

Introduction

*Il ne faut pas uniquement intégrer. Il faut aussi désintégrer.
C'est ça la vie. C'est ça la philosophie. C'est ça la science.
C'est ça le progrès, la civilisation.*
Eugène Ionesco, La Leçon.

Découverte de façon inopinée, ou presque, par Henri Becquerel au crépuscule du XIX^e siècle, la physique nucléaire aura profondément marqué le XX^e siècle. La formule d'Einstein $E = mc^2$ la symbolise dans l'imaginaire collectif ¹. Cette formule est associée autant au génie d'un homme qu'à la capacité que l'humanité a acquise de s'autodétruire. L'humanité s'est enfin interrogée sur son futur collectif. Le retraitement et le stockage des déchets nucléaires, par exemple, nous porte à nous préoccuper de ce que nous aurons laissé à nos descendants dans des milliers d'années.

La physique nucléaire a marqué le monde dans le domaine militaire et politique. L'arme nucléaire qui, à la différence de l'arbalète ou de la poudre à canon, n'a été utilisée que deux fois en août 1945, a bouleversé l'échiquier mondial et la politique internationale depuis lors.

Dans la technologie, bien entendu, la production d'énergie et les innombrables utilisations pratiques de la radioactivité, dans la médecine comme dans l'art, l'archéologie ou dans la recherche fondamentale, sont devenues des éléments familiers de la vie humaine. Mais ces technologies suscitent une indiscutable méfiance. On préfère voir leur résultat plutôt que les manipuler.

En 1903, le troisième prix Nobel de physique était décerné pour moitié à Henri Becquerel, pour moitié à Pierre et Marie Curie, pour la découverte de la radioacti-

¹A tort, on le sait ; cette formule vaut pour cuire un œuf aussi bien que dans une explosion de supernova.

tivité. Henri Becquerel avait découvert le phénomène, Pierre et Marie Curie en avaient montré l'importance et l'étendue. C'est Rutherford, prix Nobel de chimie 1908, qui, en s'intéressant à ces phénomènes à partir de 1899, doit être considéré comme le fondateur de la physique nucléaire proprement dite. On trouvera plus bas un récit de la découverte de la radioactivité et des premières questions qu'elle suscita.

1 Quelques points de repère historiques

L'histoire de la physique nucléaire commence en 1896 avec la découverte de la radioactivité par Becquerel. Elle s'étend jusqu'à maintenant.

Cette histoire peut être divisée en trois parties : la découverte du noyau et de ses propriétés fondamentales jusqu'en 1939, le développement de la spectroscopie nucléaire et des modèles nucléaires de 1947 à 1960, l'émergence d'une théorie microscopique unificatrice et l'identification de mécanismes fins, non-classiques, de 1958 à nos jours.

Depuis la fin de la deuxième guerre mondiale, la science nucléaire a connu un essor considérable, mais, même si elle s'était arrêtée en 1960 (voire en 1939), pratiquement toutes ses applications, aussi bien technologiques qu'astrophysiques, existeraient aujourd'hui. En effet, elles ne font appel qu'aux phénomènes connus à cette époque et peuvent se contenter d'interprétations théoriques élémentaires.

C'est *grosso modo* ce qui nous concernera dans ce livre, même si bon nombre d'applications ou de découvertes que nous verrons sont toutes récentes.

La chronologie des principales étapes de cette première phase est la suivante.

1868 Classification périodique de Mendeleiev.

1895 Découverte des rayons X par Röntgen.

1896 Découverte de la radioactivité par Becquerel.

1897 Identification de l'électron par J.J. Thomson.

1898 Séparation des éléments Polonium et Radium par Pierre et Marie Curie.

1908 La charge $+2$ de la particule α est mesurée par Geiger et Rutherford.

1911 Découverte du noyau par Rutherford, modèle « planétaire » de l'atome.

1913 Théorie des spectres atomiques par Niels Bohr.

1914 Mesure de la masse de la particule α par Robinson et Rutherford.

1924-1928 Théorie quantique (de Broglie, Schrödinger, Heisenberg).

1928 Théorie de la pénétration des barrières de potentiel par effet tunnel,

application à la radioactivité α , par Gamow, Gurney et Condon.

1929-1932 Premières réactions nucléaires avec le cyclotron de Lawrence à Berkeley, et l'accélérateur Van de Graaff par Cockcroft et Walton.

1932 Identification du neutron par Chadwick.

1934 Découverte de la radioactivité artificielle par F. et I. Joliot-Curie.

1934 Découverte de la capture neutronique par Fermi.

1935 Modèle de la goutte liquide et du noyau composé par N. Bohr.

1935 Formule de masse de Bethe et Weizsäcker.

1938 Bethe et Weizsäcker comprennent que l'énergie des étoiles provient de réactions de fusion thermonucléaire.

Décembre 1938 Découverte de la fission par Hahn et Strassman.

1939 Interprétation théorique de la fission par N. Bohr et Wheeler.

1942 Le premier réacteur, construit par Fermi, diverge à Chicago.

1953 Salpeter comprend la réaction fondamentale de fusion de deux protons en un noyau de deutérium dans le soleil.

2 Etendue de la physique nucléaire

La physique nucléaire a engendré en un siècle une série inimaginable de retombées techniques, économiques, politiques et, bien entendu, scientifiques jusqu'à la physique des particules élémentaires et des interactions fondamentales, dont on a, paradoxalement, une théorie plus complète que de la physique des noyaux elle-même ².

Les noyaux atomiques sont des systèmes de protons et de neutrons, de masses voisines, liés par les forces nucléaires. On verra que, du point de vue nucléaire, en faisant abstraction de l'électromagnétisme, le proton et le neutron, de masse voisine, sont des « jumeaux nucléaires ». En outre, il est fondamental pour notre existence que le neutron soit plus lourd que le proton. C'est fondamental, mais c'est incompréhensible ! C'est une des très grandes énigmes de la physique contemporaine !

Il existe des milliers de noyaux différents, 1700 si l'on ne considère que les noyaux usuels connus dans la nature, alors qu'il n'existe qu'une centaine d'atomes ³. Une

²C'est évidemment un faux paradoxe : la structure de l'ADN découle, en principe, entièrement de l'équation de Schrödinger et de l'électrodynamique quantique. Ce n'est pas sous cet angle qu'on l'étudie.

³Différents isotopes d'un même élément ont même propriétés chimiques.

des courses aux records du monde actuelle consiste à synthétiser des noyaux lourds instables (on est arrivé en 1999 à la région « mythique » pour les physiciens nucléaires, des éléments $Z = 114$ et 126 que la théorie prévoit être particulièrement stables).

La physique des noyaux proprement dite est un domaine de recherche en plein renouveau depuis une dizaine d'années avec la mise en service de nouvelles machines, les accélérateurs à ions lourds, notamment les machines de Berkeley, de Caen (le grand accélérateur national à ions lourds GANIL), de Darmstadt et de Dubna. La physique des noyaux atomiques reste une *science fondamentale*. C'est en soi un problème de mécanique quantique complexe, un véritable problème à N corps, avec un nombre N à la fois beaucoup trop grand (16, 56 à 240) pour qu'on puisse le résoudre exactement sur ordinateur, et trop petit pour qu'on puisse utiliser les méthodes de la Physique statistique. Avec les accélérateurs d'ions lourds, on découvre des effets très subtils, par exemple de superfluidité locale lors du choc frontal de deux noyaux lourds.

La physique nucléaire a eu comme sous-produit la physique des particules, des interactions fondamentales et des constituants fondamentaux de la matière : quarks et leptons.

Elle est essentielle pour comprendre l'origine et la structure du monde dans lequel nous vivons. La naissance de l'Astrophysique nucléaire a constitué un pas en avant considérable en astronomie et en cosmologie.

Bien entendu, les technologies nucléaires jouent un rôle de premier plan dans la société contemporaine. Nous en verrons plusieurs exemples.

Ce livre est principalement un document d'ouverture à des sciences et technologies d'une grande diversité. Nous souhaitons qu'il serve de tremplin pour approfondir tel ou tel aspect du domaine.

Nous tenons à remercier nos élèves, en particulier ceux des promotions X 1996, X 1997, X 1998 et X 1999 pour leur apport à ce livre, tant en Energie nucléaire que dans les approfondissements qui lui sont reliés sur les thèmes « Energie-Environnement » et « Cosmologie ». On trouvera dans ce livre des passages qui leur sont dus.

Nous devons beaucoup à André Rougé pour ses précieux conseils. Qu'il trouve ici l'expression de notre gratitude. Nous ferons constamment référence aux livres : *Mécanique Quantique* par J-L. Basdevant et J. Dalibard, *Physique Subatomique* par André Rougé et *Cosmologie* par Jim Rich.

3 Découverte de la radioactivité

Henri Becquerel

Le lundi 24 février 1896, dans une brève communication à l'Académie des Sciences ⁴, Henri Becquerel fait part à ses collègues d'une observation très attendue. Il a soigneusement enveloppé dans du carton noir des plaques photographiques, achetées à l'usine des frères Lumière ⁵, il les a recouvertes de lamelles cristallines de sulfate double d'uranium et de potassium, et a exposé le tout au soleil sur le bord de sa fenêtre. Cinq heures plus tard, en développant ses plaques, fortement protégées de la lumière du soleil, Becquerel a découvert qu'elles étaient impressionnées.

Un rayonnement invisible est capable de traverser le carton noir. Si l'on interpose des objets métalliques entre le sel d'uranium et la plaque, on voit leur silhouette se dessiner sur les clichés. Les matériaux sont plus ou moins opaques à ces rayons invisibles. Le court rapport de Becquerel est factuel, presque laconique.

Henri Becquerel a 43 ans. Il est entré à l'École polytechnique en 1872, en est sorti dans le corps des Ponts et Chaussées. C'est un homme modeste et doux. La communauté scientifique apprécie sa culture, son expérience et la finesse de son jugement, mais on voit davantage en lui un continuateur plutôt qu'un créateur. On le considère surtout comme le porte parole d'une tradition. Il est le troisième membre de la dynastie des Becquerel qui, depuis le début du siècle, se succèdent tant à l'Académie qu'au Muséum ⁶.

Son grand-père Antoine-César (1788-1878, X 1806), après avoir combattu dans la guerre d'Espagne de 1810 à 1812, s'était lancé dans la physique. Il avait laissé une oeuvre considérable, notamment sur l'électricité. Élu à l'Académie des sciences en 1829, il avait collaboré avec Ampère, Gay-Lussac et Biot, et correspondait fréquemment avec Faraday.

Son père, Alexandre-Edmond (1820-1891), reçu à l'École Normale Supérieure et à l'École polytechnique, avait préféré démissionner pour devenir l'assistant de son propre père au Muséum. Élu à l'Académie des Sciences en 1863, il avait fait des travaux importants en électricité, en magnétisme et en optique. Il avait étudié les réactions photochimiques, était devenu un maître de la photographie. Il avait, le premier, mis

⁴H. Becquerel : Sur les radiations émises par phosphorescence, *Compt. Rend. Acad. Sc. Paris* 122, 420 (1896)

⁵Les frères Lumière firent de nombreuses communications à l'Académie des Sciences à cette époque. Auguste était chimiste, Louis, physicien et bricoleur de génie. Ils dirigeaient l'entreprise familiale qui produisait 15 millions de plaques photographiques par an. Deux mois plus tôt, le 28 décembre 1895, avait eu lieu la première projection du cinématographe, au Grand Café, boulevard des Capucines à Paris.

⁶Son fils Jean (1878-1953, X 1897), Professeur au Muséum, répétiteur puis examinateur à l'École polytechnique, fut élu membre de l'Académie des Sciences en 1946, au fauteuil de Jean Perrin.

en évidence la partie ultraviolette du spectre solaire. Il était un expert mondial en matière de phénomènes de luminescence.

Henri Becquerel est professeur à l'École polytechnique depuis l'année précédente, mais sa nomination a déclenché l'indignation de son collègue Alfred Cornu ⁷ (X 1860) Président de L'Académie des Sciences, qui ne lui trouve pas suffisamment d'autorité scientifique. Il a travaillé sur un sujet qui passionne : l'action directe du champ magnétique sur le rayonnement ; il n'a obtenu aucun résultat notable. Il a fait son travail de thèse sur l'absorption de la lumière par les cristaux anisotropes. Un an après avoir soutenu sa thèse de Doctorat en 1888, il est élu à l'Académie des Sciences ! Depuis sa thèse, Henri Becquerel a sérieusement délaissé la recherche et préfère se consacrer à ses enseignements, à l'École polytechnique et au Muséum.

Découverte des rayons X

La découverte de la radioactivité est indissociable de celle des rayons X.

Au moment où l'Académie prend connaissance des observations de Becquerel, elle est en effervescence. Depuis plusieurs semaines, on ne parle que de lumière, de photographie et de rayons X. Le lundi 20 janvier, en effet, en fin de séance, Arsène d'Arsonval a fait découvrir à ses collègues une photographie qu'ils n'ont jamais imaginée. Elle a été envoyée par deux médecins, Paul Oudin et Toussaint Barthélémy. On y voit les os à l'intérieur d'une main vivante. Le cliché a été obtenu par Wilhelm Conrad Röntgen à Würtzburg. La main est celle de sa femme.

C'est quelques mois plus tôt que Röntgen a découvert ces rayonnements invisibles et pénétrants, qu'il nomme de la lettre de l'inconnu, « X-strahlen », les rayons X. Il s'est intéressé aux étranges rayons cathodiques qui se propagent dans le vide à l'intérieur du tube de Crookes, ancêtre de notre actuel tube de télévision. On s'interroge beaucoup, à cette époque, sur la nature de ces rayons électriques : est-ce que ce sont des ondes, ou bien des corpuscules ? En 1894, ses maîtres, Hertz et Lenard ont constaté que les rayons cathodiques peuvent traverser un hublot métallique placé sur la paroi du tube. Lenard a donc décidé de les étudier en eux-mêmes, à la sortie. Pour protéger la zone expérimentale de tout rayonnement lumineux, il barde le tube et le hublot de feuilles opaques de plomb et d'étain. Le 8 novembre 95, Röntgen répète ces expériences. Il suit très exactement la procédure expérimentale de Lenard à un détail près. On ne sait pourquoi, c'est avec du carton noir et non du plomb qu'il enveloppe le tube ⁸. Il y a là, sur la table, loin du tube, un écran enduit sur une de ses faces de platino-cyanure de baryum fluorescent. A sa stupéfaction, à chaque décharge du tube

⁷Cornu était un opticien de talent. Il avait, le premier, reproduit en laboratoire l'intégralité des raies spectrales connues de l'atome d'hydrogène. Sauf pour les quatre premières, trouvées en laboratoire par Angström entre 1853 et 1873, ces raies, qui ont constitué la pierre de Rosette de la mécanique quantique en 1913, n'avaient été, jusque là, observée que dans les étoiles. Les attribuer à l'hydrogène relevait d'une hypothèse de régularité.

⁸On ne saura évidemment que plus tard que les rayons X sont arrêtés par le plomb, utilisé par

cet écran devient luminescent, et cela même s'il est à plus de deux mètres. Un rayonnement invisible inconnu semble filtrer au travers du carton noir pour aller exciter la fluorescence de l'écran.

Röntgen devient fébrile, il est inquiet, « C'est une chose si extraordinaire qu'on va dire que je suis devenu fou ! » Ce qu'il voit est tellement stupéfiant que, pour se convaincre lui-même, il recommence l'expérience des dizaines de fois. Ces rayons sont-ils vraiment pénétrants, peuvent-ils véritablement traverser la matière ? En interposant sa main entre le tube et l'écran, il voit se dessiner les os de ses phalanges, entourés de la pénombre de ses chairs. Les corps sont plus ou moins opaques à ces rayons inconnus. Il prend sa femme à témoin, et, pour convaincre le monde de la réalité de ce qu'il voit, il fixe ces images sur des plaques photographiques. « J'ai des photographies de l'ombre des os de la main, d'un ensemble de poids enfermés dans une boîte ! » écrit-il. Ces images de l'invisible frappent l'imagination. En quelques années, les hôpitaux s'équipent. Le Kaiser s'en fait faire une démonstration personnelle.

Une idée fausse mais fondamentale

Lorsqu'ils découvrent la radiographie, le lundi 20 janvier, les académiciens sont émerveillés. Le mathématicien Henri Poincaré (X 1873) a reçu un exemplaire de l'article de Röntgen ⁹, la physique le passionne. Il y a là Henri Becquerel, qui, fasciné comme Poincaré, s'interroge sur le point d'émission de ces rayons invisibles. Poincaré fait remarquer que la réponse se trouve dans l'article de Röntgen : « Il est certain que l'endroit de la paroi qui a la plus vive fluorescence doit être considéré comme le centre principal d'où les rayons X rayonnent dans toutes les directions ». Les rayons X sont émis au point d'impact des rayons cathodiques sur le verre, où l'on observe une vive fluorescence ¹⁰.

Fluorescence, le mot clé est prononcé. Les phénomènes de luminescence des corps ont toujours fasciné. La phosphorescence, qui persiste plus longtemps, et la fluorescence d'une durée très brève sont des émissions lumineuses que certains corps produisent après avoir eux-mêmes été éclairés ¹¹.

