



HAL
open science

Décroissances beta et astrophysique

O. Sorlin

► **To cite this version:**

O. Sorlin. Décroissances beta et astrophysique. École thématique. Ecole Joliot Curie "Astrophysique nucléaire : du microcosme au macrocosme astrophysique", Spa, (Belgique), du 10-16 septembre 2000 : 19ème session, 2000. cel-00653825

HAL Id: cel-00653825

<https://cel.hal.science/cel-00653825>

Submitted on 20 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

DECROISSANCES BETA ET ASTROPHYSIQUE

(Cours donné à l'école la 19^{ème} école Joliot Curie, Septembre 2000)

O. Sorlin

Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS,

15 rue G. Clémenceau,

Bat 100, 91406 Orsay Cedex

e-mail : sorlin@ipno.in2p3.fr

Résumé:

La première partie de ce cours décrit brièvement les enjeux de l'étude de la structure des noyaux exotiques (éloignés de la vallée de stabilité) quant à l'évolution des nombres magiques. On remarque alors l'impact de cette magie au niveau microscopique sur l'abondance des éléments observés dans l'Univers. La complémentarité entre la physique nucléaire et les autres disciplines est essentielle pour la compréhension de processus stellaires explosifs. En particulier, les implications des durées de vie nucléaires, dont une introduction est présentée en seconde partie, sur le développement de nucléosynthèse est illustré au travers de quatre exemples. Les deux premiers se focalisent sur la production des éléments via captures de neutrons, les intérêts astrophysiques évoqués sont la compréhension d'anomalies isotopiques dans des météorites ou la synthèse d'éléments plus lourds que le fer. Le troisième exemple illustre comment les sursauts X, phénomène stellaire longtemps incompris pourrait être expliqué par des captures de protons lors de phases d'accrétion de systèmes binaires. Enfin, l'apport de l'astronomie γ permet de révéler la genèse du microscopique au sein des étoiles. En particulier, la déduction de quantité de masse éjectée de ^{44}Ti dans l'univers dépend de manière critique de sa durée de vie, variable selon la température de l'étoile. Outre des contextes astrophysiques différents, ces quatre exemples montrent la diversité des techniques expérimentales pour produire et déterminer la durée de vie de noyaux.

Abstract :

The first part describes the main challenges in the study of nuclei far from stability, as the evolution of magic numbers. The magic feature of the nuclei has a major impact on the fate of the stars and on the abundance of the elements produced herein. Interactions between other disciplines is essential to describe explosive scenarios in stars. Four implications of half-lives determination of nuclei on the onset of nucleosynthesis are described. The two first focus on the nucleosynthesis via neutron-captures, with the aim of understanding the puzzling abundance ratios in certain inclusions of meteorites and the synthesis of elements heavier than Fe with an r-process. The third one shows how rapid proton captures in binary stars could explain the observation of X-ray bursts. The last example shows how the measurement of the half-life of ^{44}Ti , a nucleus observed with space-based γ -ray telescope, influence the determination of its ejected rate in supernova stars. In these four examples, different techniques to produce nuclei in accelerator and study them through their β -decay are presented.

I. Noyaux exotiques et processus stellaires explosifs:

La description de la matière nucléaire a longtemps été déduite des propriétés spectroscopiques des noyaux stables. De ces études, il a été en particulier démontré que certains édifices nucléaires, constitués d'un nombre magique de protons et/ou de neutrons égal à 8, 20, 28, 50, 82 et 126, sont plus liés que les autres. La présence de gaps d'énergie autour de ces nombres magiques implique que l'énergie qu'il faut fournir pour exciter ces noyaux est bien supérieure à celle qui est nécessaire pour exciter ses proches voisins. La position en énergie des orbitales nucléaires et l'écart entre chacune sont directement liés au champ moyen qui a été utilisé pour ces noyaux. La forme de ce champ moyen est liée à la distribution en masse des nucléons dans le volume du noyau, longtemps modélisée par une fonction de type Woods-Saxon. On sait par exemple que ces nombres magiques sont différents si l'on utilise un champ moyen de type oscillateur harmonique, dont la forme en surface est plus diffuse que celle d'un Woods-Saxon. Certains édifices quantiques, comme les agrégats métalliques sont d'ailleurs mieux modélisés à l'aide d'un oscillateur harmonique, entre autres parce que le terme de potentiel spin-orbite y est très faible. Depuis dix ans environ, la physique nucléaire s'est enrichie de par la possibilité de produire et d'étudier des noyaux éloignés de la vallée de stabilité. Ces noyaux, enrichis en protons ou neutrons ont été appelés exotiques avant même de découvrir que certains d'entre eux, proches de la limite de liaison nucléaire, avaient des propriétés très surprenantes. En particulier, l'étude des noyaux légers riches en neutrons a démontré la présence de neutrons bien au-delà des limites de rayon atteintes par un noyau isobare stable. Par suite, ces noyaux ont été appelés noyaux à halo de neutrons. Expérimentateurs et théoriciens ont alors suggéré pour des noyaux plus lourds très riches en neutrons qu'une des conséquences majeure de ce changement de densité nucléaire se traduit par la disparition progressive de magie à $N, Z = 20, 28, 50, 82...$ Ces nombres magiques pourraient être remplacés par d'autres, $N, Z = 16, 40, 70...$ selon la manière dont les neutrons vont occuper le noyau.

