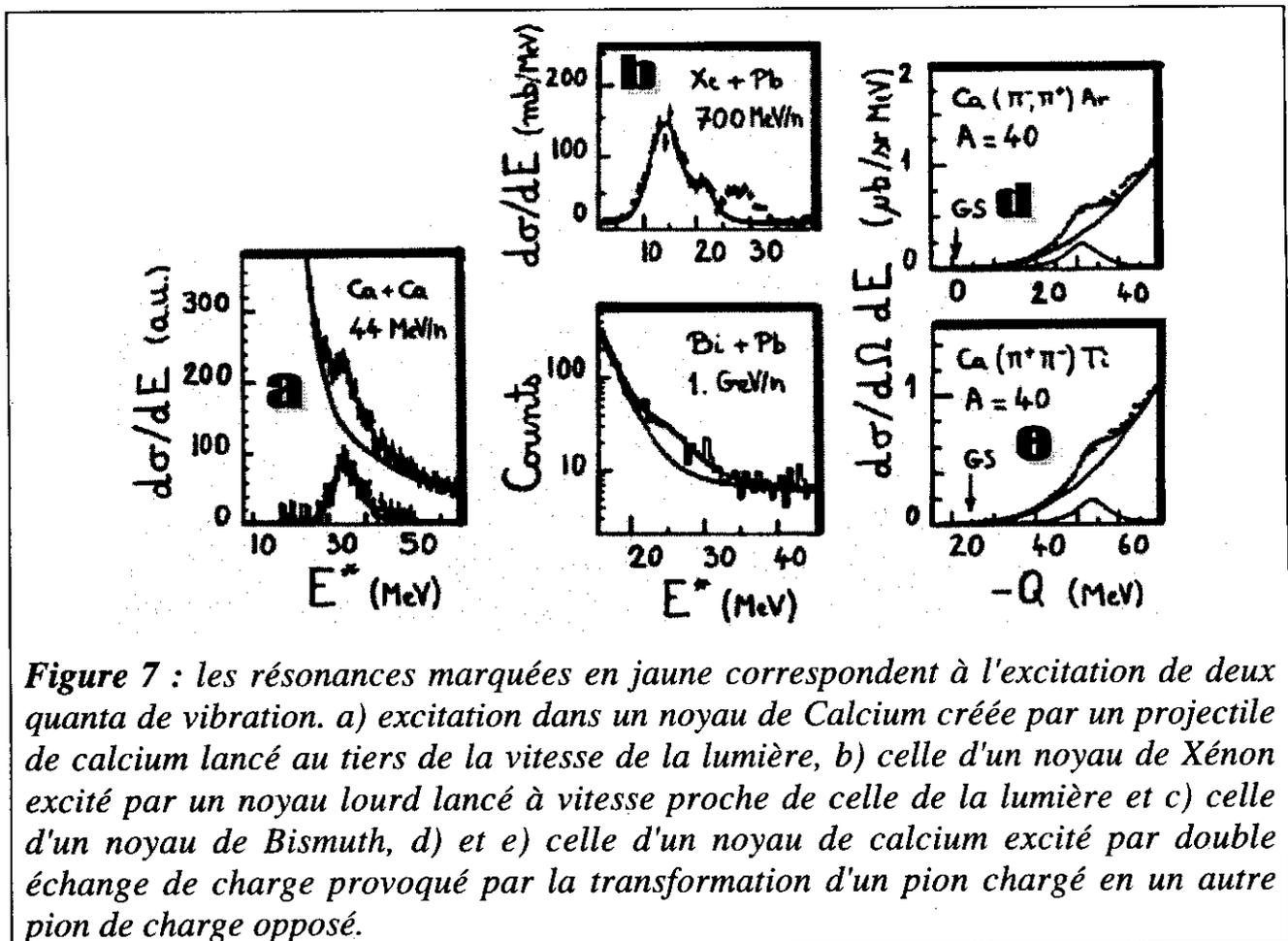