Lenard, mais pas par le carton.

⁹W. C. Roentgen, Sitzber. physik-med. Ges. Würzburg, 137, Déc. 1895.

¹⁰Les rayons X proviennent, comme la fluorescence, du réarrangement des électrons des atomes de la cible, arrachés par l'impact des électrons incidents.

¹¹De fait, il n'y a pas de différence véritable entre fluorescence et phosphorescence au plan fondamental ; ces deux effets résultent d'une émission lumineuse par des électrons excités. Dans les atomes ou dans les molécules, la désexcitation est très brève (la vive couleur de la fluorescéine s'observe quand elle est éclairée). Dans certains cristaux, comme les sulfures de zinc ou de cadmium, des impuretés absorbent beaucoup d'énergie, les temps de désexcitation sont plus longs, la phosphorescence de ces corps persiste plus longtemps. L'excitation peut avoir lieu par chauffage, ou par une action chimique. C'est ce dernier mode qui se produit chez les vers luisants. On réserve souvent le terme de luminescence au cas d'une excitation par la lumière.

La première question que se posent Becquerel¹² et Poincaré¹³ est de savoir s'il n'y a pas un lien entre les rayons X et la fluorescence. Se peut-il que les rayons de Röntgen accompagnent d'autres phénomènes de luminescence, ou de fluorescence, quelle qu'en soit la cause ?

La tradition familiale

Par tradition familiale, Henri Becquerel est mieux placé que quiconque pour mener à bien cette analyse.

Son grand-père Antoine-César s'était pris de passion pour la phosphorescence lors d'un voyage à Venise, en découvrant le spectacle de la lagune, illuminée par des algues phosphorescentes. Cette passion l'avait mené jusqu'à élever des vers luisants, et surtout à faire collection de minéraux phosphorescents.

Son père, Alexandre-Edmond était un maître en la matière. Les corps qu'il avait le plus étudiés dans ce domaine étaient les sels d'uranium, dont il possédait une grande quantité. Il avait construit un ingénieux phosphoroscope pour mesurer l'intensité et la durée de la phosphorescence¹⁴, et il avait notamment observé que les sels d'uranium avaient une phosphorescence beaucoup plus forte que tous les autres corps.

Preuve expérimentale d'une idée fausse

Henri Becquerel tente, dès le lendemain, de vérifier si les substances fluorescentes émettent des rayons X pendant leur fluorescence. Il n'est pas le seul à tenter l'expérience, Charles Henry, G.H. Niewenglowski, L. Troost et Arsène d'Arsonval effectuent, sans succès, la même investigation sur divers composés fluorescents.

Ses premiers essais sont des échecs. Mais, au bout de quelques jours, il pense à utiliser des sels d'uranium. Pourquoi de l'uranium ? Chance, intuition géniale, a-t-on dit, la longue tradition familiale y est évidemment pour beaucoup. « Les résultats de Röntgen ne justifiaient pas vraiment cette idée, dira-t-il plus tard, mais les sels d'Urane possédaient des propriétés de luminescence très extraordinaires, et il était véritablement tentant de procéder à cette investigation. » Il possède une quantité

¹²H. Becquerel, « Recherches sur une propriété nouvelle de la matière », Paris, Firmin-Didot, 1903, page 3 : « Je me suis tout de suite demandé si tous les corps phosphorescents n'émettaient pas de semblables rayonnements. Je fis part de cette idée le lendemain à Monsieur Poincaré.... »

¹³Dans son enthousiasme, il arrivait à Poincaré de perdre un peu la mémoire ; ainsi publia-t-il un article le 30 janvier 1896 (H. Poincaré, *Revue Gén. des Sciences*, 7, 52, 1896) où il reprit la conjecture de Becquerel sans le citer : « Ne peut-on pas alors se demander si tous les corps dont la fluorescence est suffisamment intense n'émettent pas, outre les rayons lumineux, des rayons X de Roentgen *quelle que soit la cause de leur fluorescence* ? » (Les italiques sont de Poincaré.)

¹⁴Grâce à cet appareil, Edmond Becquerel avait démontré que le phénomène qu'en 1852 Stokes avait nommé fluorescence, était de la phosphorescence de courte durée.

notable de ces composés d'uranium, qui ne sont jusque là que des curiosités, sans grande application ¹⁵.

D'où la note du 24 février. Becquerel sait que pour provoquer la fluorescence d'un corps, on doit l'exposer à la lumière. Il faut exposer au soleil l'uranium, mais pas la plaque photographique qui va détecter les rayons X. Il enveloppe, par conséquent, ses plaques dans du carton noir, et met les cristaux de sels d'uranium par-dessus. Après exposition, il constate que les plaques ont été impressionnées. Tout semble confirmer l'idée que l'uranium émet des rayons X pendant sa fluorescence. Certes, les taches observées sur les plaques photo sont bien ténues, beaucoup moins spectaculaires que les images de Röntgen. Mais elles sont bel et bien présentes !

La chance et la découverte scientifique

A ce moment, Becquerel ne se doute pas que sa découverte n'est absolument pas là. Sa découverte vient une semaine plus tard. Il veut répéter son expérience le 26 et le 27 février. Hélas ! Paris est recouvert de nuages. Becquerel abandonne ses échantillons dans un tiroir, remettant son expérience à plus tard. Avant de reprendre ses travaux, le dimanche 1er mars, il développe par acquit de conscience ses plaques photographiques, dont tout laisse à penser qu'elles sont vierges, l'uranium étant à l'abri du soleil. A sa stupéfaction, elles sont, au contraire, fortement impressionnées ! Dans la fin de sa communication à l'Académie ¹⁶, le lundi 2 mars, il réserve un coup de théâtre à ses collègues.

« Les mêmes lames cristallines, placées dans les mêmes conditions et au travers des mêmes écrans, mais dans l'obscurité et à l'abri de l'excitation de radiations incidentes produisent encore les mêmes impressions photographiques. Le soleil ne s'étant pas montré, j'ai développé les plaques photographiques le 1er mars en m'attendant à trouver des images très faibles. Les silhouettes apparurent, au contraire, avec une grande intensité. »

L'impression de ses plaques est totalement indépendante de la fluorescence de l'uranium. Le sel d'uranium émet des rayons pénétrants qu'il ait ou non été exposé à la lumière solaire. « Les expériences que je poursuis en ce moment, pourront, je l'espère, apporter quelques éclaircissements sur ce nouvel ordre de phénomènes » dit-il en conclusion.

¹⁵A vrai dire, l'uranium ne présentait guère d'autre intérêt à l'époque. Il avait été découverte en 1789 par le chimiste allemand Martin Klaproth qui l'avait baptisé en l'honneur de la planète Uranus, découverte en 1781. En 1841, Eugène Péligot avait montré que le corps isolé par Klaproth n'était qu'un oxyde d'uranium, et avait isolé le métal lui-même. On utilisait les sels d'uranium comme colorants dans les céramiques, mais il trouvait peu d'applications lorsque, en 1869, il avait glorieusement pris la 92ème et dernière place dans le tableau périodique de Mendeleev.

¹⁶H. Becquerel : Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents, *Compt. Rend. Acad. SC. Paris* 122, 501 (1896).

Un nouvel ordre de phénomènes en effet. Becquerel prendra progressivement conscience que sa découverte est un phénomène majeur de la nature !

Analyse expérimentale

Suivons maintenant la démarche de l'expérimentateur. Ses premières investigations sont des opérations de contrôle, habituelles à cette époque, pour établir les effets électriques de ces rayonnements. Becquerel découvre notamment que, comme les rayons X, ses rayons ionisent l'air avoisinant.

Mais sa préoccupation principale est de comprendre quelle excitation est à l'origine de l'effet. La phosphorescence, la fluorescence sont en effet provoquées par des excitations lumineuses, les rayons X sont provoqués par l'impact des rayons cathodiques sur la matière. Quel est donc, dans le même cadre de pensée, l'agent excitateur responsable de l'émission de ce rayonnement nouveau ?

Il maintient quelques cristaux dans l'obscurité, pensant qu'ils vont se désexciter, et ainsi devenir plus aptes à être excités de nouveau. A sa surprise, ils conservent tout leur pouvoir actif sur une durée bien supérieure à tout phénomène de phosphorescence connu. Peut-on quand même établir une relation entre l'intensité de la phosphorescence et ce rayonnement nouveau ? Il essaie toute une série de cristaux luminescents. Seuls ceux qui contiennent de l'uranium émettent des rayonnements invisibles. Il traite chimiquement des sels de nitrate d'uranium de façon à faire disparaître leur phosphorescence ; après le traitement, ces cristaux continuent d'émettre les rayonnements invisibles. Il essaie des cristaux d'uranium non phosphorescents, ces derniers émettent aussi des rayonnements. Enfin, il essaie un disque d'uranium métallique, que lui a préparé le chimiste Henri Moissan, et constate que le métal est trois ou quatre fois plus actif que les sels.

Les sels d'uranium phosphorescents émettent spontanément des rayons pénétrants. Des composés d'uranium non fluorescents donnent le même effet. Les matériaux fluorescents sans uranium ne donnent pas d'effet. Le 18 mai, à la fin de cette première campagne d'investigations, Becquerel annonce ¹⁷ que la source de ces « rayons uraniques » pénétrants, comme il les baptisera à la fin de 1896, l'agent « radioactif » (ce terme viendra plus tard, de Marie Curie) c'est, par conséquent, l'Uranium lui-même ¹⁸. *« J'ai donc été conduit à penser que l'effet était dû à la présence de l'élément uranium dans ces sels, et que le métal donnerait des effets plus intenses que ses composés ».*

¹⁷H. Becquerel : Émission des radiations nouvelles par l'uranium métallique, Compt. Rend. Acad. SC. Paris 122, 1086 (1896)

¹⁸A ce moment, la conclusion de Becquerel sur la nature du phénomène est un peu confuse. Il ne parle pas d'origine atomique du phénomène, mais considère qu'il a observé pour la première fois la phosphorescence d'un métal.

L'invention, la rigueur et la raison

Becquerel est un expérimentateur. Il a peu de goût pour les théories, les siennes ou celles des autres. En revanche, la rigueur et la créativité de sa démarche sont étonnantes. Il a en permanence une attitude critique sur tous ses résultats, sur toutes ses idées. Il est prêt à abandonner toute spéculation, aussi enthousiasmante soit elle, face à la réalité des faits. Ce ne sont que les faits qui l'intéressent : les faits et leur enchaînement logique.

Au départ, il agit de façon rationnelle pour vérifier une idée logique. Il suppose que les rayons X accompagnent la fluorescence et veut le prouver. Cela fonctionne d'abord admirablement. Sans sa persévérance, ce ne serait plus maintenant qu'un exemple, oublié, de la confirmation expérimentale d'une idée fausse. Sa découverte survient lorsqu'il démontre que *le phénomène qu'il a imaginé n'existe pas !*.

La première découverte de Becquerel est qu'un phénomène n'existe pas, il en découvre alors un autre : la radioactivité ¹⁹. De fait, la phosphorescence des sels d'uranium était causée par les rayons pénétrants qu'il avait mis en évidence, et non l'inverse. Becquerel a tourné le dos à la phosphorescence familiale. On se pose évidemment la question de savoir pourquoi Becquerel a éprouvé le besoin de développer des plaques vierges ? Pourquoi ce geste ? Goût du détail, inspiration géniale ? Crookes, qui était venu lui rendre visite ce dimanche 1er mars, est admiratif ²⁰ : c'est avant tout le réflexe d'un très grand physicien. Becquerel a expliqué qu'il s'attendait à trouver un faible effet : la phosphorescence disparaît progressivement, c'était une bonne occasion d'estimer l'émission évanescence.

Une découverte est toujours un coup de chance, mais celle-là est la preuve d'un coup d'oeil exemplaire et d'un esprit toujours en éveil. La tradition familiale rôdait, là aussi. On mesure combien ce geste heureux a pu être envié, voire jaloué, par certains contemporains ²¹ qui, sans doute, se jugeaient plus dignes de bénéficier de la main de la providence. Certains iront jusqu'à mettre en question la paternité de sa découverte. On chuchote, par exemple, qu'Abel Niepce, neveu de Nicéphore, s'était aperçu en 1857 que du carton imprégné de nitrate d'uranium voilait les plaques photo, et que les Becquerel étaient au courant !

La vérité chronologique, quant à la priorité de l'observation, est que les premiers hommes à avoir mesuré, sans le savoir, des phénomènes radioactifs sont Tycho Brahé et Kepler, le maître et l'élève, le premier en 1572, le second en 1603. Tous deux furent les témoins de l'apparition d'étoiles nouvelles particulièrement brillantes, des supernovae, dont on sait maintenant que ce sont des explosions thermonucléaires d'étoiles à la fin de leur cycle normal de combustion ²². La décroissance de la luminosité de ces objets

¹⁹Une analyse remarquable du processus de découverte, notamment celui de Becquerel, est faite par Arthur Koestler dans *The Act of Creation*, Hutchinson & Co. 1964

²⁰W. Crookes, Proc. Roy. Soc. A 83, XX, 1910

²¹Voire, certain de nos contemporains ; la rancune est tenace.

²²La main de la providence rôdait là aussi. Ces événements sont extrêmement rares ; on n'en a vu

après leur apparition provient de la désintégration radioactive du nickel 56 (en 6 jours) produit dans l'explosion, suivie de celle du cobalt 56 (en 82 jours). Tycho Brahé et Kepler mesurèrent, à l'oeil nu, l'évolution de la luminosité de ces étoiles nouvelles en les comparant, chaque nuit, avec des étoiles et planètes connues²³. Bien entendu, c'est l'astrophysique nucléaire, au XX^e siècle, qui a pu établir le lien entre ces observations et celles de Becquerel, 300 ans plus tard.

Le deuxième souffle

Entre le printemps 1896 et la fin de 1897, Becquerel perd progressivement de l'intérêt pour ses rayons. A ses sept notes de 1896, succèdent deux autres en 1897, puis pratiquement plus rien. La communauté internationale ne prend pas immédiatement la mesure de sa découverte. Le physicien anglais Silvanus P. Thompson a, d'ailleurs, fait une observation semblable à la fin février 1896. Il a publié en juin²⁴, et a nommé l'effet « hyperphosphorescence ». En apprenant, par Stokes, les résultats de Becquerel, il a abandonné ses investigations. Les rayons X occupent toute la scène scientifique. Ils donnent de bien meilleures images, et sont plus faciles à manipuler que l'uranium, une rareté. Et puis, la découverte de Röntgen semble avoir ouvert la porte à toute une foule de rayonnements étranges, comme la lumière noire de Gustave Le Bon²⁵, voire les « Rayons N », supercherie (ou autosuggestion collective) qui occupa plusieurs années la scène scientifique²⁶. Les rayons uraniques passent un peu inaperçus. Becquerel, lui-même, s'est tourné vers un autre effet qui le fascine : l'effet Zeeman, qui démontre l'action directe du magnétisme sur la lumière !

Le deuxième souffle vient, on le sait, à partir de 1898, avec les travaux de Pierre et Marie Curie et ceux de G.C. Schmidt, en Allemagne, suivis par ceux de Rutherford, à Cambridge puis à Montréal, avec Soddy et Hahn, de Ramsay, en Angleterre, d'André Debierne, un proche des Curie, et de Paul Villard à Paris, de Friedrich Oskar Giesel,

que cinq à l'oeil nu en un millénaire dans notre galaxie : outre celles de Tycho Brahé et de Kepler, deux ont été vues en 1006 et en 1054 par des astronomes chinois. La dernière, le 23 février 1987 dans le grand nuage de Magellan, a marqué la naissance de l'astronomie par neutrinos.

²³On a pu reconstituer la position des astres au moment de leurs observations, et, à partir de leurs cahiers, reconstruire la courbe de lumière. Voir par exemple D.H. Clark et F.R. Stephenson, *The Historical Supernovae*, Pergamon Press, Oxford, 1977.

²⁴S.P. Thompson, *Phil. Mag.* 42, 103, 1896.

²⁵Chaque semaine, depuis le 27 janvier 1896, Arsène d'Arsonval présentait à l'Académie des Sciences une communication de Gustave Le Bon sur la « lumière noire », Ce dernier proclamait qu'il avait, deux ans plus tôt, établi dans le plus grand secret que des formes de lumière traversent les corps opaques : il affirmait avoir photographié cette lumière noire qui pénétrait, d'après lui, les châssis des appareils. Le lundi 24 février 1896, la note des frères Lumière, qui savaient ce que photographier veut dire, est sans équivoque : « La mauvaise fermeture des châssis photographiques, leur défaut d'étanchéité, sont encore des causes d'erreurs fréquentes, dans les expériences du genre de celles qui nous préoccupent. Nous croyons pouvoir conclure que la lumière noire, dont il a été plusieurs fois question dans les Comptes Rendus, ne serait que de la lumière blanche, à l'abri de laquelle on ne se serait pas placé d'une façon suffisamment rigoureuse. »

²⁶Jean Becquerel prit une part active à la recherche sur les rayons N. Il pensait sans doute pouvoir rééditer le coup d'éclat de son père, poussé par ce dernier dans cette direction.

