

Détecter les particules

La première étape dans les expériences de résonance consiste à accélérer les projectiles par des champs électriques. Ces projectiles, des ions positifs, sont dirigés par des champs magnétiques. L'accélérateur du GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), à Caen, est constitué de plusieurs cyclotrons qui confèrent aux projectiles une vitesse allant jusqu'à la moitié de celle de la lumière. Puis les projectiles sont dirigés vers la cible.

Lors d'une collision peu violente, les noyaux vibrent. Pour mettre en évidence les résonances géantes, on mesure la perte d'énergie du projectile après collision avec une précision supérieure à 1/10 000. Une telle précision nécessite l'utilisation d'un spectromètre magnétique à perte d'énergie ou Speg (voir la figure ci-contre). Un aimant d'analyse disperse le faisceau incident avant la cible. Les ions les plus rapides sont moins déviés et se retrouvent à l'extérieur du virage imposé par l'aimant. Après la cible, un deuxième aimant, dit de focalisation, dévie à nouveau les particules diffusées. Les particules les plus énergétiques étant à l'extérieur de la trajectoire, elles traversent une partie plus longue de ce deuxième aimant et sont donc plus déviées. À l'inverse, les particules initialement moins énergétiques traversent une partie plus courte de l'aimant de focalisation et sont moins déviées. Toutes les particules, quelle que soit leur énergie initiale, se croisent dans un plan focal. L'équivalent optique de ces deux aimants est un objectif photographique. Tous deux sont dit achromatiques, car le plan de focalisation ne dépend pas de l'énergie de la lumière, c'est-à-dire de sa longueur d'onde.

En absence de cible, le plan focal arrête toutes les particules du faisceau incident en un seul point. Une fois la cible en place, les noyaux projectiles perdent de l'énergie dans les collisions avec les noyaux cibles. Alors, ils sont plus déviés par le deuxième aimant et sont focalisés dans le plan focal à une position différente, qui nous renseigne sur la perte d'énergie cinétique du noyau projectile, donc sur l'énergie communiquée à la cible. L'énergie, la largeur et le type de résonances géantes excitées sont déterminés ainsi. Pour les caractériser avec plus de précision, nous étudions leur décroissance à l'aide de multidétecteurs.

Les résonances géantes s'atténuent par émission de protons ou de neutrons. Or des nucléons sont émis en abondance lors de multiples réactions nucléaires qui accompagnent une résonance géante. Il faut donc détecter à la fois le projectile responsable de la résonance et les nucléons de décroissance de cette résonance.

Pour détecter les nucléons de décroissance, les chercheurs travaillant au GANIL ont construit Pacha et Indra, destinés à la détection des protons et autres particules chargées, Eden et Demon, conçus pour la détection de neutrons.

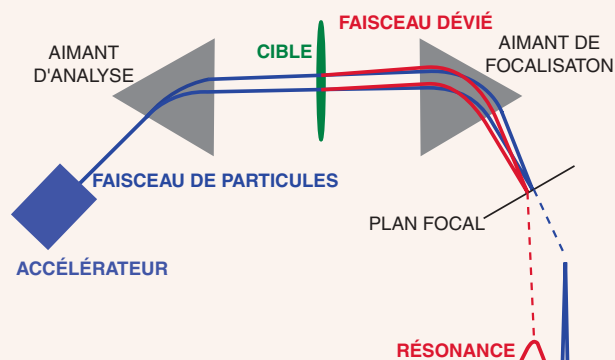
Dans le détecteur *Pacha*, 50 cristaux scintillants d'iodure de césium sont couplés à des photomultiplicateurs qui transforment le signal lumineux en impulsion électrique. La particule détectée est arrêtée dans le cristal et transfère son énergie en excitant les atomes environnants. Ces atomes excités émettent à leur tour de la lumière, convertie en électrons par la photocathode du photomultiplicateur. La spécificité de l'iodure de césium est d'émettre deux composantes de lumière dont le rapport dépend de la nature de la particule détectée. On distingue ainsi les protons des autres particules. Le multidétecteur *Indra* est fondé sur le même principe et il possède en outre des détecteurs au silicium ou à gaz. Son avantage? Couvrir toutes les directions possibles. Conçu pour étudier la fragmentation des noyaux, nous l'utilisons aussi pour rechercher le troisième phonon.