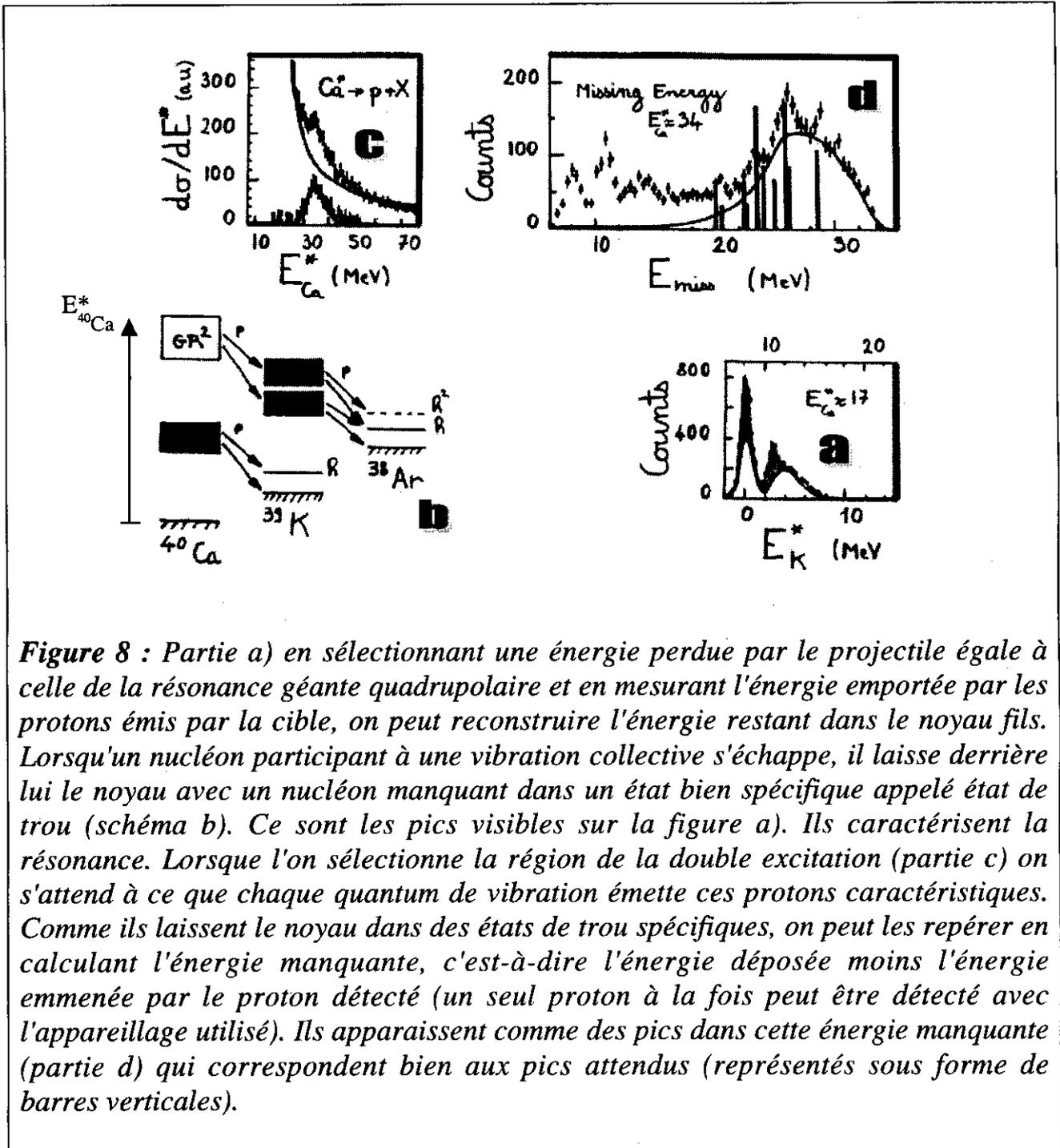