Meyer, von Schweidler, Elster et Geitel en Allemagne. Marie Curie dispose d'un instrument original : l'électromètre de Pierre Curie, qui utilise la piézoélectricité ²⁷, et permet de réaliser des mesures de précision. La découverte que, parmi les éléments connus, seul le thorium émet des rayons pénétrants, puis la découverte et la séparation du polonium et du radium, dont les rayonnements sont un million de fois plus intenses que ceux de l'uranium, donnent une impulsion nouvelle et déterminante à la radioactivité.

Les résultats de Marie Curie ramènent Henri Becquerel à sa découverte. Il se lie aux Curie, dont il présente les communications à l'Académie des sciences, et leur apporte son appui ²⁸. Pierre et Marie Curie lui prêtent du radium, avec lequel il fait de nouvelles expériences. Il entretient une correspondance fréquente avec Pierre Curie ; ils publieront ensemble.

Les rayons « bêta »

Pendant cette deuxième période, Henri Becquerel obtient une série de résultats, dont le plus marquant est sans doute l'identification du rayonnement bêta. A la fin de 1899, ayant en tête les effets magnéto-optiques de ses tout premiers travaux et l'effet Zeeman, il veut étudier l'effet d'un champ magnétique sur les rayonnements émis par le radium. Une fois encore, il va faire volte-face par rapport à son idée de départ.

Il constate en effet qu'une partie des rayonnements radioactifs porte de l'électricité, ce qu'aucun rayonnement spontané n'a jamais fait. Il lui vient donc l'idée de fabriquer des faisceaux de rayons chargés, avec un collimateur, et de mesurer leur déflexion par un champ magnétique. C'est exactement ainsi qu'a procédé J.J. Thomson, deux ans plus tôt, lorsqu'il a prouvé que les rayons cathodiques sont des faisceaux d'électrons. Le 26 mars 1900, Becquerel montre que les rayons du radium dévient de la même façon que les rayons cathodiques de Thomson. Becquerel démontre ainsi qu'une composante des rayonnements de la radioactivité, le rayonnement « bêta », consiste en une émission d'électrons ²⁹. Pour la première fois, on trouve une formule mathématique dans

²⁷Une première forme de piézoélectricité avait été découverte par Haüy sur le spath d'Islande, et avait été analysée par Antoine-César Becquerel, qui avait montré qu'elle apparaissait dans tous les cristaux anisotropes. Le phénomène maintenant appelé piézoélectricité fut, quelques décennies plus tard, le premier grand succès scientifique de Pierre Curie, en collaboration avec son frère Jacques, dans le laboratoire de Charles Friedel.

²⁸Le statut social de Becquerel, issu d'une famille bourgeoise bien introduite dans les milieux parisiens, contrastait avec celui des Curie, d'origine modeste, faisant face à des difficultés matérielles. Il apparaît qu'Henri Becquerel a toujours été d'une extrême bienveillance à l'égard de ses jeunes collègues. Il parvint même à faire nommer Pierre Curie comme répétiteur auxiliaire à l'École polytechnique, malgré l'opposition d'Alfred Cornu. Pierre Curie, qui fut nommé six mois plus tard à la Sorbonne, n'occupa cette fonction que brièvement.

²⁹Becquerel constate que certains de ces électrons ont des vitesses considérables, proches de celle de la lumière. Les formules habituelles du mouvement des électrons marchent mal, sauf à admettre une masse différente de la masse connue. Becquerel le note, en disant que ce résultat incite à trouver de nouvelles idées sur l'inertie de la matière. La relativité pointait ; Becquerel avait devant lui, sans

son travail : $RH = (mv)/e$, qui donne le rayon de courbure de la trajectoire d'une particule de charge e et de masse m dans un champ magnétique H . Il vient de réaliser la première expérience moderne d'identification d'une particule élémentaire par la courbure de sa trajectoire dans un champ magnétique. Cette découverte fondamentale sera suivie, peu après, par celle des rayons alfa, noyaux d'hélium ionisé, de charge positive et de grande masse, identifiés par Rutherford et Soddy. Becquerel manquera de peu l'identification de la composante neutre, les rayons gamma, composante plus pénétrante, semblable aux rayons X de Röntgen, que Paul Villard met en évidence en 1900. Les trois composantes de la radioactivité sont ainsi identifiées en 1900.

Une énergie considérable

Une des découvertes les plus frappantes, dans cette période, concerne l'énergie dégagée. Becquerel s'est toujours posé la question de savoir quelle est la source d'énergie responsable de ce nouveau rayonnement. Il a sa part dans l'explication, que l'on doit à Rutherford, de l'origine atomique du phénomène.

C'est Pierre Curie qui, le premier, s'aperçoit que cette énergie est considérable. Il mesure qu'à masse égale, le radium dégage une énergie colossale, un million de fois supérieure à toute énergie de combustion connue, ce qui constitue la première reconnaissance de l'énergie nucléaire. C'est, dans ces découvertes, l'aspect qui frappera le plus l'attention du public et des médias. En 1904, lors de l'exposition univeselle, on peut lire dans le *St Louis Post Dispatch* : « Un grain du mystérieux radium sera montré à l'exposition universelle. Sa puissance est inimaginable. Avec ce métal, tous les arsenaux du monde pourraient être détruits. Il pourrait rendre la guerre impossible ! »

Les effets biologiques de ce dégagement d'énergie sont d'abord observés par Walkoff et Giesel. Becquerel est intéressé. Pierre Curie lui prête un échantillon de radium, dans une ampoule scellée. Becquerel met l'ampoule dans sa poche et rentre chez lui. Au bout de quelques heures il constate une rougeur, qui se transforme en quelques jours en une plaie, semblable à une brûlure. La blessure met longtemps à cicatriser ; il y a une nécrose des tissus. Lorsqu'il fait part de cette observation à Pierre Curie, ce dernier fait l'expérience, sur lui-même et sur son épouse, et se livre à des expériences plus radicales sur des cobayes. Bientôt, tous les physiciens du domaine se livrent à ce jeu dangereux. La radiothérapie vient de naître ; Becquerel et Curie publieront ensemble sur ce sujet en 1901.

le savoir, une de ses conséquences. Par ailleurs, un des facteurs déclenchants qui poussèrent Louis de Broglie à sa célèbre hypothèse sur le comportement ondulatoire de la matière était précisément d'entendre les spécialistes de la radioactivité parler du même phénomène physique en le nommant tantôt un *électron* tantôt un *rayonnement* bêta. Becquerel a été le premier à le faire.

Les charnières de l'histoire

Le destin a placé Henri Becquerel à plusieurs charnières de l'histoire.

Tout d'abord, la découverte de la radioactivité est un tournant exceptionnel parce qu'elle ouvre la voie à la physique nucléaire, à l'énergie nucléaire, et à la physique des particules élémentaires. En 1911, Rutherford établira l'existence des noyaux atomiques. Le neutron sera identifié par Chadwick en 1932. En 1933, Frédéric et Irène Joliot-Curie découvriront la radioactivité artificielle.

Cette charnière de la physique est aussi une charnière de l'histoire du monde, puisqu'en décembre 1938, quelques mois avant le déclenchement de la seconde guerre mondiale, Hahn et Strassman vont découvrir la fission nucléaire. Frédéric Joliot, au début de 1939, comprendra les réactions en chaîne, la possibilité de produire l'énergie nucléaire et de fabriquer des armes nucléaires, et déposera, avec Halban et Kowarski, une série de brevets sur le sujet. En 1942, le premier réacteur nucléaire, construit par Fermi, divergera à Chicago.

En partageant le prix Nobel 1903 entre Henri Becquerel et Pierre et Marie Curie, l'Académie royale de Suède a donné un coup de patte au destin. Elle a scellé un lien entre deux grandes familles de physiciens. La dynastie Becquerel avait traversé tout le XIX^e siècle. Elle avait côtoyé les plus grands noms depuis Monge, Gay-Lussac, Biot, Ampère, Faraday, jusqu'à Poincaré, Röntgen, et Rutherford. La famille Curie, aux cinq prix Nobel, marquera le XX^e. La date de la découverte est, elle aussi, exceptionnelle. On a beaucoup dit qu'elle aurait pu avoir lieu n'importe quand, dans le demi-siècle qui avait précédé. Tout était à disposition, l'uranium, la photographie, le soleil. Or, elle se situe dans *une décennie unique* dans l'histoire de la physique, de 1895 à 1905, où, dans une transition abrupte, vont se succéder les grandes découvertes qui mènent à la physique contemporaine ³⁰. En 1895, Röntgen découvre les rayons X, et Lorentz établit la théorie de l'électron. En 1896, Becquerel découvre la radioactivité, qui débouchera, nous l'avons dit, sur la physique nucléaire à partir de 1898. En octobre 1896, Zeeman prouve l'influence directe d'un champ magnétique sur le rayonnement, qui est à la base de l'actuelle imagerie par résonance magnétique. En 1897 J.J. Thomson découvre l'électron, première particule élémentaire, et protagoniste essentiel de la physique et de la technologie modernes. Le mois de décembre 1900 voit Max Planck jeter la première pierre de la théorie quantique. En 1905 Einstein énonce la théorie de la relativité.

³⁰Premiers Prix Nobel de Physique : 1901, W.C. Röntgen, pour la découverte des rayons X ; 1902, H.A. Lorentz et P. Zeeman, pour la théorie de l'électron et du rayonnement ; 1903, H. Becquerel et P. et M. Curie ; 1904, J.W.S. Rayleigh, pour la découverte de l'Argon ; 1905, P. Lenard, pour les rayons cathodiques ; 1906, J.J. Thomson, pour la découverte de l'électron ; 1907, A.A. Michelson, pour ses méthodes interférométriques et ses mesures de la vitesse de la lumière ; 1909 G. Marconi et C.F. Braun pour la communication télégraphique sans fil. En Chimie, on note : 1904, W. Ramsay pour la découverte de l'hélium, et 1908, E. Rutherford pour l'identification des rayons alfa et des atomes d'hélium ionisés. Henri Poincaré, proposé pour le prix en 1910 et 1912, est mort prématurément en 1912.

Cette époque est fertile dans beaucoup d'autres domaines. Louis Pasteur et Claude Bernard ont donné une nouvelle dimension à la biologie et à la médecine. Une nouvelle génération de mathématiciens, Appell, Poincaré, Picard, Hadamard, Painlevé, Borel et Élie Cartan, prend son essor en France. Georg Cantor crée la théorie des ensembles en 1895. Berthelot, Wurtz et Charles Friedel donnent à la chimie une impulsion considérable. La technologie subit un bond qui annonce la deuxième révolution industrielle. L'invention de la communication Hertzienne par Marconi en 1895 va mener à la radio et aux tubes électroniques. Les télécommunications transforment tous les secteurs d'activité; l'usage du téléphone se répand rapidement. L'électricité prend une place de plus en plus importante dans la vie courante comme dans l'industrie. Daimler et Benz en Allemagne, Panhard et Peugeot en France ouvrent l'ère de l'automobile en 1890. Le pneumatique gonflable Michelin apparaît en 1895. Le premier Salon de l'automobile se tient à Paris en 1898, sur l'esplanade des Invalides. Le public se prend de passion pour l'aviation, naissante.

L'art et la culture ne sont pas en reste. La première projection du cinématographe a lieu le 28 décembre 1895, au Grand Café, boulevard des Capucines à Paris. Les impressionnistes se font admettre au musée du Luxembourg en 1896. Rodin exécute son *Penseur* et son *Balzac* en 1890. Les opéras de Wagner font salle comble. Alfred Jarry publie *Ubu roi* en 1896, et André Gide *Les Nourritures terrestres*, en 1897.

Dans cette époque bouillonnante de créativité, on peut s'interroger sur le fait qu'Henri Becquerel ait été le seul polytechnicien à recevoir, au XX^e siècle, cette récompense hautement symbolique qu'est le prix Nobel de Physique³¹. Il y a eu d'autres prix Nobel parmi ses contemporains, les Curie bien sûr, Lippmann en 1908, Jean Perrin en 1926 pour la physique, Moissan en 1906, Marie Curie en 1911, Grignard et Sabatier en 1912 pour la chimie, sans compter la médecine et la littérature. Cela contraste avec la gloire de l'École polytechnique au début du XIX^e siècle : les Biot, Fresnel, Carnot, Arago, Le Verrier et bien d'autres, n'auraient certes pas déparé le palmarès du prix Nobel.

La réponse est qu'à cette époque, l'École polytechnique pensait très peu à la science. Elle n'y pensait plus depuis longtemps. Elle souffrait du malheur de la France qui ne se remettait pas de la débâcle de 1871.

Beaucoup de scientifiques considéraient que la défaite et la démoralisation du peuple français étaient le résultat d'une attitude négative vis à vis de la science et des techniques depuis une cinquantaine d'années. Louis Pasteur, le plus illustre d'entre eux, qui mourut en 1895, était convaincu des valeurs humaines de la science, il pensait qu'elle seule pouvait tirer le pays de l'ornière. Il faut revenir, disait-il, à ce qui a fait la force et la gloire de la Révolution et du premier Empire : tous les savants qui ont construit la République. Et l'École polytechnique avait été une formidable pépinière

³¹Seule une mort soudaine, devant ses étudiants le 14 janvier 1975, a privé André Lagarrigue (X 1944) du prix Nobel, comme le reconnaît unanimement la communauté scientifique. André Lagarrigue avait découvert les Courants Neutres qui ancrèrent en 1973 la théorie complète de la radioactivité bêta, unifiée à l'électromagnétisme.

de savants.

Mais l'École polytechnique, dans cette fin de siècle, ne produisait plus de savants. Entre 1871 et 1914, l'armée absorbait environ 70% des polytechniciens. Près de 60% d'entre eux terminaient leur carrière au grade de capitaine ! Beaucoup étaient tentés de « pantoufler », mais ils rencontraient, comme leurs camarades des corps civils, une méfiance de la part des industriels. En effet, la formation des polytechniciens n'était pas adaptée aux industries d'avant garde qui étaient en train de se développer. L'École Centrale avait précisément été créée en 1839 par un polytechnicien, pour former ces ingénieurs d'élite que l'industrie réclamait à grands cris et que Polytechnique ne semblait plus savoir produire.

A cette époque, l'École polytechnique ne savait plus former ses élèves ; les diverses exigences étaient trop contradictoires. Des trois mots de sa devise, elle ne pouvait retenir que le premier, la Patrie. La France avait, certes, besoin d'ingénieurs pour son développement. Elle avait d'abord besoin de soldats, pour recouvrer son âme.

Henri Becquerel, de la promotion 1872 et Henri Poincaré, de la promotion 1873, font partie du petit lot de ceux qui, vestiges de la gloire passée de l'École polytechnique, portaient encore, à cette époque difficile, le flambeau de la science. Le destin de la radioactivité les a associés. En 1896, personne, à l'École polytechnique, ne se doutait que quatre ans plus tard, quand la Fée électricité émerveillerait les visiteurs de l'Exposition universelle de 1900 au Grand Palais, à Paris, allait débiter la Belle Époque, une période particulièrement heureuse. Personne ne pouvait se douter, bien entendu, que cinq ans plus tard, le 27 mars 1901, naîtrait un certain Louis Leprince-Ringuet, qui, avec ses élèves, dont André Lagarrigue et Bernard Grégory, redorerait plus tard le blason terni de la science à l'École polytechnique. Personne ne se doutait que le 11 décembre 1903, indifférent au passé, le Roi de Suède ferait d'un polytechnicien modeste et tranquille, un symbole du siècle à venir.

Bibliographie

1. Abraham Pais « Inward Bound », Oxford University Press, Oxford, 1986 ;
2. Emilio Segrè « From X rays to Quarks », Freeman, San Francisco, 1980 ;
3. « Conférences prononcées à l'occasion du cinquantième anniversaire de la découverte de la radioactivité » Muséum d'Histoire Naturelle, Paris, 1946 ;
4. Lawrence Badash « Henri Becquerel : Une découverte inachevée » La Recherche, n°288, p. 78, 1996.
5. Jean-Louis Basdevant « Henri Becquerel à l'Aube du XX^e siècle » Éditions de l'École polytechnique, 1996.

Chapitre 1

Concepts de base de la physique nucléaire

1 Les noyaux atomiques

1.1 Généralités

Les noyaux atomiques sont des états liés quantiques de protons, de charge unité, et de neutrons, de charge nulle. Ces deux particules, appelées collectivement des *nucléons*, sont des fermions de spin 1/2 et de masses voisines :

$$m_n c^2 = 939.56 \text{ MeV} \quad m_p c^2 = 938.27 \text{ MeV} \quad . \quad (1.1)$$

Les nucléons sont liés par par les forces nucléaires, de courte portée, suffisamment intenses et attractives pour vaincre la répulsion coulombienne des protons. Par comparaison avec l'intensité des forces électromagnétiques, les forces nucléaires sont appelées « interactions fortes ».

Si les protons et les neutrons diffèrent à l'évidence pour ce qui est de leurs interactions électromagnétiques, leurs interactions fortes sont tout à fait semblables. Ce fait, sur lequel nous reviendrons, ainsi que la proximité de leurs masses, justifie l'appellation commune de « nucléon » pour ces deux partenaires.