W. A Fowler, prix Nobel de physique, fut l'un des pionniers en astrophysique nucléaire à montrer le lien important entre l'existence des nombres magiques et l'observation des pics d'abondances des éléments dans l'Univers. Il établit alors un pont entre le monde microscopique nucléaire et le monde macroscopique astronomique. Il devenait alors également clair que des conditions plus ou moins explosives ont été à l'origine de la production de certains éléments (processus s et r). Lors de conditions stellaires explosives, telles celles qui règnent au cœur d'étoiles de type supernova II, la nucléosynthèse des éléments transite par des noyaux très différents de ceux qui existent sur terre à l'état stable du fait des températures et densités de neutrons extrêmes. Les éléments observés sur terre, dans certaines inclusions de météorites, ou lors d'observations astronomiques sont souvent des « scories » issues des chaudrons cosmiques que sont les étoiles. Ainsi, un des buts de l'astrophysicien nucléaire est de retracer les voies empruntées par la nature pour synthétiser

les éléments. L'étude de la structure nucléaire de noyaux exotiques permet en partie de mieux appréhender ce qui se déroule dans les étoiles en phase explosive, à savoir quelles réactions nucléaires ont lieu, leur vitesse, quelle est l'énergie produite au sein de l'étoile, quels sont les noyaux générateurs des noyaux stables, et en quelle proportion le sont-ils ? Ces questions ne peuvent être résolues qu'avec l'intégration des connaissances issues d'autres disciplines comme l'astronomie (dans ses domaines d'explorations en longueur d'onde les plus divers), l'hydrodynamique (qui permet de modéliser comment une étoile explose, et comment sont expulsés les éléments produits en son sein), la géophysique (à travers notamment l'étude des abondances observées dans des météorites extra-solaires),... Ainsi, et comme nous le verrons dans la suite, la physique nucléaire des noyaux exotiques prend une place importante dans cette quête de la compréhension des abondances des éléments dans l'univers.

II. Décroissance bêta :

L'étude des décroissances bêta de noyaux permet d'accéder à la durée de vie des noyaux, mais aussi à la structure nucléaire des noyaux fils par l'observation de raies d'émission gamma qui dépeuplent les niveaux excités alimentés par décroissance bêta (Fig. 1). Ainsi, la décroissance radioactive vers des noyaux pair-pair permet de déterminer l'énergie de leur premier état excité, alimenté par des états de plus haute énergie ou directement. Cette énergie donne par exemple une première information qualitative quant à leur nature sphérique ou déformée d'un noyau. La décroissance vers des noyaux pair-impair donne souvent accès à

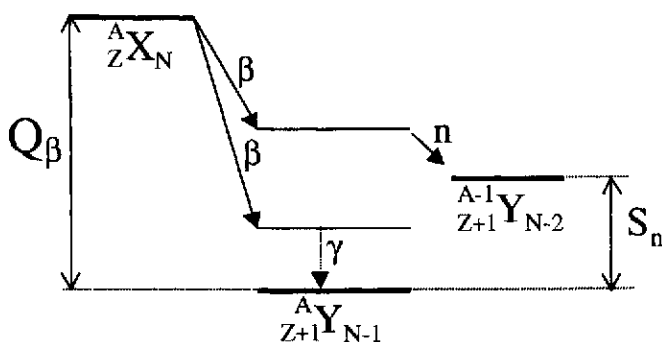


Figure 1 : Exemple de décroissance radioactive βn et $\beta \gamma$. Q_β et S_n représentent respectivement l'énergie disponible lors de la transition et l'énergie de séparation d'un neutron du noyau fils.

la position en énergie des orbitales nucléaires peuplées lors de cette décroissance. Lorsque l'énergie disponible Q_β est supérieure à l'énergie de séparation de neutron S_n du noyau fils, alors l'émission de l'électron β pourra coïncider avec l'émission d'un neutron (Fig. 1). Dans le cas de l'émission βn , qui a lieu pour des noyaux riches en neutrons, le noyau va lors de cette décroissance convertir un neutron en proton puis émettre un neutron. Lors de ces décroissances, les règles de sélection des opérateurs de

transitions (Fermi ou de Gamow-Teller) régissent la probabilité de peupler un niveau (cf. cours Ch. Volpe). Les règles de sélection nucléaire issues d'autres techniques d'étude spectroscopique (l'excitation Coulombienne, les réactions de transfert, la décroissance gamma issue d'états isomériques) étant souvent différentes, la décroissance bêta apporte toujours un complément d'informations quant au spin des niveaux peuplés. Parfois même, elle s'avère être la seule méthode expérimentale accessible à présent pour étudier des noyaux très exotiques, difficilement produits aujourd'hui en laboratoire. Dans la suite, j'illustrerai

l'importance de ces études de décroissance béta au travers de quatre exemples d'intérêt astrophysique qui ne reflètent que quelques facettes de la richesse de ces études.