Figure 7 : les résonances marquées en jaune correspondent à l'excitation de deux quanta de vibration. a) excitation dans un noyau de Calcium créée par un projectile de calcium lancé au tiers de la vitesse de la lumière, b) celle d'un noyau de Xénon excité par un noyau lourd lancé à vitesse proche de celle de la lumière et c) celle d'un noyau de Bismuth, d) et e) celle d'un noyau de calcium excité par double échange de charge provoqué par la transformation d'un pion chargé en un autre pion de charge opposé.

Pendant ce temps, une équipe américaine eut l'idée d'utiliser une autre voie pour exciter les résonances géantes dipolaires doubles : celle du double échange de charge. En effet nous avons vu qu'en transformant un proton en neutron (et vice-versa) il est possible de mettre en branle une vibration des premiers par rapport aux seconds. Pour exciter une résonance double il faut changer deux charges. C'est ce qui a été fait grâce aux faisceaux de pions de Los Alamos au Nouveau-Mexique. Les pions existant en trois états de charge, les pions positifs, les pions négatifs et les pions

neutres, ils peuvent induire des échanges de charge simple ou double. Les spectres de l'énergie dépensée lors d'un double échange de charge présentent une résonance à l'énergie double de celle de la résonance géante dipolaire (figures 7d et 7e). Voilà une seconde preuve de l'existence de l'état à deux phonons dipolaires.



Au GANIL durant la même période les physiciens utilisèrent la force des champs nucléaires créés par les noyaux pour provoquer la mise en vibration de plusieurs

phonons. Signant l'excitation des noyaux de la cible grâce à la détection des particules émises, les expériences faites au GANIL montrent l'existence d'une résonance au double de l'énergie de la résonance géante quadrupolaire. Cette structure dans le spectre d'énergie perdue par un projectile de Calcium allant au tiers de la vitesse de la lumière pouvait correspondre à l'excitation de deux quanta de vibration. Toutefois pour prouver cette hypothèse, il fallut attendre l'étude détaillée des particules émises lors de la décroissance de cet état.

Tel père tel fils

Comme expliqué précédemment et illustré dans la figure 5, une résonance géante peut être caractérisée par l'énergie des protons émis qui laissent le noyau fils dans un état très spécifique où un seul proton manque sur une orbitale bien particulière. Ces états de trou sont l'empreinte de la résonance géante. Pour démontrer que deux quanta de vibration sont bien excités il faut prouver que lors de l'émission du proton associé à chaque quantum, le noyau fils reste bien dans ces états de trou caractéristiques. Pour cela, on sélectionne les réactions dans lesquelles la cible est excitée à l'énergie de la double résonance et l'on calcule l'énergie qui reste dans le noyau fils en soustrayant l'énergie emportée par les particules détectées. Sur la figure 8d) on observe bien les pics attendus pour la décroissance d'un double phonon, ce qui démontre que deux résonances géantes quadrupolaires ont bel et bien été excitées.

Des vibrations d'une étrange harmonie

Toutes ces découvertes confirment l'existence de vibration collective dans les noyaux. Plus on excite de phonons plus l'amplitude de la vibration est grande. Si la fréquence de vibration reste inchangée, elle est dite harmonique. C'est généralement le cas des instruments de musique. En revanche un simple pendule pesant voit sa fréquence diminuée quand l'amplitude de son mouvement augmente. Il est anharmonique. Les vibrations des noyaux apparaissent très harmoniques car les états à deux quanta sont au double de l'énergie des états à un seul quantum avec une précision inférieure au pour-cent. De même la largeur au carré des états à deux phonons semble être le double de celle des états à un phonon, loi prédite en 1984 par les théoriciens d'Orsay comme étant caractéristique des vibrations harmoniques. Ces vibrations d'une harmonie inattendue démontrent que le noyau possède des propriétés mécaniques exceptionnelles.

Seule ombre au tableau, l'intensité avec laquelle ces états sont excités semble beaucoup plus forte qu'attendue. L'excitation de vibration quantique harmonique est analogue au problème de l'émission de photons. Elle est déjà renforcée par le phénomène de l'émission stimulée. Plus il y a de quanta déjà émis plus la probabilité d'émettre un quantum supplémentaire est grande. Ainsi la probabilité d'exciter n

quanta est proportionnelle à $\langle n \rangle / n!$ où $\langle n \rangle$ est le nombre moyen de quanta excités, c'est la loi de Poisson. La probabilité d'exciter un deuxième quantum, lorsqu'un premier quantum est déjà présent, devrait donc être d'ores et déjà le double de la probabilité d'exciter le premier quantum. C'est l'émission stimulée. Toutefois l'observation montre que la probabilité d'exciter un deuxième phonon dans un noyau est pratiquement le double de celle prévue par l'émission stimulée, soit quatre fois plus que la probabilité d'exciter le premier phonon. Cette excitation super-stimulée est restée un mystère pendant plusieurs années.