De même que les unités typiques de la physique atomique sont l'Angström et l'électron-volt, les échelles de la physique nucléaire sont le femtomètre (ou fermi), $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$, et le $\text{MeV} = 10^6 \text{ eV}$. Les dimensions nucléaires sont de l'ordre de quelques fm et les énergies de liaison de quelques MeV c'est-à-dire environ 1% de

l'énergie de masse (ou de la masse) des nucléons.

On désigne par N le nombre de neutrons d'un noyau, par Z le nombre de protons et par $A = N + Z$ le nombre total de nucléons, qu'on appelle nombre de masse. Un noyau sera représenté par les notations (A, Z) , AX ou AX_Z , X étant le symbole chimique associé à Z (qui est égal au nombre d'électrons de l'atome neutre). Par exemple ${}^4\text{He}$ désigne le noyau d'« hélium 4 » c'est-à-dire $N = 2$ et $Z = 2$, que l'on nomme, pour des raisons historiques, particule α .

Les nombres (A, Z) ou (N, Z) ne déterminent pas de façon unique l'état nucléaire. En effet, un noyau (A, Z) donné aura en général tout un spectre d'états excités qui se dés excitent vers l'état fondamental de (A, Z) en émettant des photons (rayons gamma). Les durées de vie de ces états excités sont en général de l'ordre de 10^{-12}s , voire plus faibles. Quand cela ne prête pas à confusion, nous entendons par (A, Z) l'état *fondamental* du noyau ayant ces nombres de nucléons.

Certaines suites de noyaux ont les dénominations suivantes :

1. *Isotopes* : même charge Z , mais N différent, par exemple ${}^{238}\text{U}_{92}$ et ${}^{235}\text{U}_{92}$. Les atomes correspondants ont pratiquement les mêmes propriétés chimiques, qui proviennent du cortège des Z électrons. Des isotopes ont des propriétés nucléaires complètement différentes, comme c'est le cas des deux isotopes de l'uranium ci-dessus.
2. *Isotones* : même N , Z différent, par exemple : ${}^{14}\text{C}_6$ et ${}^{16}\text{O}_8$.
3. *Isobares* : même nombre de masse A , par exemple ${}^3\text{He}_2$ et ${}^3\text{H}_1$. Des isobares ont souvent des propriétés nucléaires semblables.

Dans les réactions nucléaires qui ne font intervenir que les interactions fortes ou électromagnétiques, le nombre de protons et le nombre de neutrons sont séparément conservés. En ce sens, les protons et les neutrons peuvent être considérés comme des briques indestructibles constitutives des noyaux. Des exemples de telles réactions sont les réactions dites « (n, γ) »



ou « (n, p) »



La deuxième façon d'écrire ces réactions est une notation standard des physiciens nucléaires. On notera, sur ces exemples, que la loi de conservation des protons et des neutrons peut, de façon équivalente, être vue comme une loi de conservation du *nombre baryonique*, le nombre total de nucléons, et de la charge électrique (loi de conservation absolue).

Même si la loi de conservation précédente est de grande utilité dans la construction des édifices nucléaires et de leurs excitations, une phénoménologie nucléaire extrêmement riche provient du fait qu'en réalité les neutrons peuvent être transformés en

protons et vice versa par ce qu'on appelle les « interactions faibles ». Comme ce nom l'indique, les réactions dans lesquelles interviennent ces interactions ont en général des taux beaucoup plus faibles que ceux des interactions électromagnétiques ou fortes. Les réactions nucléaires dues aux interactions faibles sont souvent signées par la présence d'un « neutrino » (ou encore « neutrino électronique ») ou d'un antineutrino, de masse très faible, voire nulle, comme

$$\nu_e + n \leftrightarrow e^- + p \quad \bar{\nu}_e + p \leftrightarrow e^+ + n \quad (1.4)$$

Puisque la masse du neutron est supérieure à la somme de celles du proton et de l'électron, le neutron peut subir une désintégration « *bêta* » par interactions faibles :

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu} . \quad (1.5)$$

L'énergie libérée dans cette réaction est $m_n c^2 - m_p c^2 - m_e c^2 = 0,78 \text{ MeV}$, elle est faible devant la masse des nucléons.

Si les interactions faibles peuvent transformer les protons en neutrons et vice versa, elles conservent le nombre total de nucléons, ou *nombre baryonique*. Elles sont responsables des transmutations des divers isobares les uns dans les autres. Par exemple, des atomes *radioactifs* peuvent se désintégrer par interactions faibles, qui conservent A , dans des isobares voisins, soit par désintégrations bêta « moins ou plus » :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1)e^- \bar{\nu}_e \quad (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1)e^+ \nu_e , \quad (1.6)$$

ou bien se désintégrer (en fait se transmuter) par « capture électronique »

$$e^- (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) \nu_e . \quad (1.7)$$

Cette dernière réaction est possible lorsqu'un noyau est environné d'un cortège électronique. Elle ne se produit pas si le noyau est isolé. Les trois types de réactions ci-dessus sont les équivalents nucléaires des réactions faibles fondamentales (1.4) et (1.5).

La condition de stabilité d'un noyau atomique (A, Z) par désintégration bêta ou capture électronique est que la masse de *l'atome* contenant $A - Z$ neutrons, Z protons et Z électrons soit inférieure à celle de ses deux isobares les plus proches :

$$m(A, Z) + Zm_e < m(A, Z \pm 1) + (Z \pm 1)m_e , \quad (1.8)$$

où $m(A, Z)$ est la masse nucléaire. (Dans cette formule, nous avons négligé l'énergie de liaison, comparativement faible, des électrons.) Cette condition de stabilité atomique est différente de celle d'un noyau isolé qui ne peut se désintégrer par capture électronique :

$$m(A, Z) < m(A, Z \pm 1) + m_e . \quad (1.9)$$

En général, pour chaque valeur du nombre de masse A il existe seulement un ou deux isobares stables. Les autres isobares subissent des cascades de désintégrations vers les isobares stables par désintégration bêta ou capture électronique.

Les désintégrations entre isobares de A différent sont possibles, mais moins fréquentes que les désintégrations bêta conservant A . Les plus importantes sont les « désintégrations alpha » avec émission d'un noyau de ${}^4\text{He}$:

$$(A, Z) \rightarrow (A - 4, Z - 2) {}^4\text{He} , \quad (1.10)$$

par exemple ${}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{234}\text{Th} {}^4\text{He}$. Les noyaux très lourds subissent parfois la « fission » spontanée en deux noyaux de taille moyenne accompagnés d'un nombre variable k de neutrons, comme :

$$(A, Z) \rightarrow (A', Z') + (A'', Z'') + k n , \quad (1.11)$$

avec $A' + A'' + k = A$ et $Z' + Z'' = Z$.

1.2 Rayons nucléaires

Les effets quantiques sont fondamentaux dans les noyaux. Il est donc surprenant, voire déroutant, de constater que la taille d'un noyau correspond en bonne approximation à celle d'un agglomérat *classique* de A nucléons, chacun occupant un volume de l'ordre de $V_0 = 7.2 \text{ fm}^3$. La plupart des noyaux stables sont *grosso modo* sphériques (nous verrons que l'on connaît aussi dans la « jungle » nucléaire quantité de noyaux déformés de diverses façons). Les rayons de ces noyaux suivent donc en bonne approximation la formule

$$R = r_0 A^{1/3} \quad \text{avec} \quad r_0 = 1.2 \text{ fm} , \quad (1.12)$$

soit un volume V *grosso modo* additif $V \simeq V_0 A$ avec $V_0 = 7,2 \text{ fm}^3$. Nous verrons que r_0 est de l'ordre de la portée des forces nucléaires. Comme nous le verrons au chapitre 3, on peut déterminer la distribution des protons à l'intérieur d'un noyau en analysant la diffusion d'électrons sur ce noyau. Des électrons suffisamment rapides peuvent pénétrer dans le noyau et subissent la force de Coulomb provenant de la distribution de charge, c'est-à-dire la probabilité de présence des protons. Cela permet de mesurer la différence entre le champ coulombien dû aux Z protons du noyau et le champ Ze^2/r que produirait une charge ponctuelle. On peut ainsi reconstituer avec précision la densité $\rho_p(r)$ des protons. Un exemple est donné sur la figure 1.1 où sont représentées les densités obtenues pour des noyaux de calcium, nickel, étain et plomb en fonction du rayon.

On voit sur cette figure que la densité de charge, donc de protons, à l'intérieur de ces noyaux est à peu près constante (un peu moins pour des petits noyaux comme le calcium), indépendante du noyau et égale à environ 0.075 protons par fm^3 . En supposant une densité de neutrons égale à celles des protons on trouve que la densité de nucléons à l'intérieur des noyaux est égale à

$$\rho_0 \simeq 0.15 \text{ nucléons par fm}^3 .$$

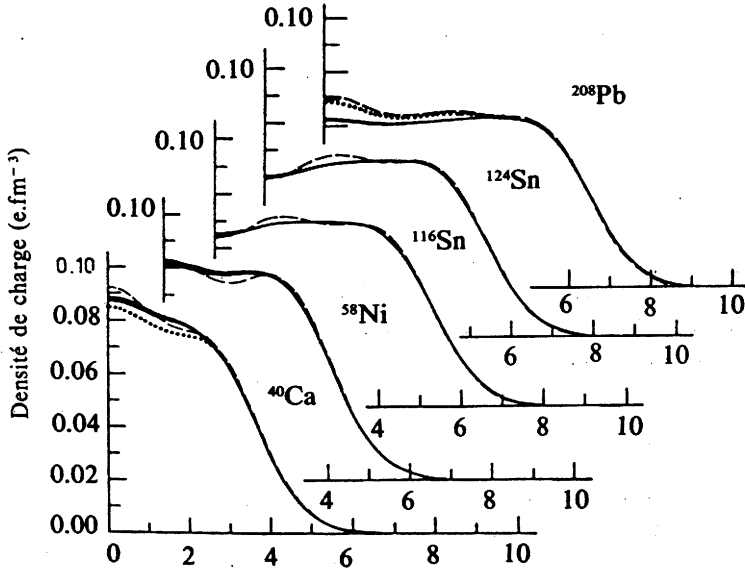


FIG. 1.1 : Densité de charge expérimentale ($e.fm^{-3}$) en fonction de $r(fm)$

Si l'on schématise le noyau par une distribution uniforme à bord abrupt, de même densité, son rayon R est donné par (1.12).

Par conséquent, tout se passe comme si un nucléon ne peut pas exploiter toutes les liaisons nucléon-nucléon et n'interagit qu'avec un nombre limité et fixe de voisins, comme c'est le cas pour un édifice classique (un mur en briques ou un liquide par exemple). C'est là un premier aperçu de ce qu'on nomme la *saturation* des forces nucléaires.

1.3 Energies de liaison

Le même phénomène apparaît pour ce qui concerne les énergies de liaison. L'énergie de liaison B d'un noyau, définie comme positive : $B(A, Z) = -E_L(A, Z)$ où E_L est l'énergie de liaison usuelle, est la différence entre la somme des énergies de masse des constituants et son énergie de masse observée mc^2 :

$$B(A, Z) = Nm_n c^2 + Zm_p c^2 - m(A, Z)c^2 \quad (1.13)$$

L'énergie de liaison par nucléon B/A en fonction de A pour les noyaux stables est

| Symbole | Z | N | A | $B(A, Z)$ | B/A |
|------------------------|-----|-----|-----|-----------|-------|
| n | 0 | 1 | 1 | 0 | 0 |
| $^1\text{H}_1$ (p) | 1 | 0 | 1 | 0 | 0 |
| $^2\text{H}_1$ (d) | 1 | 1 | 2 | 2,225 | 1,112 |
| $^3\text{H}_1$ (t) | 1 | 2 | 3 | 8,492 | 2,83 |
| $^3\text{He}_2$ | 2 | 1 | 3 | 7,728 | 2,57 |
| $^4\text{He}_2$ | 2 | 2 | 4 | 28,30 | 7,1 |
| $^6\text{Li}_3$ | 3 | 3 | 6 | 32,0 | 5,3 |
| $^7\text{Li}_3$ | 3 | 4 | 7 | 39,24 | 5,6 |
| $^{10}\text{B}_5$ | 5 | 5 | 10 | 62,40 | 6,24 |
| $^{12}\text{C}_6$ | 6 | 6 | 12 | 92,16 | 7,68 |
| $^{14}\text{N}_7$ | 7 | 7 | 14 | 104,66 | 7,48 |
| $^{16}\text{O}_8$ | 8 | 8 | 16 | 127,62 | 7,98 |
| $^{18}\text{F}_9$ | 9 | 9 | 18 | 137,37 | 7,63 |
| $^{20}\text{Ne}_{10}$ | 10 | 10 | 20 | 160,65 | 8,03 |
| $^{21}\text{Ne}_{10}$ | 10 | 11 | 21 | 167,41 | 7,97 |
| $^{22}\text{Na}_{11}$ | 11 | 11 | 22 | 174,15 | 7,92 |
| $^{23}\text{Na}_{11}$ | 11 | 12 | 23 | 186,57 | 8,11 |
| $^{24}\text{Mg}_{12}$ | 12 | 12 | 24 | 198,26 | 8,26 |
| $^{25}\text{Mg}_{12}$ | 12 | 13 | 25 | 205,59 | 8,22 |
| $^{35}\text{Cl}_{17}$ | 17 | 18 | 35 | 298,20 | 8,52 |
| $^{56}\text{Fe}_{26}$ | 26 | 30 | 56 | 492,28 | 8,79 |
| $^{57}\text{Fe}_{26}$ | 26 | 31 | 57 | 499,9 | 8,77 |
| $^{176}\text{Lu}_{71}$ | 71 | 105 | 176 | 1418 | 8,06 |
| $^{235}\text{U}_{92}$ | 92 | 143 | 235 | 1783,2 | 7,59 |

TAB. 1.1: *Energie de liaison, en MeV, de l'état fondamental de quelques noyaux.*

montrée sur les figures 1.2 et 1.3 ainsi que dans le tableau 1.3 pour quelques noyaux ¹. On constate que B/A croît avec A dans les noyaux légers, puis atteint un maximum très large vers $A \simeq 55 - 60$ dans la région du fer, et redescend doucement en fonction de A au delà. Cela nous indique immédiatement que de l'énergie peut être libérée par la « fusion » de noyaux légers en des noyaux plus lourds, jusqu'au fer, ou par la « fission » de noyaux lourds en des noyaux plus légers.

Comme pour ce qui concerne les volumes des noyaux, une constatation expérimen-

¹Le principe de la mesure des masses, donc des énergies de liaison, repose sur la spectroscopie de masse et l'étude des trajectoires dans un champ magnétique. L'énergie de liaison étant de l'ordre du % par rapport à l'énergie de masse totale, les mesures sont très précises, notamment pour les noyaux stables. Des difficultés techniques importantes apparaissent dans la détermination des masses des noyaux exotiques instables étudiés dans les accélérateurs ; les méthodes expérimentales sont alors très sophistiquées.

taille étonnante est que pour les noyaux pas trop petits, disons pour $A > 12$, l'énergie de liaison B est en première approximation *additive*, proportionnelle au nombre de nucléons :

$$B(A, Z) \simeq A \times 8 \text{ MeV}, \quad \text{plus précisément}$$

$$7.7 \text{ MeV} < B(A, Z)/A < 8.8 \text{ MeV} \quad 12 < A < 225.$$

Cette énergie de liaison est de l'ordre de 8 MeV par nucléon, soit environ 1% de la masse totale. Cet aspect des choses est très différent de ce qui se passe en physique atomique où l'énergie de liaison d'un atome à Z électrons croît comme $Z^{7/3}$, soit $Z^{4/3}$ par électron.

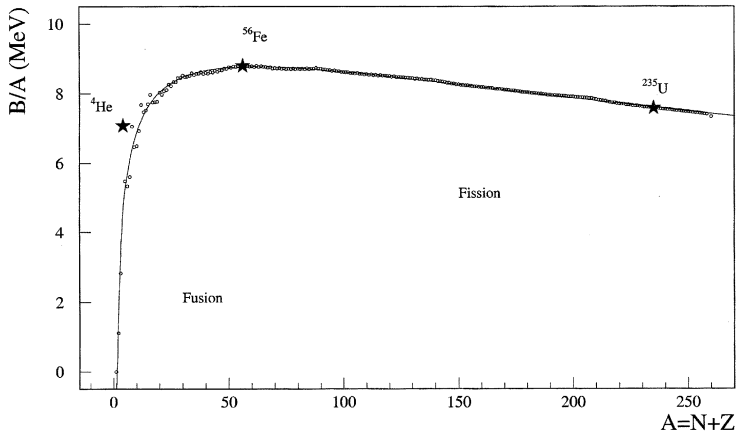


FIG. 1.2 : *Energie de liaison par nucléon, $B(A, Z)/A$, en fonction de A (pour A donné, le Z choisi correspond à l'isotope le plus lié). Les points sont expérimentaux, la courbe correspond à la formule de Bethe-Weissäcker (voir chapitre 2). Figure due à André Rougé.*

Cette propriété est une nouvelle manifestation de la saturation des forces nucléaires évoquée ci-dessus. Elle est surprenante au plan quantique. En effet, puisque l'énergie de liaison provient des interactions mutuelles nucléon-nucléon, on pourrait s'attendre à ce que l'énergie de liaison par nucléon croisse avec le nombre total de paires de nucléons $A(A-1)/2$ ².