III. Des inclusions de météorites aux abondances anormales.

L'analyse de composition isotopique d'inclusion de météorites d'origine extra-solaire permet de connaître l'abondance relative des isotopes produits dans un type d'étoile. En effet, certaines inclusions se sont condensées lors du refroidissement d'une étoile après son explosion. Elles voyagent ensuite dans l'espace et le temps et sont parfois piégées dans des substrats plus gros. Elles parviennent sur terre sous forme de météorites et nous livrent leur composition au moment de leur création, au moins pour les inclusions réfractaires dont la composition n'a pas été altérée lors de la formation du système solaire. Ainsi, de nombreuses inclusions riches en CaAl d'un diamètre d'environ 1cm et de couleur blanche ont pu être extraites de la météorite d'Allende d'un poids de deux tonnes, tombée en 1969 au Mexique. Leur température de fusion est de 1500-1900K et elles présentent pour la plupart un enrichissement en isotopes riches en neutron de ^{48}Ca , ^{50}Ti et ^{54}Cr bien supérieur à celui observé dans notre système solaire. En particulier, l'inclusion EK1-4-1 présente des rapports d'abondances isotopiques $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca} = 250$ alors que dans le système solaire ce rapport est remarquablement constant et égal à 53. Ce fait semble indiquer que ces inclusions de météorites sont issues d'un milieu stellaire très enrichi en neutrons. Egalement, d'autres inclusions présentent un excès de ^{58}Fe et ^{64}Ni corrélé aux isotopes riches en neutrons de Ca-Ti-Cr [Met]. Ces observations tendent à montrer que tous ces isotopes ont été produits au sein d'un même processus stellaire. Nous pouvons essayer de le caractériser avec la containte de reproduire quantitativement l'ensemble de ces rapports isotopiques. Un des processus préconisé est un mini processus r, dont les conditions de densités de neutrons $d_n = 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et de température $T = 8 \cdot 10^8 \text{ K}$ sont un peu plus faibles que celles d'un processus r [Kra91, Sor93]. A l'aide de ces conditions, une suite de capture de neutrons peut s'amorcer à partir de noyaux stables jusqu'au moment où le temps moyen nécessaire pour capturer un neutron devient plus long que celui de décroissance β . Un point de branchement a alors lieu, déviant temporairement la nucléosynthèse vers un élément de Z plus élevé, et donc vers la vallée de stabilité. Le noyau fils va à son tour capturer un ou des neutrons selon la durée de l'explosion et la compétition avec la décroissance β . Si ces captures de neutrons ont lieu très loin de la vallée de stabilité, les noyaux sont parfois émetteurs βn . L'exemple illustré sur la figure 2 montre la localisation des points de branchement en utilisant un calcul paramétrique qui inclut les valeurs de durées de vies expérimentales des $^{44-45}\text{S}_{28-29}$ et $^{45-46}\text{Cl}_{28-29}$ [Sor93, Sor95] Ces mesures ont été réalisées dans le but de comprendre l'origine du rapport isotopique élevé $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca} = 250$ et en particulier l'origine de la faible production de ^{46}Ca . Du fait de la courte durée de vie du ^{45}Cl ($T_{1/2} = 0.4\text{s}$, à comparer avec le temps de capturer un neutron $t_n = 1.07 \text{ s}$), la capture de neutrons dans la chaîne isotopique des Cl, n'atteint pas la masse $A=46$, étant déplétée à $A=45$. Le ^{46}Cl ayant de plus une probabilité mesurée de 60% de décroître par émission βn (P_n), il va de préférence alimenter l' ^{45}Ar . Il existe donc très peu d'isobares $A=46$ qui peuvent être géniteurs potentiels, après décroissance β , du ^{46}Ca . Par ailleurs, la capture de neutrons n'atteint pas cette masse dans la chaîne des S (le point de branchement étant ^{44}S) et la dépasse très largement dans celle des Ar, où l'on trouve les géniteur principaux du ^{48}Ca aux