Au-delà des excitations stimulées : Des fluctuations quantiques à foison

Ce mystère a pu être compris récemment sous l'impulsion d'une collaboration entre les théoriciens du GANIL et ceux de Séville en Espagne et de Catane en Italie. Ils ont montré que la prise en compte de faibles anharmonicités et du fait que la probabilité d'excitation d'un noyau dépend explicitement de l'état d'excitation dans lequel il se trouve (processus d'excitation non-linéaire), permet de combler le fossé entre expérience et théorie.

Le calcul quantique de l'évolution d'un oscillateur harmonique auquel on applique une force est bien connu. La solution correspond à une transformation Galiléenne de l'état fondamental, c'est-à-dire que le paquet d'onde est simplement déplacé en position et en vitesse mais sa forme reste inchangée (voir figure 4). Cet état déplacé correspond à l'excitation des différents quanta avec des probabilités Poissonniennes. Le nombre moyen de quanta excités est proportionnel aux déplacements en position, $\langle x \rangle$, et en impulsion, $\langle p \rangle$, induits par le forçage. Dans le cas des résonances, la position est en fait une mesure de la déformation alors que l'impulsion s'apparente à la vitesse avec laquelle la déformation change. Par exemple, pour la résonance dipolaire, la position x est la distance entre le centre de masse des neutrons et celui des protons. Dans le cas de l'oscillateur harmonique subissant une force externe les valeurs moyennes, $\langle x \rangle$ et $\langle p \rangle$, suivent des équations (les équations d'Ehrenfest) qui sont identiques aux équations classiques du mouvement. C'est en fait un des rares cas où, à cause d'une symétrie sous-jacente la mécanique classique et la mécanique quantique sont exactement équivalentes. L'existence de la loi de Poisson est caractéristique de cette équivalence qui comprend néanmoins le mécanisme de l'excitation stimulée. Voilà la théorie qui sous-estime d'un facteur 2 les données sur l'excitation du deuxième phonon.

Dès que l'on introduit des anharmonicités le problème n'est plus aussi simple et la solution quantique diffère de la solution classique. La simple translation en position et en vitesse du fondamental n'est plus une solution exacte. Le paquet d'onde s'élargit et change d'allure pendant son mouvement. Pour connaître la dynamique exacte, il faut alors non seulement connaître l'évolution de la valeur moyenne de la position et de l'impulsion mais aussi suivre dans le temps la forme du paquet d'onde. C'est en

fait cela la grande révolution de la mécanique quantique : imposer de décrire le mouvement d'une particule non seulement par la valeur moyenne de sa position et de son impulsion mais aussi par la forme de l'onde associée. La largeur de ce paquet d'onde provient des fluctuations quantiques. L'augmentation de cette largeur due à la présence d'anharmonicités modifie la probabilité d'exciter deux phonons par rapport à la prédiction classique. Si en plus le champ externe est non-linéaire, c'est-à-dire que sa force dépend explicitement du nombre de phonons déjà excités ou qu'il permet d'exciter simultanément plusieurs phonons, on comprend que l'on puisse encore accroître la probabilité d'excitation des états à deux phonons.