L'additivité des énergies de liaison et celle des volumes sont reliées. Supposons en effet que l'on essaye de regrouper les A nucléons du noyau dans une sphère de rayon R , de façon à exploiter au mieux les liaisons possibles. D'après la relation d'incertitude

²Pour les atomes à Z électrons, cette croissance est en $Z^{4/3}$, nous l'avons dit. Dans des interactions harmoniques deux à deux entre A particules, l'énergie par particule varie comme $A^{5/6}$.

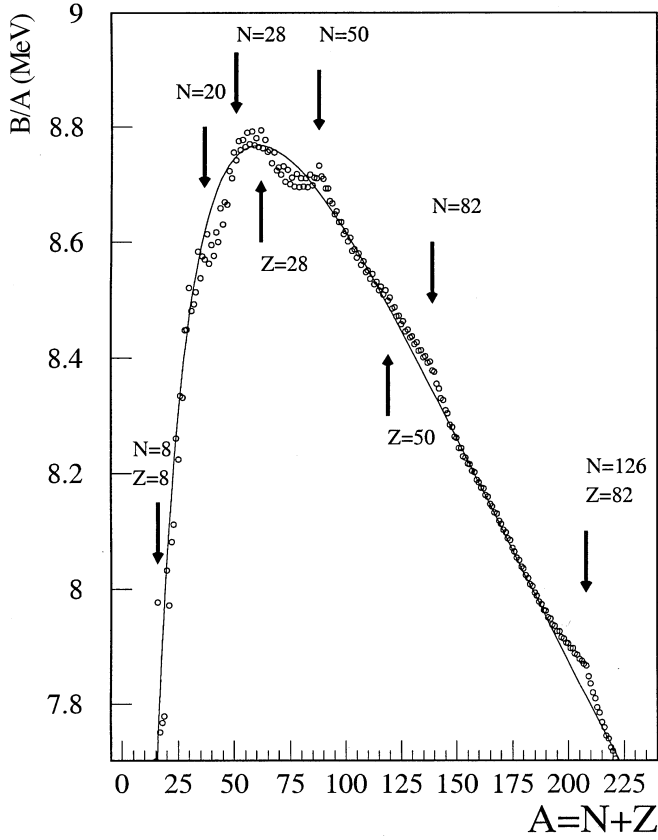


FIG. 1.3: Energie de liaison par nucléon, même courbe que la figure(1.2), avec une échelle dilatée. Figure due à André Rougé.

pour un système de A fermions ³

$$\Delta x \Delta p \simeq A^{1/3} \hbar \quad , \quad (1.14)$$

avec $\Delta x \simeq R$, l'énergie cinétique moyenne d'un nucléon varie comme

$$\left\langle \frac{p^2}{2m} \right\rangle \sim \frac{\hbar^2}{2m} \frac{A^{2/3}}{R^2} . \quad (1.15)$$

La constatation que $R \simeq r_0 A^{1/3}$ est en plein accord avec le fait que l'énergie cinétique moyenne par particule est sensiblement constante d'un noyau à l'autre. On

³Voir par exemple J.-L. Basdevant et J. Dalibard, « Mécanique Quantique », Edition 2001, chapitre 16.

doit s'attendre à ce que cela demeure vrai pour l'énergie potentielle ou l'énergie de liaison ⁴.

La saturation des forces nucléaires apparaît comme le fait qu'un nucléon n'est pas sensible à la taille du noyau, mais qu'il interagit avec un nombre limité et fixe de voisins (tant le volume que l'énergie de liaison sont approximativement des quantités extensives).

Comme on le constate sur le tableau tableau (1.3) certains noyaux sont exceptionnellement liés par rapport à leurs isotopes ou isobares voisins, comme ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$. Cela correspond, comme nous le verrons, à un phénomène de couches complètes, semblable à celui des gaz rares en physique atomique.

2 Réactions nucléaires, lois de conservation

2.1 Lois de conservation

L'analyse des composants ultimes de la matière et de leurs interactions passe par l'étude expérimentale et théorique de réactions : collisions avec ou sans production de particules, et désintégration de particules instables produites.

Diverses *lois de conservation* fondamentales régissent les réactions nucléaires. Ce sont ces lois qui permettent d'identifier les particules, leur nature comme leurs attributs cinématiques – masse, spin, énergie, impulsion.

Les lois les plus importantes sont la conservation de l'énergie-impulsion, du moment cinétique et de la charge électrique. En physique nucléaire, d'autres lois apparaissent comme la conservation du nombre leptonique, du nombre baryonique et de l'isospin.

Dans tout ce livre, l'usage que nous ferons de ces lois sera une application relativement simple des « règles de sélection ». Dans cette section, nous rappelons comment ces lois sont reliées à des propriétés d'invariance des hamiltoniens de transition entre états initiaux et finaux.

Dans cette section, nous rappelons comment les lois de conservation proviennent des propriétés *d'invariance* des opérateurs de transition des systèmes considérés entre états initiaux et états finaux des réactions, c'est-à-dire des propriétés d'invariance des hamiltoniens de ces systèmes.

⁴Le théorème du viriel garantit que pour des potentiels en puissances, ces trois énergies sont du même ordre ; elles le demeurent pour toute situation pas trop exceptionnelle, comme le cas d'un état lié d'énergie pratiquement nulle comme le ${}^8\text{Be}$.

Considérons l'amplitude de probabilité de transition d'un système d'un état initial $|i\rangle$ vers un état final $|f\rangle$ d'un hamiltonien H_0 sous l'influence d'un terme de transition H_T , le hamiltonien total du système étant $H = H_0 + H_T$. Au premier ordre des perturbations, dans l'approximation de Born, pour $f \neq i$, elle est proportionnelle à l'élément de matrice

$$\gamma_{i \rightarrow f} \propto \langle f | \hat{H}_T | i \rangle \quad . \quad (1.16)$$

Soit une observable \hat{A} . On sait d'après le théorème d'Ehrenfest que si cette observable commute avec le hamiltonien, sa valeur moyenne est conservée au cours du temps :

$$\frac{d}{dt} \langle a \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle \psi(t) | [\hat{A}, \hat{H}] | \psi(t) \rangle \quad (1.17)$$

De fait, nous pouvons étendre cette propriété à un processus de transition de la façon suivante. Supposons que \hat{A} commute avec les hamiltoniens \hat{H}_0 et \hat{H}_T , et considérons dans (1.16) des états initial $|i\rangle$ et final $|f\rangle$ qui soient tous deux états propres de \hat{A} avec valeurs propres respectives a_i et a_f

$$\hat{A}|i\rangle = a_i|i\rangle, \hat{A}|f\rangle = a_f|f\rangle \quad . \quad (1.18)$$

On obtient donc

$$\langle f | [\hat{A}, \hat{H}_T] | i \rangle = (a_f - a_i) \langle f | \hat{H}_T | i \rangle \propto (a_f - a_i) \gamma_{i \rightarrow f} = 0 \quad , \quad (1.19)$$

puisque, par hypothèse, $[\hat{A}, \hat{H}] = 0$. Par conséquent, ou bien $\gamma_{i \rightarrow f} = 0$, c'est-à-dire que la transition est interdite, ou, si elle est autorisée, $a_f = a_i$. La grandeur A est conservée dans toute transition si \hat{A} commute avec le hamiltonien de transition. Cette propriété, que nous venons de voir à l'approximation de Born, s'étend à tous les ordres de la théorie des perturbations.

On peut voir les choses sous l'angle suivant, plus profond conceptuellement. L'observable \hat{A} peut être considérée comme le générateur infinitésimal d'une transformation unitaire dans l'espace des états.

Soit

$$D(\alpha) = \exp(i\alpha\hat{A}) \quad , \quad (1.20)$$

où α est un réel quelconque. D est un opérateur unitaire car \hat{A} est hermitien.

La transformation unitaire des états $|\psi\rangle$ et des observables \hat{B} , associée à D est

$$|\psi'\rangle = D|\psi\rangle \quad \hat{B} = D\hat{B}D^\dagger$$

La relation de commutation $[\hat{A}, \hat{H}] = 0$ entraîne que :

$$[D, \hat{H}] = 0 \Rightarrow \hat{H} = D\hat{H}D^\dagger \quad (1.21)$$

Autrement dit, le hamiltonien \hat{H} est invariant dans la transformation unitaire D associée à l'observable \hat{A} .

On voit que la *conservation* de A dans les transitions induites par \hat{H} résulte de l'*invariance* de \hat{H} sous la transformation unitaire D . A cette propriété de *symétrie* du hamiltonien correspond une *loi de conservation* : celle de la grandeur A , dont l'observable associée est le générateur infinitésimal de la transformation D . Par ailleurs, (1.20) définit un groupe de transformation $D(\alpha)D(\beta) = D(\alpha + \beta)$. Dans le cas de (1.20), le groupe est commutatif ou abélien.

2.2 Conservation de l'énergie et de l'impulsion totale.

La conservation de l'énergie provient de l'invariance par déplacement dans le temps (le système est isolé de l'extérieur).

La conservation de l'impulsion totale provient de l'invariance par translation dans l'espace.

Le groupe des translations a pour générateur infinitésimal l'impulsion totale $\hat{\mathbf{P}}$. Soit $D(\mathbf{x}_0)$ un élément de ce groupe

$$D(\mathbf{x}_0) = \exp(i\mathbf{x}_0 \cdot \hat{\mathbf{P}}/\hbar) , \quad (1.22)$$

l'invariance par translation du hamiltonien se traduit de façon équivalente par $[\hat{H}, D] = 0 \Leftrightarrow [\hat{H}, \hat{\mathbf{P}}] = 0$. Si \hat{H} est invariant par translation, dans un processus menant d'un état initial d'impulsion totale \mathbf{P}_i à un état final d'impulsion totale \mathbf{P}_f , on aura toujours

$$[\hat{H}, D] = 0 \Rightarrow \mathbf{P}_i = \mathbf{P}_f \quad (1.23)$$

Dans les bilans de conservation de l'énergie et de l'impulsion totale, il faut, bien entendu, tenir compte de l'énergie de masse des particules et de la relation $E = (p^2c^2 + m^2c^4)^{1/2}$ pour une particule libre.

En physique nucléaire, pour ce qui concerne les noyaux et les nucléons, les effets relativistes sont faibles $v = pc/E \ll c$, et il est convenable de faire usage de l'approximation non-relativiste :

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \simeq mc^2 + p^2/2m \quad . \quad (1.24)$$

En revanche, les réactions nucléaires font aussi intervenir, par exemple dans la désintégration bêta, des électrons qui, dans ces conditions sont relativistes, voire ultra-relativistes. Les photons, de masse nulle, et les neutrinos, de masse très faible, sont toujours des particules relativistes. Dans ces situations, on utilisera donc la forme

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \simeq pc + m^2c^4/2pc , \quad (1.25)$$

voire la limite ultrarelativiste $E = pc$.

2.3 Conservation du moment cinétique.

Considérons une rotation d'un angle α autour d'un axe porté par le vecteur unitaire \hat{u} et posons $\alpha = \alpha \hat{u}$. L'opérateur unitaire correspondant est $D_\alpha = \exp(i\alpha \cdot \hat{\mathbf{J}}/\hbar)$. L'invariance par *rotation* du hamiltonien de transition, entraîne la conservation du *moment cinétique total*. Soit un état initial état propre de J^2 et J_z avec valeurs propres j_i, m_i , la transition vers un état final $|f\rangle$ n'a lieu que si ce dernier est également état propre de J^2 et J_z avec les mêmes valeurs propres :

$$\langle f, j_f, m_f | H_T | i, j_i, m_i \rangle = \delta_{j_f j_i} \delta_{m_f m_i} \langle \tilde{h} \rangle \quad (1.26)$$

L'utilisation de cette loi pour des réactions individuelles n'est pas possible, puisque l'on ne mesure pas le moment cinétique individuel des particules, mais plutôt leurs impulsions. C'est à partir de la distribution angulaire des produits d'une réaction, que l'on voit la conservation du moment cinétique. Cela permet notamment de déterminer les spins des particules au travers de la distribution angulaire de leurs produits de désintégration.

2.4 Nombres quantiques additifs et groupe $U(1)$.

Reprenons le moment cinétique et le groupe $D_\alpha = \exp(i\alpha \cdot \hat{\mathbf{J}}/\hbar)$. Du fait de la non-commutativité des générateurs \hat{J}_x, \hat{J}_y et \hat{J}_z , ce groupe est non-abélien, propriété directement liée à celle du groupe des rotations à trois dimensions.

Considérons maintenant les *seules* rotations autour de l'axe Oz

$$D(\varphi) = \exp(i\varphi \hat{J}_z/\hbar) \quad (1.27)$$

qui constituent un groupe abélien.

L'invariance de \hat{H} par rotation autour de Oz entraîne la conservation de la composante J_z du moment cinétique le long de l'axe z . Considérons la réunion de n sous-systèmes, dont le vecteur d'état est factorisé :

$$|\psi\rangle = |\alpha_1, m_1\rangle \otimes |\alpha_2, m_2\rangle \otimes \dots \otimes |\alpha_n, m_n\rangle \quad (1.28)$$

La composante suivant z du moment cinétique est

$$M = \sum m_i \Rightarrow \hat{J}_z = \sum_i \hat{J}_{iz} \quad (1.29)$$

et l'opérateur de rotation autour de l'axe z est

$$D(\varphi)|\psi\rangle = e^{iM\varphi}|\psi\rangle \quad . \quad (1.30)$$

M apparaît ainsi comme un *nombre quantique additif*. La conservation de $M = \sum m_i$ peut aussi s'écrire comme l'invariance de l'élément de matrice $\langle \chi | H_T | \psi \rangle$ sous les transformations de *phase* :

$$|\psi\rangle \rightarrow e^{iM\varphi}|\psi\rangle, |\chi\rangle \rightarrow e^{iM'\varphi}|\chi\rangle \quad . \quad (1.31)$$

Le groupe de transformation de phases ainsi défini s'appelle le groupe unitaire $U(1)$ (c'est le groupe des rotations dans le plan : $x + iy \rightarrow e^{i\varphi}(x + iy)$).

On peut ainsi représenter la conservation de tout *nombre quantique additif*. Considérons par exemple la charge électrique Q et une réunion de systèmes du type (1.28)

$$|\psi\rangle = |\alpha_1, q_1\rangle \otimes |\alpha_2, q_2\rangle \otimes \dots \otimes |\alpha_n, q_n\rangle \quad (1.32)$$

de charge totale $Q = \sum q_i$. Sous la transformation de phase $|\psi\rangle \rightarrow e^{i\lambda Q}|\psi\rangle$, $|\chi\rangle \rightarrow e^{i\lambda Q'}|\chi\rangle$ où λ est un réel quelconque, l'invariance de $\langle \chi | H | \psi \rangle \rightarrow e^{i\lambda(Q-Q')}\langle \chi | H | \psi \rangle$ implique la conservation de la charge : $Q = Q'$.

Ce type d'invariance est appelé *invariance de jauge* de première espèce. Hermann Weyl fit remarquer en 1929 que le choix $\lambda = \text{constante}$ était non-naturel du point de vue de la relativité. En effet, des points séparés par un intervalle du genre espace ne sont pas reliés, et changer la phase des états en ces points de la même façon est une opération douteuse. Si par conséquent λ dépend du point considéré : $\lambda(\mathbf{x}, t)$, on a affaire à une transformation de jauge dite de seconde espèce. Sous cette dernière forme, l'invariance de jauge a des conséquences dynamiques qui sous-tendent toutes les théories actuelles des interactions fondamentales. On considère actuellement que la conservation de la charge électrique est une loi de conservation absolue. Nous donnons ci-dessous deux exemples de nombres quantiques additifs qui ne sont probablement conservés que de façon approximative (mais pratiquement parfaite, car aucun contre-exemple n'a pu être trouvé en plus de quinze ans de recherche).

1. *Le nombre baryonique*

Il s'agit du nombre total de nucléons (neutrons et protons), diminué le cas échéant du nombre d'anti-nucléons (antiprotons et antineutrons). Par exemple, la réaction $p + d \rightarrow 2p + \gamma$, qui conserve la charge électrique, ne conserve pas le nombre baryonique et n'est pas observée ; en revanche, la photodésintégration du deutéron : $\gamma + d \rightarrow p + n$ est parfaitement permise. La conservation du nombre baryonique interdit la désintégration du proton par la réaction $p \rightarrow e^+ \gamma$. La limite expérimentale actuelle sur la durée de vie du proton, $\tau_p > 10^{32}$ années montre que le nombre baryonique est conservé en très bonne approximation.