Les neutrons n'interagissent avec un détecteur que par la force nucléaire. Leur détection est plus difficile, car cette force est à très courte portée et les neutrons ne perdent pas toute leur énergie lors de l'interaction. On mesure alors le temps qu'ils ont mis pour parcourir la distance entre le noyau cible et le détecteur. On déduit de cette mesure de temps de vol leur vitesse et leur énergie cinétique.

Ainsi, le projectile initial, et les nucléons de décroissance, protons et neutrons, sont caractérisés. On identifie alors sans ambiguïté la résonance du noyau.



La cible contient une très fine feuille d'atomes de calcium. Une fois en place, elle sera bombardée par les particules du faisceau.



Le faisceau de particules issu de l'accélérateur GANIL (sur le schéma, à gauche, en bleu) traverse l'aimant d'analyse où chaque particule est déviée en fonction de son énergie. En l'absence de cible, le second aimant (de focalisation) focalise toutes les particules en un point du plan focal. En présence d'une cible, les particules incidentes qui ont déclenché une résonance perdent de l'énergie et sont déviées. Après l'aimant de focalisation, elles convergent en un point différent du point de focalisation des autres particules.

Les champs électriques mettent en mouvement les protons des noyaux, ce qui engendre notamment une forte résonance dipolaire, à la fois des noyaux cibles et des noyaux projectiles.

Les excitations du projectile ont d'abord été étudiées. Une résonance géante dipolaire fut très clairement observée et, 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 jamais observé jusqu'alors. Pour s'en assurer, les Allemands ont étudié le noyau cible, lui aussi en résonance. Ils ont mesuré les rayonnements gamma émis par le noyau. Un noyau dans lequel les protons oscillent par rapport aux neutrons se comporte comme une antenne et émet des ondes électromagnétiques. Chaque phonon émet un photon de même énergie que celle de la résonance géante dipolaire. Un état à deux phonons émet donc deux photons d'énergie égale. Des couples de photons de même énergie que celle de la résonance ont en effet été détectés. Les chercheurs venaient de démontrer l'existence de l'état à deux phonons pour la résonance dipolaire.

En 1991, l'équipe américaine de S. Mordechai et F. Moore, de Los Alamos, au Nouveau-Mexique, utilisa la méthode du double échange de

charges, grâce à un faisceau de pions, pour exciter les résonances géantes dipolaires à deux phonons. Les pions sont des particules qui existent dans trois états de charge, les pions positifs, les pions négatifs et les pions neutres. Ils peuvent provoquer des échanges de charge simple ou double. Par exemple, quand un pion positif dépose une charge, il devient neutre. Quand il dépose une deuxième charge, il devient négatif. Les spectres d'énergie des noyaux excités de cette façon présentaient une résonance à une énergie double de celle de la résonance géante dipolaire, deuxième preuve de l'existence de l'état à deux phonons dans le mode dipolaire.

Au GANIL, durant la même période, nous avons montré l'existence d'une résonance géante quadrupolaire à deux phonons. Nous avons en effet mesuré les énergies des projectiles de calcium après la collision avec les noyaux de la cible. Pour certains, l'énergie perdue valait le double de celle de la résonance à un phonon. Toutefois, pour prouver qu'il s'agit bien d'un état à deux phonons, nous avons étudié la décroissance de la résonance.

Comme nous l'avons vu, une résonance géante est caractérisée par l'énergie des protons de décroissance, signature des trous possibles dans le

noyau fils. Pour une résonance à un phonon, un seul proton manque. Pour celle à deux phonons, deux protons sont émis, et ainsi de suite, un proton étant associé à chaque quantum. Pour démontrer que la résonance observée a excité deux phonons quadrupolaires, il faut prouver que les noyaux fils gardent les trous caractéristiques de la résonance quadrupolaire. Sur le spectre d'émission des protons, les pics attendus pour la décroissance d'un double phonon apparaissent en effet, ce qui démontre qu'une résonance géante quadrupolaire double a bien été excitée.