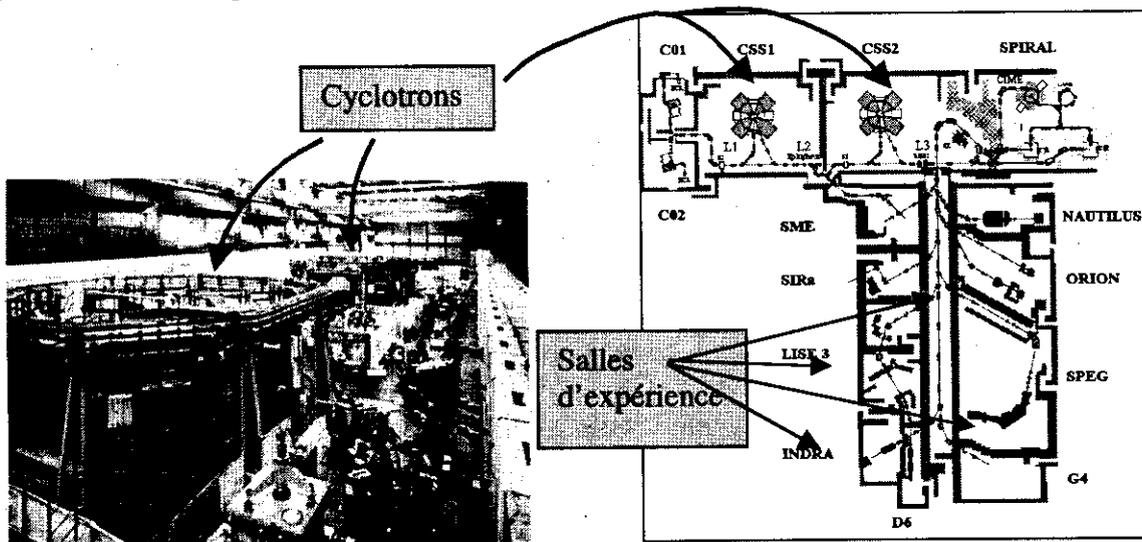
L'augmentation observée de la probabilité d'exciter deux phonons est donc liée à l'existence de fluctuations quantiques et de non-linéarités absentes des approches usuelles. Il semble donc qu'il soit possible de réconcilier les probabilités d'excitation observées et la description des résonances géantes en termes de vibration au prix de l'introduction de petites non-linéarités et anharmonicités. En effet, prenant en compte ces différents effets ainsi que toutes les vibrations possibles un accord quantitatif avec l'expérience a pu être obtenu.

Le test du troisième phonon

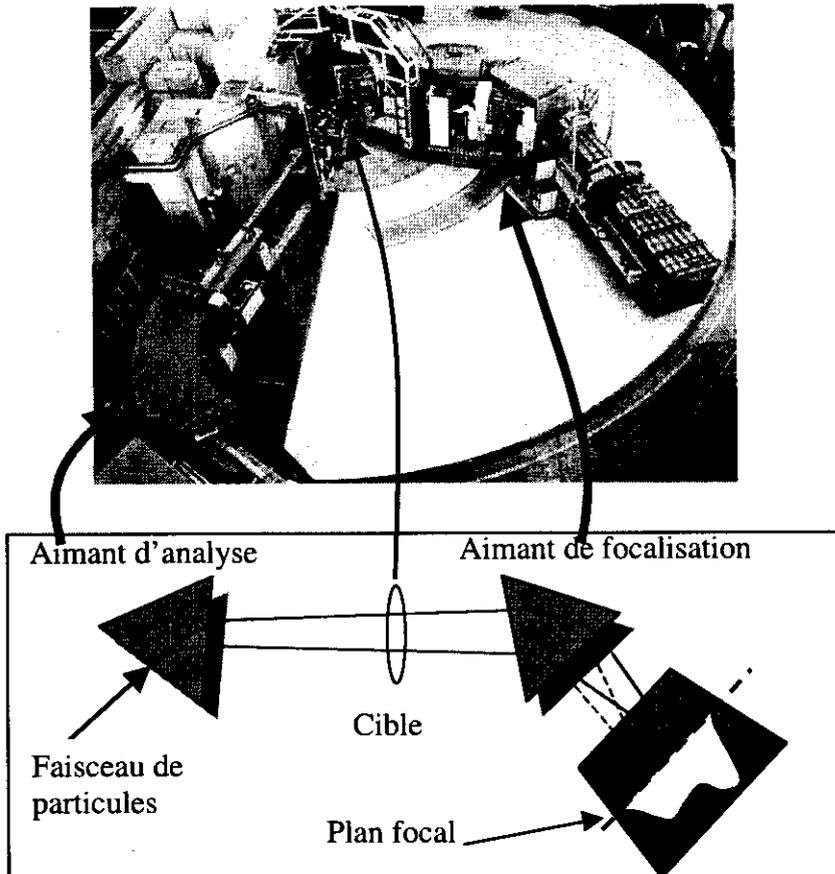
Toutefois, cette explication mérite confirmation. En particulier l'existence d'une excitation de phonon encore plus intense que l'émission stimulée, demande à être conforté. Ce sera l'objectif de la prochaine campagne de mesure qui débute au cours du premier semestre 2000 à GANIL. Son but ? Découvrir le troisième phonon et mesurer ses caractéristiques : énergie, durée de vie et probabilité d'excitation. Le moyen ? Observer l'excitation d'un noyau de calcium bombardé par un noyau identique allant au tiers de la vitesse de la lumière grâce à un dispositif expérimental aux capacités jusque-là inégalées : le couplage du meilleur spectromètre magnétique, SPEG, avec le plus performant des détecteurs de particules chargées actuels, INDRA (voir encadrés 2 et 3). La vibration demeurera-t-elle harmonique, l'émission super-stimulée sera-t-elle encore plus forte? C'est ce que les chercheurs observeront bientôt.