2. *Le nombre leptonique*

On appelle *leptons* les électrons et les neutrinos. Le *nombre leptonique* (ou encore « nombre leptonique électronique ») L_e est défini comme la différence entre le nombre de leptons –électrons et neutrinos– et le nombre d'anti-leptons –anti-électrons et antineutrinos

$$L_e \equiv N(e^-) + N(\nu_e) - N(e^+) - N(\bar{\nu}_e) , \quad (1.33)$$

où, par exemple, $N(e^-)$ est le nombre d'électrons. L_e est conservé dans les réactions nucléaires faisant intervenir des électrons et des neutrinos. Par exemple, dans la désintégration du neutron $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, un *antineutrino* est produit avec l'électron pour conserver le nombre leptonique. Cet antineutrino peut interagir et produire un positron mais *pas* un électron :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad \text{mais pas} \quad \bar{\nu}_e + n \rightarrow e^- + p \quad (1.34)$$

Il existe deux autres types de leptons chargés, le μ^\pm ($m_\mu = 105.66$ MeV) et le τ^\pm ($m_\tau = 1777.03$ MeV). Chacun de ces leptons est associé à son propre neutrino ν_μ et ν_τ tous deux de masse très faible. Les nombres leptoniques « muonique » et « taonique » sont définis exactement de la même façon que le nombre leptonique électronique, et ils sont tous deux conservés séparément. Parce que m_μ et m_τ sont bien supérieurs à l'échelle d'énergie nucléaire caractéristique (~ 1 MeV), les leptons μ et τ ont un intérêt moindre pour les physiciens nucléaires.

De même que les interactions nucléaires fortes, responsables de la cohésion des noyaux, font apparaître le neutron comme un congénère neutre du proton, de même les interactions faibles, font apparaître le neutrino comme partenaire neutre de l'électron (et de même pour le μ et le τ).

2.5 Symétries du Hamiltonien

Dans une approche plus axiomatique de la mécanique quantique, on peut partir de principes d'invariances, puis définir les observables à partir des générateurs infinitésimaux de diverses transformations, et finalement *déduire* de la structure du groupe d'invariance considéré (groupe de Galilée, groupe de Poincaré), les relations de commutation de ces observables. La démonstration de la relation de commutation fondamentale $[\hat{x}, \hat{p}_x] = i\hbar$ à partir de (1.22) en est l'exemple.

Dans de nombreux cas, le hamiltonien est invariant par d'autres groupes de transformations que le groupe des translations ou le groupe des rotations. Dans tous les cas réapparaît la même propriété : une symétrie, donc une loi d'invariance, entraîne une loi de conservation. Ces propriétés ont une grande importance dans les théories des interactions fondamentales. La théorie des groupes joue un rôle clé en physique des particules élémentaires (voir A. Rougé, loc. cit.)

2.6 Bilan énergétique

En physique nucléaire, on écrit les réactions en explicitant le bilan énergétique sous la forme

$$A + B \rightarrow a_1 + a_2 \cdots + a_n + Q \quad (1.35)$$

où

$$Q = (\Sigma m_i - \Sigma m_f)c^2 \quad . \quad (1.36)$$

Si la réaction peut se produire lorsque A et B sont au repos, Q est l'énergie cinétique des particules a_1, \dots, a_n dans l'état final. Si Q est négatif, la réaction est endothermique et la réaction ne peut se produire que si A et B ont une énergie cinétique suffisante dans leur centre de masse.

Un exemple important pour la fabrication d'éléments lourds est la capture de neutrons lents avec production de k photons :

$$n + (A, Z) \rightarrow (A + 1, Z) + k\gamma + Q \quad Q \sim 8 \text{ MeV si } A > 12 \quad . \quad (1.37)$$

L'énergie de liaison typique de 8 MeV par nucléon se retrouve dans la somme des énergies des photons. (Nous négligeons l'énergie de recul du noyau final.)

On vérifiera sur le tableau (1.3) que

$$\begin{aligned} d + t &\rightarrow {}^4\text{He} + n + 17,58 \text{ MeV} \\ {}^7\text{Li} + p &\rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He} - 3,22 \text{ MeV} \end{aligned}$$

cette seconde réaction est donc endothermique ; c'est la réaction *inverse* qui est exothermique. Ces deux réactions jouent un rôle dans la fusion.

Le fait que l'absorption de neutrons soit en général exothermique permet la détection de neutrons lents. Ces neutrons sont produits dans les réacteurs lorsque les neutrons émis par les réactions nucléaires se thermalisent par diffusion élastique sur des noyaux du milieu. Les neutrons constituent des sondes intéressantes de la matière : insensibles aux cortèges électroniques, ils constituent des rayonnements neutres très pénétrants, qui n'interagissent qu'avec les noyaux. On peut ainsi sonder la structure de matériaux, de macromolécules etc. Comment les détecter de façon efficace, s'ils sont très lents, pratiquement de vitesse nulle ? On fait appel à des réactions nucléaires exothermiques de grande section efficace, comme

$$n + {}^{10}\text{B}_5 \rightarrow {}^7\text{Li}_3 + {}^4\text{He}_2 + 5,14 \text{ MeV} \quad , \quad (1.38)$$

où l'énergie de réaction se retrouve en majeure partie dans l'énergie cinétique de la particule α . En recouvrant un polymère (acétate de cellulose ou méthacrylate de polyester) avec du bore enrichi en ${}^{10}\text{B}$, on obtient un « film » à neutrons qui, irradié, voit les α casser localement la structure du polymère et laisser des défauts que l'on fait apparaître, par immersion dans de la soude caustique, sous forme de trous, visibles au microscope, correspondant aux impacts des neutrons. On peut aussi détecter les α produits dans un gaz de BF_3 avec des compteurs électroniques.

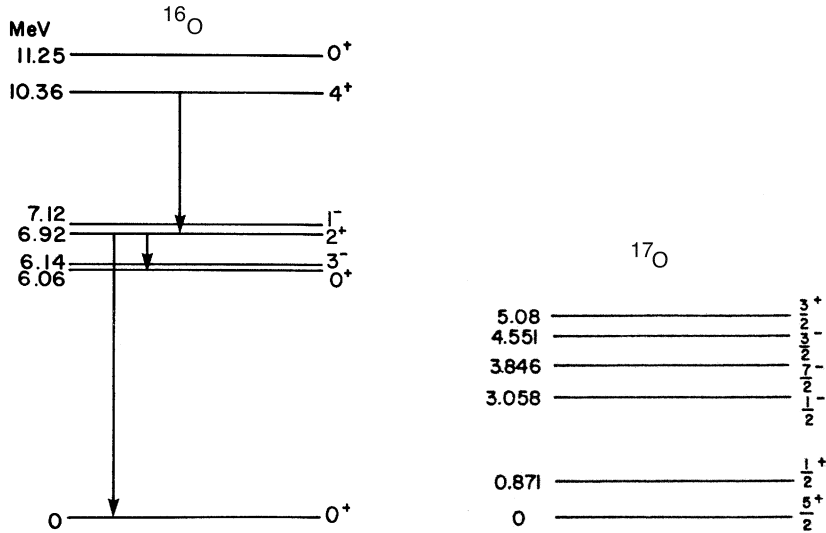


FIG. 1.4 : Spectre des premiers niveaux de ^{16}O (gauche) et ^{17}O (droite). Les énergies d'excitation (en MeV) et les spins-parités des niveaux sont indiqués. Le spectre de ^{16}O est beaucoup plus riche et complexe qu'un spectre atomique mono-électronique. Les transitions dipolaires électriques les plus intenses sont indiquées par des flèches verticales. En revanche, le spectre de ^{17}O a l'allure d'un spectre banal d'excitation à une particule, le neutron célibataire autour d'une couche complète.

3 Etats excités des noyaux

Dans ce cours, nous nous intéressons principalement aux noyaux (A, Z) dans leur état fondamental. Il va sans dire que, de même qu'en physique atomique, l'étude des spectres d'excitation des noyaux fournit d'abondantes informations sur les interactions nucléaires.

En général, les spectres nucléaires sont infiniment plus complexes et plus riches que les spectres atomiques. Les spectres atomiques proviennent souvent de l'excitation d'un ou deux électrons de valence. Dans la spectroscopie nucléaire on touche du doigt le fait que la physique du noyau est un véritable problème à N corps, où se révèlent quantité d'effets collectifs subtils en plus des effets d'excitation à un ou deux nucléon individuels, ou à une particule α , semblables à ceux rencontrés en physique atomique.

Les spectres de l'oxygène 16 et de l'oxygène 17 sont représentés sur la figure (1.4). Dans le cas de ^{17}O on observe un spectre d'excitation à une particule relativement banal du neutron célibataire. Pour le noyau ^{16}O , le spectre est beaucoup plus riche et complexe.

De façon générale, les spectres nucléaires révèlent, outre les excitations à petit

nombre de particules, des effets collectifs comme les mouvements de vibration et de rotation, et les résonances géantes.

Les états nucléaires excités sont produits de façon générale dans les réactions nucléaires. Par exemple, la désintégration bêta laisse souvent le noyau fils dans un état excité :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1)^* + e^- + \bar{\nu}_e . \quad (1.39)$$

Le noyau excité tombe pratiquement immédiatement dans l'état fondamental

$$(A, Z + 1)^* \rightarrow (A, Z + 1) + \gamma . \quad (1.40)$$

Les noyaux radioactifs sont donc fréquemment sources de radioactivité gamma.

L'étude détaillée des états excités sort du cadre de ce cours. On pourra se référer à la littérature, notamment aux livres de A. Bohr et B. Mottelson *Nuclear Structure*, de M.A. Preston et R.K. Bhaduri *Structure of the Nucleus*, de P. Ring et P. Schuck *The Nuclear Many-Body Problem*, de Vincent Gillet *Cours de Physique Nucléaire, Ecole polytechnique*, et de A. de Shalit et H. Feshbach *Theoretical Nuclear Physics*.

4 Forces nucléaires

En physique atomique, on peut calculer beaucoup d'effets à partir de principes de base, car la loi de Coulomb (plus généralement les équations de l'électromagnétisme) régit l'interaction des électrons et des noyaux atomiques. Les corrections de spin, et les effets relativistes peuvent se traiter de façon perturbative grâce à la petitesse de la constante de couplage fondamentale $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c \sim 1/137$. Pour cette même raison, on peut calculer numériquement les spectres d'atomes complexes, en dépit de la difficulté de la physique du problème à n-corps.

Malheureusement, rien de tout cela n'est vrai en physique nucléaire. La loi de force entre nucléons n'est ni simple ni complètement comprise. Une des raisons de cette situation est que l'interaction nucléon-nucléon est, de fait, un résidu de l'interaction fondamentale entre quarks, une fois que sont formés leurs états liés, les protons et les neutrons. Elle est en ce sens comparable aux forces de Van der Waals entre atomes ou molécules, qui sont également des « résidus » des interactions coulombiennes.

Pour cette raison, les forces entre nucléons sont décrites par des formes semi-phénoménologiques que l'on ne peut souvent déduire que qualitativement de principes fondamentaux. Le deuxième problème est que les constantes de couplage ne sont pas faibles. Cela signifie qu'on ne peut pas exploiter la théorie des perturbations aussi systématiquement qu'en physique atomique. La structure générale des interactions nucléaires est complexe.

4.1 Aspects qualitatifs

En raison de la complexité des interactions nucléaires, nous ne ferons appel dans ce livre qu'à un ensemble de propriétés qualitatives et semi-quantitatives, dont on verra qu'elles permettent de progresser considérablement sans trop s'épuiser dans des calculs et de la technique. Nous ferons usage des propriétés suivantes.

- Les protons et les neutrons sont des *fermions* de spin $1/2$ qui obéissent par conséquent au principe de Pauli.
- Les forces nucléaires sont *attractives* et *intenses*, puisque les énergies de liaison sont environ un million de fois plus fortes que leurs homologues atomiques. Elles sont cependant de *très courte portée* : quelques fm.
- Elles sont « *indépendantes de charge* ». Les forces nucléaires sont aveugles à la charge électrique des nucléons. Si, par la pensée, on « débranche » les interactions coulombiennes, le potentiel nucléaire proton-proton est le même que le potentiel neutron-neutron. Un exemple simple nous est fourni par les énergies de liaison, proches, d'isobares comme le tritium et l'hélium 3 : $B(H^3) = 8,492 \text{ MeV} > B(He^3) = 7,728 \text{ MeV}$. En attribuant la différence $\Delta B = 0,764 \text{ MeV}$ à la répulsion coulombienne des deux protons, $\Delta B = e^2 < 1/r_{12} >$, on aboutit à une valeur tout à fait raisonnable pour le rayon du système : $R \approx 2 \text{ fm}$ (que l'on peut calculer par ailleurs). Nous reviendrons quantitativement sur ce point plus loin.
- Les forces nucléaires présentent le phénomène de *saturation* déjà évoqué : le volume et l'énergie de liaison du noyau sont en première approximation *additifs* dans le nombre de masse A . C'est un phénomène remarquable semblable à ce que l'on observe dans un édifice classique, goutte liquide, mur en briques ou pièce montée. Tout se passe comme si un nucléon n'interagissait qu'avec un nombre limité de ses proches voisins.

L'explication théorique quantique de la saturation des forces nucléaires est subtile. Les ingrédients physiques nécessaires (mais pas suffisants) comprennent : la courte portée des forces attractives, l'existence de forces répulsives à distance encore plus courte, le principe de Pauli.

Il est simple, de voir que le principe de Pauli ne suffit pas. Considérons un système quantique de A fermions soumis à des forces attractives à deux corps du type $V(r) = -g^2/r$. En utilisant la relation d'incertitude $\langle p^2 \rangle \geq A^{2/3} \hbar^2 \langle 1/r \rangle^2$ on obtient $\langle E \rangle / A \simeq -A^{4/3} \cdot g^4 \text{ m} / 8 \hbar^2$, et $r \simeq 2 \hbar A^{-1/3} / \text{mg}^2$. C'est là un effet cumulatif courant pour des forces attractives en mécanique quantique : les énergies croissent et les rayons décroissent avec le nombre de particules (ici A). Les puissances $4/3$ et $-1/3$ sont propres au potentiel en $1/r$. On vérifiera de la même façon que pour un potentiel harmonique $|E/A| \sim A^{5/6}$ et pour un puits carré $|E/A| \sim A^{2/3}$.

Dans un problème à *deux corps* comme celui du deutéron et de l'interaction proton-neutron on dispose de modèles de potentiels relativement simples et précis. Par

⁵Voir J.-L. Basdevant et J. Dalibard, « Mécanique Quantique », Edition 2001, chapitre 16.

exemple, un puits carré sphérique de rayon $r \simeq 2,8$ fm et de profondeur $V_0 \simeq 20$ MeV reproduit bien les paramètres du deutéron $\langle r \rangle \simeq 4,5$ fm, $B \simeq 2,23$ MeV, et permet de calculer convenablement la diffusion $p - n$ à basse et moyenne énergie. Lorsque le nombre de nucléons croît, la difficulté des problèmes techniques et physiques devient considérable.

4.2 Le potentiel de Yukawa et ses généralisations

Certaines propriétés de la force nucléaire peuvent être expliquées par le potentiel proposée en 1939 par Yukawa :

$$V(r) = g \frac{\hbar c}{r} \exp(-r/r_0) \quad . \quad (1.41)$$

En théorie quantique des champs, l'origine des forces apparaît comme provenant de l'échange de particules virtuelles. La portée r_0 d'une force est la longueur d'onde de Compton \hbar/mc de la particule de masse m échangée. Yukawa remarqua que la portée des forces nucléaires $r_0 \simeq 1,4$ fm, correspond à l'échange d'une particule de masse $\simeq 140$ MeV. C'est ainsi qu'il pu prévoir l'existence du méson π , de cette masse. La découverte de cette particule dans les rayons cosmiques constitua une percée décisive dans la compréhension des forces nucléaires.

Quand on l'applique aux forces entre deux nucléons, le potentiel (1.41) doit être réduit d'un facteur $(m_\pi/2m_p)^2 \sim 10^{-2}$ à cause du spin et de la parité du méson π et des nucléons. Une constante de couplage $g \simeq 14,5$ explique alors la contribution du méson π à la force nucléon-nucléon.

Cependant, cet effet de courte portée ne suffit pas à expliquer la saturation. Pour parvenir à empêcher un effet de « mêlée spontanée quantique », divers autres ingrédients sont nécessaires.

- L'adjonction d'un fort potentiel *répulsif*, dit « cœur dur », indispensable à courte distance, dont l'expression est du type (1.41) avec une constante de couplage g négative et une portée $r_0 \simeq 0,3$ fm. De fait la forme générale des interactions fortes nucléon-nucléon peut s'écrire comme superposition linéaire de potentiels de Yukawa :

$$V(r) = \sum_i g_i \frac{\hbar c}{r} \exp(-\mu_i r) + \int_{\mu_0}^{\infty} g(\mu) \frac{\hbar c}{r} \exp(-\mu r) d\mu \quad (1.42)$$

où $\mu_i = m_i c/\hbar$, m_i (ou μ) étant la masse de particules ou ensembles de particules échangées .

- Des effets de spin, des effets relativistes.
- L'utilisation du formalisme du spin isotopique, que nous décrirons plus bas.