Des vibrations d'une étrange harmonie

Ces découvertes confirment l'existence de vibrations collectives dans les noyaux. En outre, la résonance à deux phonons a une énergie double de la résonance à un phonon, avec une précision inférieure à quelques pour cent. Cela signifie que ces vibrations sont harmoniques, c'est-à-dire que la fréquence de la résonance ne varie pas, quel que soit le nombre de phonons excités, c'est-à-dire quelle que soit l'amplitude de vibration. L'énergie de résonance à n phonons sera égale à la fréquence de résonance multipliée par n fois la constante de Planck

Les instruments de musique sont, en général, harmoniques. Un piano émet un «la», que l'on joue pianissimo ou fortissimo. En revanche, la fréquence d'un pendule diminue quand l'amplitude de son mouvement augmente : il est anharmonique. L'harmonie des vibrations est inattendue et souligne, encore, les propriétés mécaniques exceptionnelles du noyau.

L'existence des multiphonons montre que des fermions peuvent osciller selon des modes bosons, bien que cela paraisse paradoxal. Tout n'est cependant pas encore résolu. L'amplitude avec laquelle l'état à deux phonons est excité est beaucoup plus élevée que celle attendue, comme si un frôlement sur une cloche provoquait le tocsin. L'amplitude est proportionnelle à la probabilité d'excitation de la résonance. Évaluons d'abord quelle était l'amplitude, et donc la probabilité, qui étaient escomptées.

Les phonons sont des bosons. Les bosons ont l'« instinct grégaire », ce qui donne lieu à l'émission stimulée des photons, qui est à la base de l'effet laser.



Desaury/GANIL

7. LES FAISCEAUX atteignent des énergies de 20 mégaelectronvolts dans l'accélérateur du GANIL, dont on voit ici l'une des cavités accélératrices.

Rappelons le principe de l'émission stimulée. Quand n photons occupent un état excité, la probabilité pour qu'un nouveau photon rejoigne cet état est multipliée par n . Donc, plus il y a de photons déjà excités, plus la probabilité d'exciter un photon supplémentaire est grande. La probabilité d'exciter n photons obéit à la loi statistique de Poisson.

Si l'on applique le principe de l'émission stimulée à la vibration des noyaux atomiques, la probabilité d'exciter le deuxième phonon vaut donc deux fois la probabilité d'exciter le premier. Or, d'après les mesures expérimentales, elle vaut, non pas deux, mais quatre fois la probabilité d'exciter le premier phonon! Cette excitation superstimulée est restée un mystère pendant plusieurs années.

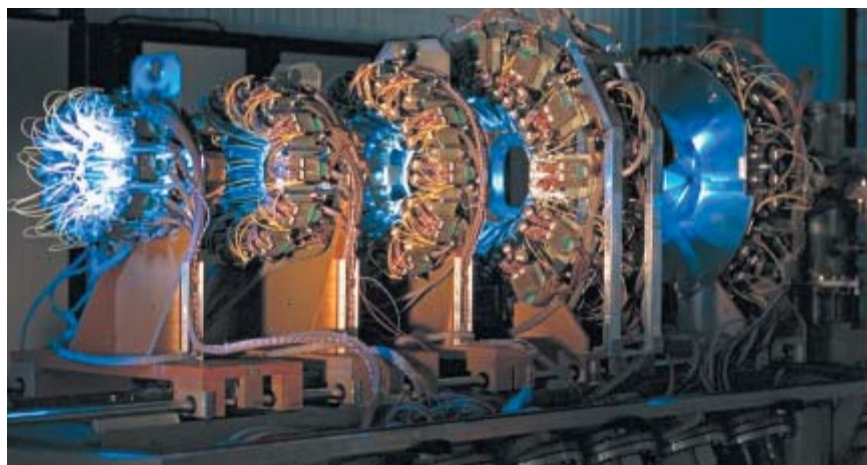
Des superstimulations

Ce mystère vient d'être résolu par les physiciens du GANIL et leurs collègues de Séville, en Espagne, et de Catane, en Italie.

Le calcul quantique de l'évolution d'un oscillateur harmonique, auquel on applique une force, est connu. La solution correspond à une transformation galiléenne de l'état fondamental, c'est-à-dire que le paquet d'onde initial – le nuage de probabilité de présence – est simplement déplacé lors de la résonance, mais sa forme reste inchangée. Cet état correspond à l'excitation des phonons avec des probabilités poissonniennes. Le nombre moyen de phonons excités est proportionnel au déplacement du nuage, induit par la force. En clair, plus on excite, plus le nuage est déplacé, et plus les phonons sont nombreux.