Encadre 1 : Des faisceaux de noyaux atomiques pour sonder la matière

La première étape d'une expérience de Physique Nucléaire est de communiquer de l'énergie aux projectiles, c'est-à-dire de les accélérer. Nous prendrons ici l'exemple de l'accélérateur GANIL, situé à Caen. Nous savons aujourd'hui agir sur toute particule chargée électriquement. Cette méthode s'applique aux noyaux d'atomes qui sont naturellement chargés positivement. Toutefois, les noyaux sont enfermés dans les atomes et les électrons de l'atome neutralisent la charge du noyau. Il faut donc commencer par en réduire le nombre pour obtenir des atomes positifs : les ions. Ils peuvent être ensuite accélérés par des champs électriques et dirigés par des champs magnétiques. Un rien pouvant les perturber, leur trajet doit s'effectuer dans un vide très poussé. L'ensemble accélérateur du GANIL est constitué de plusieurs cyclotrons dont les aimants maintiennent les ions sur des trajectoires circulaires. Par une multitude de petites accélérations électriques les ions finissent par atteindre la moitié de la vitesse de la lumière. Ainsi produit, accéléré, calibré, aligné, le faisceau d'ions est alors conduit dans les salles d'expérience pour y bombarder une fine feuille de matière, la cible. Lorsqu'une collision se produit entre un noyau projectile et un noyau "cible", des rayonnements et des fragments sont émis. Des appareillages spécifiques détectent ces émissions, en générant des signaux électriques. On procède alors à un enregistrement numérique de ces signaux pour une analyse détaillée ultérieure.



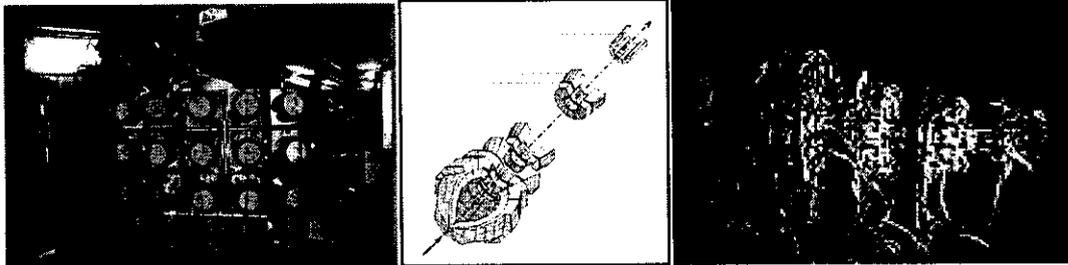
Encadré 2 : Détection des projectiles diffusés



Lors d'une collision peu violente, les noyaux peuvent être mis en vibration. C'est le projectile qui fournit au noyau cible l'énergie nécessaire à cette excitation. Pour mettre en évidence l'excitation de résonances géantes il faut mesurer cette faible perte d'énergie. Pour faire une étude précise il faut connaître l'énergie de chaque projectile diffusé avec une résolution relative meilleure que $1/10000$. Une telle précision est hors de portée des détecteurs nucléaires standards comme les scintillateurs plastiques ou les semi-conducteurs au silicium, ne serait ce qu'à cause du bruit électronique. Problème plus grave lors de l'accélération dans des cyclotrons, l'énergie des particules du faisceau n'est constante qu'au millième près. Pour étudier les résonances géantes, il faut utiliser un Spectromètre magnétique à Perte d'Énergie, tel le SPEG présenté sur la photo, outil spécifiquement conçu pour mesurer l'énergie perdue par les noyaux-projectiles avec une très haute résolution. Un aimant d'analyse en énergie disperse le faisceau incident à l'endroit de la cible. Les ions les plus rapides étant moins déviés, ils se retrouvent à l'extérieur du virage (trait bleu) imposé par ce premier aimant. Après le point cible, un deuxième aimant dévie de nouveau les particules diffusées. Les particules les plus énergétiques étant à l'extérieur de la trajectoire, elles traversent une partie plus longue du deuxième aimant, l'aimant de focalisation. Elles sont donc plus déviées. Les particules initialement moins énergétiques traversent elles une partie plus courte de l'aimant. Elles sont alors moins déviées. Toutes les particules, quelle que soit leur énergie initiale, se croisent dans un plan appelé plan focal. L'équivalent optique de cet ensemble d'aimant est un objectif photographique. Tous deux sont dit achromatiques car le plan de focalisation ne dépend pas de l'énergie de la lumière (couleur) ou de la particule incidente.