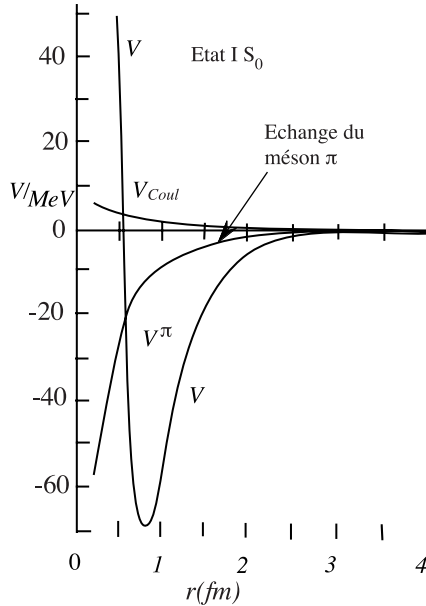


FIG. 1.5 : Potentiel nucléon-nucléon dans l'état 1S_0 .

La figure (1.5) montre la forme actuellement établie du potentiel nucléon-nucléon⁶. On notera qu'il est très profondément piqué et attractif vers 1 fm, et qu'il devient complètement négligeable au-delà de quelques fm.

4.3 Origine du potentiel de Yukawa

La forme 1.41, que l'on démontre en théorie quantique des champs, peut se comprendre assez simplement. Considérons une onde de de Broglie

$$\psi = \exp(-i(Et - \mathbf{p} \cdot \mathbf{r})/\hbar) \quad . \quad (1.43)$$

On obtient l'équation de Schrödinger *libre* à partir de l'égalité $E = p^2/2m$, en dérivant une fois par rapport au temps et en prenant le Laplacien. Supposons, maintenant, que l'énergie et l'impulsion soient reliées par la formule relativiste :

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

⁶M. Lacombe, B. Loiseau, J.M. Richard, R. Vinh Mau, J. Côté, P. Pirès et R. de Tourreil, *Phys. Rev. C***21**, 861 (1980). Ce potentiel est appelé « Potentiel de Paris ».

(c'est ce que fit Louis de Broglie dans ses premiers travaux). En dérivant deux fois (1.43) par rapport au temps, on obtient l'équation de « Klein-Gordon » :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi + \mu^2 \psi = 0 \quad (1.44)$$

où nous avons posé $\mu = mc/\hbar$. Cette équation avait été trouvée à l'origine par Schrödinger, qui l'avait abandonnée car elle ne menait pas aux bonnes valeurs des corrections relativistes pour l'atome d'hydrogène (Schrödinger n'avait pas en tête le spin et les corrections magnétiques spin-orbite ; c'est l'équation de Dirac qui constitue la forme relativiste d'une équation d'onde pour une particule de spin 1/2). Elle fut réécrite un peu plus tard par Klein et Gordon.

En omettant des questions d'interprétation, inutiles à ce stade, cette équation est l'équation de propagation libre d'une particule relativiste de masse m . Dans le cas $m = 0$, cas du photon, on retrouve l'équation de propagation des potentiels électromagnétiques :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi = 0 \quad . \quad (1.45)$$

Le potentiel électrostatique classique produit par une charge ponctuelle s'obtient en cherchant les solutions statiques (indépendantes du temps) et isotropes de cette équation avec une source ponctuelle à l'origine, soit

$$\Delta V(r) = -\frac{q}{\epsilon_0} \delta(\mathbf{r}) \quad , \quad (1.46)$$

dont la solution est

$$V(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad . \quad (1.47)$$

De la même façon, en cherchant des solutions statiques isotropes de l'équation de Klein-Gordon 1.44 avec une source ponctuelle à l'origine :

$$\Delta V(r) - \mu^2 V(r) = -\frac{g(\hbar c)}{4\pi} \delta(\mathbf{r}) \quad , \quad (1.48)$$

on vérifiera que le potentiel de Yukawa (1.41)

$$V(r) = g(\hbar c/r) \exp(-\mu r) \quad , \quad (1.49)$$

satisfait cette équation. (On élimine la solution $V(r) = g(\hbar c/r) \exp(+\mu r)$ à cause de son comportement asymptotique explosif).

5 Indépendance de charge : l'Isospin

5.1 L'indépendance de charge des forces nucléaires

Nous avons évoqué plus haut quelques arguments qui montrent que les interactions fortes qui lient les nucléons dans le noyau semblent être aveugles à la charge électrique des nucléons. Nous avons évoqué, par exemple, les énergies de liaison, proches, d'isobares comme le tritium et l'hélium 3, dont la différence peut parfaitement être attribuée à la répulsion coulombienne des deux protons. Le tableau (1.2) montre que cet effet est systématique pour les noyaux miroirs, objets de choix pour vérifier cette hypothèse.

| Symbole | $B(A, Z)$ | B/A | <i>Symbole</i> | $B(A, Z)$ | B/A |
|------------------|-----------|-------|------------------|-----------|-------|
| 3H_1 | 8,48 | 2,83 | 3He_2 | 7,72 | 2,57 |
| 7Li_3 | 39,25 | 5,61 | 7Be_4 | 37,60 | 5,37 |
| 9Be_4 | 58,17 | 6,46 | 9B_5 | 56,31 | 6,26 |
| ${}^{11}B_5$ | 76,21 | 6,93 | ${}^{11}C_6$ | 73,44 | 6,68 |
| ${}^{13}C_6$ | 97,11 | 7,47 | ${}^{13}N_7$ | 94,11 | 7,24 |
| ${}^{15}N_7$ | 115,49 | 7,70 | ${}^{15}O_8$ | 111,96 | 7,46 |
| ${}^{17}O_8$ | 131,76 | 7,75 | ${}^{17}F_9$ | 128,22 | 7,54 |
| ${}^{19}F_9$ | 147,80 | 7,78 | ${}^{19}Ne_{10}$ | 143,78 | 7,57 |
| ${}^{21}Ne_{10}$ | 167,41 | 7,97 | ${}^{21}Na_{11}$ | 163,08 | 7,77 |
| ${}^{23}Na_{11}$ | 186,57 | 8,11 | ${}^{23}Mg_{12}$ | 181,73 | 7,90 |
| ${}^{25}Mg_{12}$ | 205,59 | 8,22 | ${}^{25}Al_{13}$ | 200,53 | 8,02 |

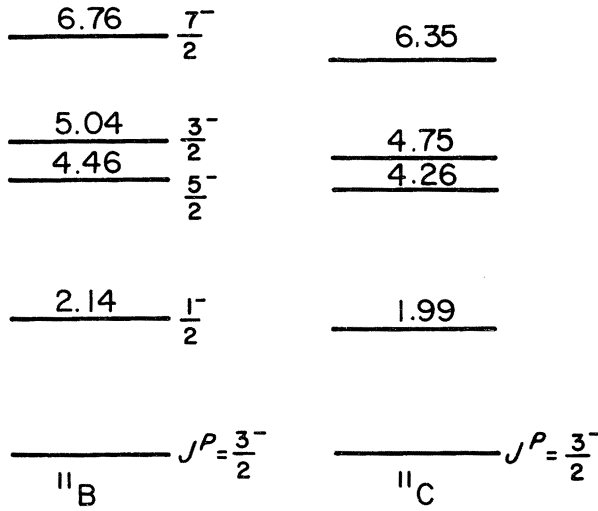
TAB. 1.2: Comparaison des énergies de liaison, en MeV, de noyaux miroirs légers stables.

Bien entendu, de nombreux autres secteurs permettent d'observer l'indépendance de charge. La spectroscopie en fournit quantité d'exemples spectaculaires. L'exemple des spectres des noyaux miroirs ${}^{11}B_5$ et ${}^{11}C_6$ montré sur la figure (1.6) est particulièrement éloquent à cet égard.

5.2 L'Isospin

L'indépendance de charge est plus subtile qu'une simple interchangeabilité du proton et du neutron dans les interactions fortes nucléaires. On la formalise en introduisant le concept de « spin isotopique » ou, plus correctement d'*isospin* T , introduit par Heisenberg en 1932 ⁷.

⁷La traduction de l'article original de Heisenberg se trouve dans D.M. Brink, *Nuclear Forces*.

FIG. 1.6: Spectres des premiers niveaux des noyaux miroirs $^{11}\text{B}_5$ et $^{11}\text{C}_6$.

1. L'espace de l'isospin; états du nucléon

Une particule de spin $1/2$ constitue un système à deux états, la mesure de la projection du spin suivant un axe donnant lieu aux deux issues $\pm\hbar/2$. De la même façon, le proton et le neutron sont traités comme deux *états* différents $T_3 = \pm 1/2$ d'un *même être* physique d'*isospin* $T = 1/2$, le nucléon. On introduit un espace \mathcal{R}^3 abstrait, l'espace de l'isospin, et l'on considère les rotations dans cet espace. Le formalisme est, dans cet espace abstrait, identique à celui du spin usuel dans l'espace euclidien.

Soit \hat{T} l'observable vectorielle isospin, c'est-à-dire un ensemble de trois observables $\{\hat{T}_1, \hat{T}_2, \hat{T}_3\}$. Ces trois observables ont les relations de commutation d'un moment cinétique

$$\hat{T} \wedge \hat{T} = i\hat{T} \quad . \quad (1.50)$$

Au coefficient \hbar près les valeurs propres $T(T+1)$ et T_3 des observables (qui commutent) \hat{T}^2 et \hat{T}_3 sont les mêmes que celles du moment cinétique dans l'espace \mathcal{R}^3 usuel.

L'idée de Heisenberg est de supposer que les interactions nucléaires fortes sont invariantes par rotation dans l'espace d'isospin. Les « hadrons », particules à interactions nucléaires fortes, peuvent être classés en multiplets d'isospin, donc de charge électrique ($T = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$).

Le nucléon a un isospin $1/2$. Autrement dit, chacune des observables \hat{T}_1, \hat{T}_2 et \hat{T}_3 qui lui sont associées a pour valeurs propres $\pm 1/2$. L'observable $\hat{T}^2 = \hat{T}_1^2 + \hat{T}_2^2 + \hat{T}_3^2$ est proportionnelle à l'identité avec pour valeur propre $3/4$.

Les états $|p\rangle$ et $|n\rangle$, sont par définition les états propres de \hat{T}_3

$$\hat{T}_3|p\rangle = (1/2)|p\rangle, \quad \hat{T}_3|n\rangle = (-1/2)|n\rangle \quad . \quad (1.51)$$

Dans la réalité, l'observable \hat{T}_3 joue, bien entendu, un rôle particulier, puisque la charge électrique d'un nucléon est reliée à la valeur propre T_3 de \hat{T}_3 par

$$Q = T_3 + 1/2 \quad (1.52)$$

L'action de \hat{T}_1 et \hat{T}_2 sur ces états, avec $\hat{T}_\pm = \hat{T}_1 \pm i\hat{T}_2$, s'écrit

$$\hat{T}_+|p\rangle = 0 \quad \hat{T}_-|n\rangle = 0 \quad \text{soit} \quad (1.53)$$

$$\hat{T}_1|p\rangle = (1/2)|n\rangle \quad \hat{T}_1|n\rangle = (1/2)|p\rangle \quad (1.54)$$

$$\hat{T}_2|p\rangle = (i/2)|n\rangle \quad \hat{T}_2|n\rangle = (-i/2)|p\rangle \quad . \quad (1.55)$$

Un état quelconque du nucléon $|N\rangle$ s'écrit

$$|N\rangle = \alpha|p\rangle + \beta|n\rangle \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \quad . \quad (1.56)$$

Notons qu'il s'agit d'une abstraction valable dans un monde où l'on aurait débranché l'électromagnétisme. Un état comme $(|T_3 = 1/2\rangle + |T_3 = -1/2\rangle)/\sqrt{2}$, qui est orienté suivant la direction T_2 ne peut pas être observé physiquement. Etant superposition d'un proton et d'un neutron il a *à la fois* charge 0 et 1 ; *à la fois* il crée ou ne crée pas de champ électrostatique ce qui est « paradoxal » classiquement. Dans le monde réel, cet état est du type « chat de Schrödinger ». Il est commode d'utiliser une représentation matricielle pour les états et les observables ci-dessus :

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad , \quad |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad , \quad |N\rangle = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \quad (1.57)$$

En utilisant les matrices de Pauli $\hat{\tau} \equiv \{\hat{\tau}_1, \hat{\tau}_2, \hat{\tau}_3\}$,

$$\hat{\tau}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{\tau}_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{\tau}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

qui satisfont les relations de commutation

$$\hat{\tau} \wedge \hat{\tau} = 2i \hat{\tau} \quad . \quad (1.59)$$

Les observables d'isospin du nucléon sont :

$$\hat{T} = (1/2)\hat{\tau} \quad . \quad (1.60)$$

L'invariance par rotation dans l'espace de l'isospin revient à dire que l'interaction nucléon-nucléon est invariante par les transformations

$$\begin{aligned} |p'\rangle &= e^{-i\phi/2} \cos(\theta/2)|p\rangle + e^{i\phi/2} \sin(\theta/2)|n\rangle \\ |n'\rangle &= -e^{-i\phi/2} \sin(\theta/2)|p\rangle + e^{i\phi/2} \cos(\theta/2)|n\rangle \end{aligned}$$

2. Etats d'un système de nucléons

Les états d'isospin d'un système de A nucléons se construisent comme les états de spin total d'un système de A particules de spin $1/2$. Si un noyau a un isospin T , on doit s'attendre à observer $2T+1$ isobares de propriétés physiques analogues⁸. C'est le cas pour les isobares $^{11}\text{B}_5$ et $^{11}\text{C}_6$ dont les spectres sont montrés sur la figure (1.6) ci dessus, et qui forment un doublet d'isospin $1/2$.

On notera qu'un noyau (Z, N) a un isospin T au moins égal à $|N - Z|/2$. On doit s'attendre à observer au moins $2T + 1 = |N - Z| + 1$ isobares de charges différentes et de propriétés nucléaires semblables.

La charge électrique d'un système de A nucléons d'isospin total T est, par extension de (1.52)

$$Q = T_3 + A/2$$

A est évidemment le nombre baryonique du système.

3. Hypercharge

Outre les nucléons, il existe des centaines d'autres particules à interactions fortes. Ces particules, dont la plupart sont hautement instables, s'appellent des *hadrons*. Les hadrons sont caractérisés par leur isospin, leur charge électrique, et d'autres nombres quantiques additifs plus exotiques comme l'« étrangeté », le « charme » etc. Par exemple, les méson π , qui comptent parmi les vecteurs des interactions nucléaires fortes, ont un nombre baryonique nul et se présentent sous forme d'un triplet d'états de charge (π^+, π^0, π^-) de masses voisines. Il est naturel de les considérer comme trois états d'un même être, le méson π , d'isospin $T = 1$.

La charge électrique d'un système de A nucléons d'isospin total T est, par extension de (1.52) $Q = T_3 + A/2$. Plus généralement, on nomme *hypercharge*, notée Y , le nombre baryonique d'un système de hadrons (augmenté, le cas échéant, de son étrangeté).

Le lien entre la charge électrique Q , la troisième composante de l'isospin T_3 et l'hypercharge Y est, de façon générale en physique hadronique,

$$Q = T_3 + Y/2 \quad . \quad (1.61)$$

Les nucléons ont une hypercharge $Y = 1$ tandis que les mésons π ont une hypercharge nulle.

4. Principe de Pauli généralisé

Le principe de Pauli dit que deux fermions identiques doivent être dans un état antisymétrique. Si le proton et le neutron étaient véritablement des particules identiques à la différence près de la projection de leur isospin sur l'axe T_3 , un état de nucléons devrait être complètement antisymétrique par échange de toutes les variables, y compris les variables d'isospin. Toujours en oubliant les interactions électromagnétiques, et en supposant l'invariance exacte par rotation dans

⁸Voir, par exemple, « Symétrie d'isospin et structure nucléaire », S. Galès et Nguyen Van Giai, Les Annales de Physique, Vol.12, p.183, 1987.

l'espace de l'isospin, on généralise le principe de Pauli en postulant que l'état d'un système de A nucléons est totalement antisymétrique dans l'échange des variables d'espace, de spin et d'isospin. Cette hypothèse ne repose pas sur des bases aussi solides que celle du véritable principe de Pauli, mais on peut s'attendre à ce qu'elle soit une bonne approximation, aux effets électromagnétiques près.

Le principe de Pauli généralisé restreint le nombre d'états quantiques autorisés dans un système de nucléons. Nous allons voir ci-dessous comment cela détermine l'état fondamental du deutérium.

5. Système de deux nucléons

Les états d'isospin d'un système de deux nucléons se construisent exactement comme les états de deux spins $1/2$.

L'isospin total T du système correspond à :

$$T = 1 \quad \text{ou} \quad T = 0$$

et les quatre états propres correspondants sont :

$$|T = 1, T_3\rangle \quad : \quad \begin{cases} |T = 1, T_3 = 1\rangle = |pp\rangle \\ |T = 1, T_3 = 0\rangle = (|pn\rangle + |np\rangle)/\sqrt{2} \\ |T = 1, T_3 = -1\rangle = |nn\rangle \end{cases} \quad (1.62)$$

$$|T = 0, T_3 = 0\rangle \quad : \quad |0, 0\rangle = (|pn\rangle - |np\rangle)/\sqrt{2} \quad . \quad (1.63)$$

Rappelons que, comme pour le spin, les trois états $|T = 1, M\rangle$ sont appelés collectivement *état triplet* d'isospin. Ils sont *symétriques* si l'on échange les valeurs des projections suivant l'axe 3 des isospins des deux particules. L'état $|T = 0, 0\rangle$ est appelé *état singulet* d'isospin, il est *antisymétrique* dans ce même échange.