Les valeurs moyennes de position et d'impulsion obéissent à des équations, dites équations d'Ehrenfest, identiques aux équations classiques du mouvement. C'est l'un des rares cas où, à cause de la symétrie de l'oscillateur, la mécanique classique et la mécanique quantique sont équivalentes. L'existence de la loi de Poisson est caractéristique de cette équivalence.

Dans le cas des résonances géantes, la position serait une mesure de la déformation, et l'impulsion représenterait la vitesse de la déformation. Or, les résonances géantes n'obéissent pas à la loi de Poisson, puisqu'expérimentalement, la probabilité d'excitation du deuxième phonon est deux fois plus élevée que celle calculée d'après



8. LE SYSTÈME INDRA détecte les protons et toutes les particules chargées.

cette loi (superstimulations). Le modèle des oscillateurs harmoniques quantiques se révèle insuffisant. La résonance géante n'est donc pas un oscillateur harmonique pur.

Nous avons introduit des anharmonicités dans le modèle de l'oscillateur. Dès lors, la solution quantique diffère de la solution classique. La simple translation en position et en vitesse de l'état fondamental n'est plus une solution exacte. Le paquet d'onde s'élargit et change d'allure pendant son mouvement. Pour déterminer la dynamique exacte, il faut alors non seulement connaître l'évolution de la valeur moyenne de la position et de l'impulsion, mais aussi celle de la forme du paquet d'onde. Ce point constitue 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 du paquet d'onde provient des fluctuations quantiques. Elle augmente en présence d'anharmonicités et modifie la probabilité d'excitation. Si le champ externe est en outre non linéaire, c'est-à-dire si sa force dépend du nombre de phonons déjà excités, alors la probabilité d'exciter des états à deux phonons augmente. Le modèle que nous avons élaboré justifie que la probabilité d'exciter le deuxième phonon vaut quatre fois la probabilité d'exciter le premier, à cause des fluctuations quantiques et des non-linéarités.

Toutefois, pour valider ce modèle, nous venons de commencer au GANIL une campagne de mesures qui vise à détecter le troisième phonon d'un noyau de calcium excité, grâce à l'un des détecteurs de particules chargées les plus performants aujourd'hui (voir l'encadré de la page 37). Nous découvrirons si la vibration demeure harmonique et si l'émission superstimulée est encore plus forte.

Philippe CHOMAZ, Yorick BLUMENFELD et Jean-Antoine SCARPACI sont chercheurs respectivement au GANIL (Grand accélérateur national d'ions lourds), laboratoire CEA-DSM, CNRS IN2P3, à Caen, et à l'Institut de physique nucléaire, à Orsay.

C. VOLPE et Ph. CHOMAZ, *Multiple Collective Vibrations and Nonlinear Dynamics in Mean-Field Approaches*, in *Physical Review Letters*, vol. 83, p. 1119, 1999.

T. AUMANN, P.F. BORTIGNON et H. EMLING, *Multiphonon Giant Resonances in Nuclei*, in *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 48, 1998.

J. RITMAN et al., *First Observation of the Coulomb-excited Double Giant Dipole Resonance in ^{208}Pb via Double-gamma Decay*,

in *Physical Review Letters*, vol. 70, p. 533, 1993.

J.-A. SCARPACI et al., *Signature of a Two-phonon State Through its Proton Decay Pattern*, in *Physical Review Letters*, vol. 71, p. 3766, 1993.

R. SCHMIDT et al., *Electromagnetic excitation of the double giant dipole resonance in ^{136}Xe* , in *Physical Review Letters*, vol. 70, pp. 1767-1770, 1993.

S. MORDECHAI et F. MOORE, *Double Giant Resonances in Atomic Nuclei*, in *Nature*, vol. 352, p. 393, 1991.

Ph. CHOMAZ et N. FRASCARIA, *Multiple phonon excitation in nuclei : experimental results and theoretical description*, in *Physical Report*, vol. 252, n° 5 et 6, 1995.