Dans le cas du spectromètre, on place une cible entre les deux aimants. Les noyaux-projectiles peuvent perdre de l'énergie dans une collision avec les noyaux cibles. Dans ce cas-là seulement, ils seront focalisés par le deuxième aimant à une position différente dans le plan focal. C'est la mesure de la position du noyau projectile dans ce plan focal qui nous renseigne sur la perte d'énergie cinétique de ce noyau, donc sur l'énergie communiquée à la cible. On détermine ainsi toutes les caractéristiques des résonances géantes excitées telles que leur énergie, leur largeur et leur type. Mais il faut parfois une caractérisation encore plus précise de ces résonances, à travers l'étude de leur décroissance. C'est l'objet des multidétecteurs décrits ci-après.

Encadré 3 : Détection de particules



EDEN

INDRA

De nombreux progrès récents sur notre connaissance des résonances géantes et des états de multiphonons sont venus de l'étude de leur décroissance par particules. Il est donc nécessaire de mesurer les caractéristiques de ces particules qui sont en général des protons ou des neutrons. La difficulté provient de ce que les nucléons sont émis en abondance lors de toutes sortes de réactions nucléaires, et pas seulement au cours de celles où une résonance géante est excitée. Il faut donc détecter simultanément le projectile diffusé, pour signer l'excitation de la résonance, et les nucléons de décroissance. C'est ce qui est appelé une expérience de coïncidences.

Pour détecter les nucléons de décroissance avec une bonne efficacité, les chercheurs travaillant au GANIL ont construit souvent dans le cadre de collaborations plusieurs ensemble de détection PACHA (PARTicules CHArgés) et INDRA dévolu à la détection des protons et autres particules chargées, EDEN (Ensemble de DÉtection de Neutrons) et DEMON spécialement conçu pour la détection de neutrons.

Les 50 cristaux scintillants d'iodure de Césium (Csi) qui constituent l'ensemble PACHA sont couplés à des photomultiplicateurs afin de transformer le signal lumineux en impulsion électrique. La particule détectée est arrêtée dans le cristal et transfère son énergie en excitant les atomes environnants, qui émettent à leur tour de la lumière convertie en électrons par la photocathode du photomultiplicateur. La spécificité du Csi est d'émettre deux composantes de lumière dont le rapport dépend de la nature de la particule détectée. En mesurant ces deux composantes on peut distinguer les protons des autres particules. L'ensemble PACHA se monte sous vide dans une grande chambre qui entoure la cible. Le même type de détection complétée par des détecteurs au silicium ou à gaz forme le multidétecteur INDRA. Son avantage ? Il permet de couvrir toutes les directions possibles. Ce détecteur conçu pour étudier la fragmentation des noyaux, sera utilisé prochainement et mis aussi à profit pour rechercher le troisième phonon.

Les neutrons, comme leur nom l'indique, n'ont pas de charge électrique et n'interagissent avec un détecteur que par la force nucléaire. Celle-ci étant à très courte portée il est plus difficile de les arrêter. Ils ne perdent pas toute leur énergie lors de l'interaction avec le détecteur. On peut par contre mesurer le temps qu'ils ont mis pour parcourir la distance entre la cible (d'où ils sont émis) et le détecteur, et en déduire leur vitesse et leur énergie cinétique. L'avantage de l'absence de charge électrique est que les neutrons ne sont que peu perturbés par un trajet dans l'air. Un module de détection est constitué de scintillateur liquide contenu dans une boîte fixée à un photomultiplicateur. Ces modules sont placés, autour de la chambre à réaction à environ 2 mètres de la cible, afin d'obtenir une bonne précision relative sur la mesure du temps de vol et donc de l'énergie.