L'état triplet se transforme comme un vecteur par rotation dans l'espace d'isospin, l'état singulet est invariant dans ces mêmes rotations.

Un état de deux nucléons s'écrit sous la forme $^{2T+1}L_{2S+1}$ où T est l'isospin et S le spin total.

Il y a une série de conséquences simples mais importantes de ces considérations.

- (a) En faisant toujours abstraction des forces électromagnétiques, le hamiltonien de deux (ou plusieurs) nucléons est invariant par rotation dans l'espace de l'isospin. Dans l'interaction de 2 nucléons, il n'y a pas 3 hamiltoniens indépendants (un pour $p-p$, un pour $p-n$ et un $n-n$) mais seulement 2 : l'un, si les nucléons sont dans l'état d'isospin total $T = 1$ (le même pour les états $|pp\rangle, (|pn\rangle + |np\rangle)/\sqrt{2},$ et $|nn\rangle$) l'autre si $T = 0$, dans l'état $(|pn\rangle - |np\rangle)/\sqrt{2}$. Cela signifie que les états liés éventuels $|pp\rangle, (|pn\rangle + |np\rangle)/\sqrt{2},$ et $|nn\rangle$ d'une part, $(|pn\rangle - |np\rangle)/\sqrt{2}$ de l'autre, n'ont pas nécessairement la même énergie.
- (b) L'état d'isospin $T = 0$, antisymétrique d'isospin, est celui du noyau de deutérium, seul état lié nucléon-nucléon. Le deutérium a une fonction d'onde

spatiale symétrique. C'est principalement de l'onde s ⁹. Il a, par suite du principe de Pauli généralisé, un état de spin symétrique, soit $S = 1$, et un moment cinétique total $J = 1$.

- (c) Dans l'état d'isospin symétrique $T = 1$, c'est-à-dire dans les états $|nn\rangle$, $|pp\rangle$ et $(|pn\rangle + |np\rangle)/\sqrt{2}$, on n'observe pas d'état lié. L'interaction est forte, il existe ce qu'on appelle techniquement un état « virtuel », presque lié. Nous verrons au chapitre 3 qu'il suffirait d'augmenter un peu, par la pensée, l'intensité des forces pour qu'un état lié apparaisse.
- (d) On voit sur cet exemple que l'indépendance de charge est plus subtile qu'une simple interchangeabilité du proton et du neutron. Sinon, on observerait à coup sûr un état lié neutron-neutron (possiblement instable par désintégration β) en plus du deutéron.

5.3 Origine de la symétrie d'isospin ; différence de masse neutron-proton

La quasi-égalité des masses du proton et du neutron est un ingrédient nécessaire pour que se produise la symétrie d'isospin. Cette symétrie se comprend de façon assez naturelle lorsque l'on considère les nucléons comme des assemblages de quarks. Le proton est un état lié (uud), de deux quarks u de charge $2/3$ et d'un quark d de charge $-1/3$, et le neutron un état lié (udd), de deux quarks d et d'un quark u . L'interaction entre les quarks est décrite par la « chromodynamique quantique » ou QCD. Cette dernière est universelle dans le sens où elle ne fait strictement aucune distinction entre les espèces, ou « saveurs », des quarks entre lesquels elles s'applique. Cette théorie ne fait pas de distinction entre les quarks u et d . Seules différencieront les spectres et propriétés des hadrons, donc du neutron et du proton, les masses des quarks en jeu. Il est donc tentant de supposer qu'en première approximation le proton et le neutron auront la même masse, du moins si le quark u et le quark d ont eux-mêmes (presque) la même masse.

Une hypothèse simple qui vient à l'esprit est que l'isospin est effectivement une symétrie exacte des interactions nucléaires fortes et que l'électromagnétisme est une perturbation comparativement faible. Dans ce cadre de pensée, il paraît naturel de supposer qu'en l'absence d'interactions électromagnétiques les masses du proton et du neutron seraient égales, et que leur différence est d'origine électromagnétique.

Le neutron n'a pas, en première approximation, d'énergie propre électrostatique. Dans le chapitre 3, nous verrons que le proton a un rayon de l'ordre de $r \sim 1$ fm. Son

⁹Une petite composante d'onde d est nécessaire pour expliquer que le noyau de deutérium n'est pas sphérique

énergie électrostatique est donc de l'ordre de

$$E_{es} \simeq \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \simeq 1,3 \text{ MeV} , \quad (1.64)$$

qui est très proche de la valeur observée, à cela près que le *signe* est le mauvais !

Ce calcul montre malheureusement que dans nos hypothèses le proton devrait être *plus massif* que le neutron. Ce problème est très ancien, et personne n'a jamais pu le contourner. Il doit y avoir une contribution supplémentaire qui renverse cette valeur.

La seule façon d'expliquer la différence de masse neutron-proton, à l'heure actuelle, est de repousser le problème au niveau des quarks. Le proton est un état lié (*uud*), le neutron un état lié (*udd*), on admet tout simplement que la masse du quark *d* est plus élevée que celle du quark *u*. C'est complètement arbitraire et phénoménologique. Le problème de la masse des quarks est une des très grandes énigmes de la physique fondamentale d'aujourd'hui.

Bien entendu, cette explication *ad hoc* n'est pas du tout satisfaisante. On le mesure en considérant les implication phénoménologiques énormes du *signe* de cette différence de masse. Si le proton était plus lourd que le neutron, il serait instable soit par désintégration bêta

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad , \quad (1.65)$$

(si la masse du proton était plus élevée que la somme des masses du neutron et de l'électron) ou par capture électronique :

$$e^- p \rightarrow \nu n . \quad (1.66)$$

Au plan de la chimie organique comme de la biologie, cela ouvre d'intéressantes questions puisque toute la vie repose sur l'existence de molécules qui contiennent ^1H et n'existeraient pas si l'on avait $m_p > m_n$.

Les formes de vie que nous connaissons n'existeraient que si l'on pouvait remplacer l'hydrogène par du deutérium ^2H qui est, chimiquement, très proche. Nous verrons dans le chapitre 9 que cela ne serait pas possible, car très peu de deutérium existerait dans l'univers. Pour résumer le raisonnement, le mélange initial de noyaux a été produit pendant les 3 premières minutes après le Big bang. Avec la relation normale $m_n > m_p$, environ 75% de la matière nucléaire produite à cette époque était de l'hydrogène (^1H) et 25% de l'hélium ^4He . Le fait d'interchanger les masses du neutron et du proton aurait pour effet de remplacer ^1H par des neutrons libres et stables dans le mélange initial de noyaux. Mais cela ne changerait rien au fait qu'il y a *très peu* de deutérium. Le noyau ^2H est formé dans les trois premières minutes en très faible proportion (environ $\sim 10^{-5}$ par rapport à l'hydrogène, ou au neutron). Ce noyau est évidemment invariant par échange des deux masses. De plus, on sait que le deutérium, très fragile, ne peut être que détruit dans les fournaies stellaires.

Une fois ce mélange fabriqué, il se condenserait pour donner des objets comme les étoiles et les planètes. Les neutrons réagiraient très rapidement (sur des échelles cosmologiques) pour former de l'hélium par une suite de réactions comme :



Les réactions correspondantes, mais avec des protons au lieu des neutrons, ne se produisent pas rapidement car la répulsion électrostatique entre les protons chargés positivement freine leurs réactions nucléaires. Comme nous le rappellerons constamment, les neutrons ne sont pas gênés par cette « barrière coulombienne ».

Ainsi, dans un univers avec $m_p > m_n$, il faudrait se débrouiller avec pratiquement aucun isotope de l'hydrogène. Il n'est pas clair qu'une autre forme de chimie puisse exister qui soit suffisamment riche pour engendrer la vie. Il est certain que l'absence d'hydrogène augmenterait considérablement le temps nécessaire pour que les formes de vie évoluent.

6 Noyaux déformés

En parlant de rayons nucléaires, nous avons implicitement fait allusion à des noyaux sphériques, ou pratiquement sphériques. Notons, cependant, que si la plupart des noyaux magiques, semi-magiques¹⁰, et leurs voisins, sont sphériques dans leur état fondamental, les noyaux à couches ouvertes en neutrons ou en protons sont, en général, déformés (ellipsoïde aplati ou allongé). Ils ont notamment un spectre de rotation. Nous allons terminer ce chapitre par quelques mots sur la mise en évidence des déformations des noyaux.

Une méthode d'exploration de la structure de ces noyaux repose sur la physique atomique. Les électrons internes d'un atome lourd sont à des distances moyennes a_0/Z du noyau où a_0 est le rayon de Bohr. Leurs fonctions d'onde pénètrent appréciablement dans le noyau, ce qui produit des déviations notables dans leur spectroscopie. On peut ainsi remonter aux distributions de charge dans ces noyaux et à leurs déformations.

Atomes muoniques

Les *atomes muoniques* constituent un terrain expérimental particulièrement riche. Le lepton μ , découvert en 1937, et dont l'existence a longtemps été une énigme totale, est un cousin germain de l'électron. Élémentaire, ponctuel au même sens que l'électron, il a même charge électrique, même spin, mais il est 200 fois plus lourd : $m_\mu = 206,8 m_e$, et il est instable. Il se désintègre en un électron et deux neutrinos : $\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ avec une durée de vie moyenne $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ s. Dans les accélérateurs de particules, on

¹⁰Les termes magique, semi-magique et couches complètes seront définis au chapitre suivant.

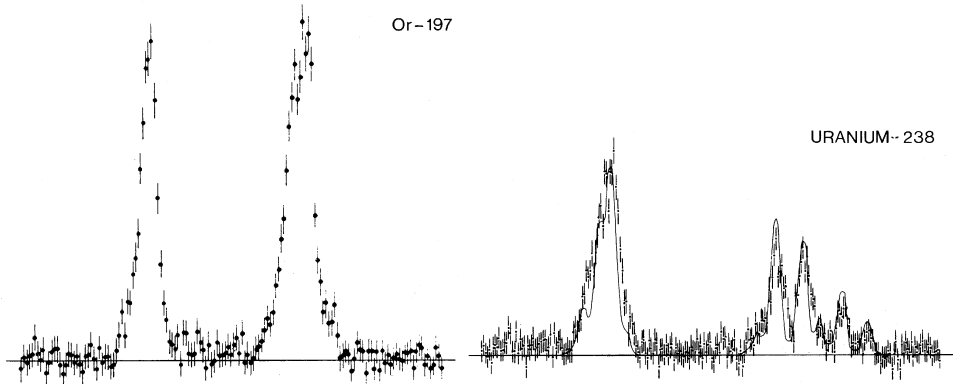


FIG. 1.7: Raies de transition des états $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ vers l'état $2s_{1/2}$ dans les atomes muoniques d'Or ($Z = 79, A = 197$) et d'Uranium ($Z = 92, A = 238$) (échelle en KeV). L'Or est bien sphérique, d'où la simplicité de la structure des raies; l'Uranium est déformé, le pic supérieur est clivé en 4 (clivage du niveau correspondant). (Document CERN.)

peut fabriquer des μ , les ralentir dans la matière et les faire capturer par des atomes, où ils forment des atomes hydrogéoïdes.

Dans un atome complexe, le μ n'est pas contraint, par rapport aux électrons, par le principe de Pauli. Le μ expulse les électrons, cascade de niveau en niveau pour tomber au voisinage du noyau, à une distance $a_\mu = \hbar^2 / Z m_\mu e^2$, 200 fois plus faible que le rayon moyen des électrons internes de l'atome. Il forme donc, autour du noyau, un atome hydrogéoïde, ne voyant plus, par effet d'écran, les électrons.

La durée de vie du muon est largement supérieure au temps total des cascades 10^{-14} s, comme au temps atomique $\hbar^3 / m_\mu e^4 \approx 10^{-19}$ s. Le μ peut donc être considéré comme stable par rapport à ces échelles de temps.

Le rayon de Bohr d'un atome muonique est du même ordre que le rayon des noyaux. Pour le plomb, $Z = 82$, de rayon $R \approx 8,5$ fm, $a_\mu \approx 3,1$ fm, et le μ pénètre largement dans le noyau : dans l'état fondamental, il a une probabilité de 90 % d'être à l'intérieur du noyau. Par conséquent, l'étude des spectres d'atomes muoniques permet l'étude de la structure des noyaux atomiques, notamment leur distribution de charge, c'est-à-dire de protons.

Dans le cas d'un noyau sphérique, le potentiel est harmonique à l'intérieur du noyau (en supposant la densité de charge uniforme) et coulombien à l'extérieur. La déviation de la position des niveaux par rapport au cas coulombien renseigne sur la distribution de charge. Si le noyau est déformé, ellipsoïde aplati (disque) ou allongé (cigare), la symétrie sphérique est rompue, et la dégénérescence dans le nombre quantique magnétique m est levée : les niveaux sont clivés.

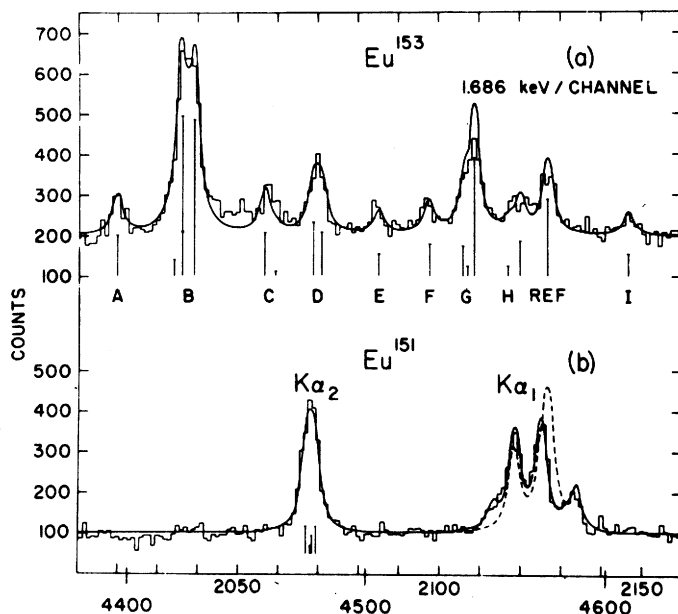


FIG. 1.8: Analogue de la figure précédente pour l'Europium. Distribution des photons dans la désexcitation d'atomes muoniques d' Eu^{151} (bas) et Eu^{153} (haut). On note que le spectre de l' Eu^{151} est semblable à celui de l'Uranium. En revanche, celui de l' Eu^{153} est complètement différent, indiquant une forte déformation de cet isotope.

La figure 1.7 provenant du CERN, montre les spectres d'atomes muoniques dans le cas de l'or Au , $Z = 79$, noyau sphérique, et de l'uranium U^{238} , $Z = 92$, noyau déformé, où l'on remarque la structure compliquée de la raie de plus haute énergie. C'est une méthode extrêmement précise pour déterminer les *déformations* des noyaux.

Un exemple spectaculaire provient des deux isotopes Eu^{151} et Eu^{153} de l'europium $Z = 63$, dont le spectre est donné sur la figure 1.8. L'isotope le plus léger est, comparativement, sphérique, et a un spectre assez simple, comparable à ceux de l'or ou de l'uranium. En revanche, celui de l'isotope lourd Eu^{153} est complètement différent, beaucoup plus complexe. Autrement dit, mettre 2 neutrons de plus, particules neutres n'influençant pas directement les forces coulombiennes, change complètement la distribution de charge, donc des protons, dans le noyau. C'est une source de renseignements intéressante et utile sur la structure des noyaux.

7 Bibliographie

1. *Nuclear Structure* A. Bohr et B. Mottelson, Benjamin, New York, 1969.

2. *Structure of the Nucleus* M.A. Preston et R.K. Bhaduri, Addison-Wesley, 1975.
3. *Nuclear Physics* S.M. Wong, John Wiley, New York, 1998.
4. *The Nuclear Many-Body Problem*, P. Ring et P. Schuck, Springer Verlag (1980).
5. *Theoretical Nuclear and Subnuclear Physics*, J.D. Walecka, Oxford University Press (1995).
6. *Cours de Physique Nucléaire* : Vincent Gillet, Ecole polytechnique (1984).
7. *Eléments de Physique Nucléaire* : W. Meyerhof, Edit. Dunod.
8. *Theoretical Nuclear Physics* A. de Shalit et H. Feshbach, Wiley, New York, 1974.
9. *Nuclear Forces* D.M. Brink, Pergamon Press, Oxford (1965).
10. *Introduction to Nuclear Physics* : Harald Enge, Addison-Wesley (1966).
11. *Theoretical Nuclear Physics* J.M. Blatt et V.F. Weisskopf, John Wiley et Sons, New-York (1963).
12. *Sites web de données nucléaires* :
 <<http://www.gsi.de>>,
 <<http://csa5.lbl.gov/fchu/ip.html>>,
 <<http://www.dne.bnl.gov/nndc.html>>,
 <<http://www.fysik.lu.de/NuclearData>>.