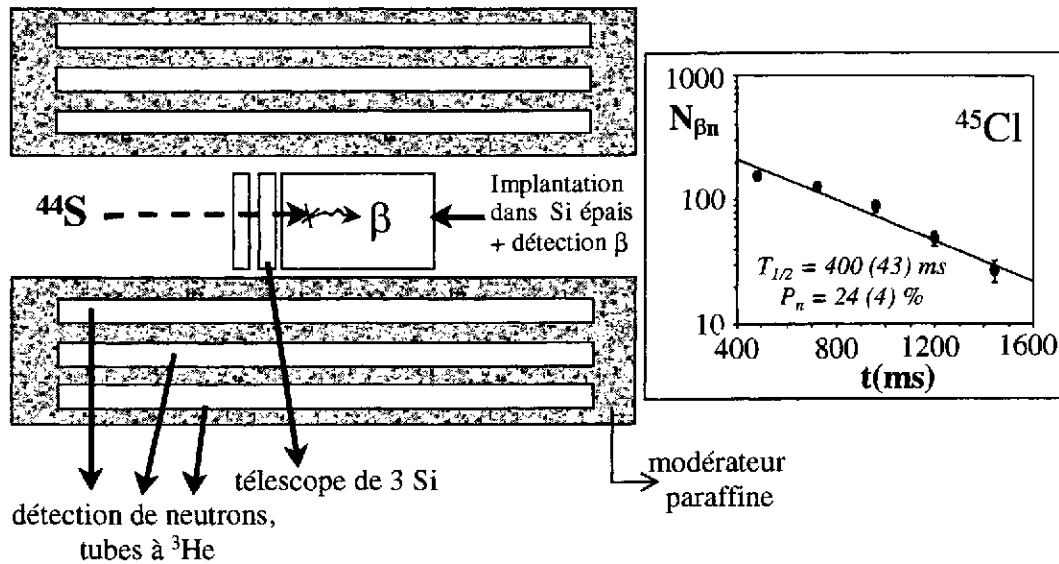


Figure 3 : gauche : schéma de principe de détection β -n .droite : Exemple de détermination de période $T_{1/2}$ en utilisant les coïncidences β -neutrons. La probabilité d'émission de neutron P_n est de 24% pour le ^{45}Cl .

masses $A=48,49$. On voit donc que l'on peut dans ce cadre comprendre, au moins ici qualitativement, la faible production du ^{46}Ca par rapport à celle du ^{48}Ca et ainsi le grand rapport isotopique $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}=250$. Un calcul plus complet a montré qu'il est possible de reproduire les anomalies en Ca-Ti-Cr sous certaines conditions stellaires explosives [Böh98]. Les isotopes de $^{44-45}\text{S}_{28-29}$ et $^{45-46}\text{Cl}_{28-29}$ ont été produits comme faisceaux secondaires par fragmentation d'un projectile de ^{48}Ca au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds et sélectionnés à l'aide du spectromètre LISE3. Le taux de ^{44}S , de ^{45}Cl était par exemple environ de 10 noyaux par secondes. Ils sont identifiés par leur perte d'énergie laissée dans un empilement de détecteurs Si (épaisseurs 300 μm , 300 μm et 3mm) et par le temps qu'ils mettent pour parcourir l'ensemble du spectromètre. Lorsque l'un de ces noyau est implanté, le faisceau primaire est stoppé durant 1.5 secondes afin de détecter l'émission du β de décroissance et d'éviter d'implanter en même temps d'autres noyaux issus de la réaction de fragmentation susceptibles d'agir comme contaminant pour la mesure. La durée de coupure de faisceau est choisie de manière à laisser le temps à chacun des isotopes implantés un à un de décroître. Un noyau a environ 95% de chances de se désintégrer après 5 fois sa période. La détermination des durées de vie des noyaux sus cités s'est effectuée en utilisant le fait que ces noyaux sont émetteurs βn . Les neutrons émis en coïncidence sont détectés dans des tubes d' ^3He après avoir été thermalisés dans de la paraffine (cf. fig. 3). L'efficacité de détection des neutrons est de 33%. Ainsi, l'on compte le nombre de coïncidences β -neutrons détectées en fonction du temps depuis l'implantation du noyau précurseur. Après 1.5 secondes, un autre noyau est implanté et l'on répète la mesure pour finalement construire un histogramme du type de celui de la Fig. 3 droite. En déterminant le rapport du nombre de coïncidences β -n observées corrigé de l'efficacité de détection $\epsilon_{\beta n}$ sur le nombre de noyaux implantés, on peut déterminer la probabilité P_n que la décroissance ait lieu par émission βn et non par β seul. Les résultats de ces mesures de périodes et P_n , ainsi que de celles du $^{43}\text{P}_{28}$ [Sor95] ont montré sur le plan structure nucléaire que la fermeture de couche $N=28$ est, pour ces noyaux riches en neutrons, beaucoup moins forte que prévue. Les valeurs de durées de vie mesurées sont d'un

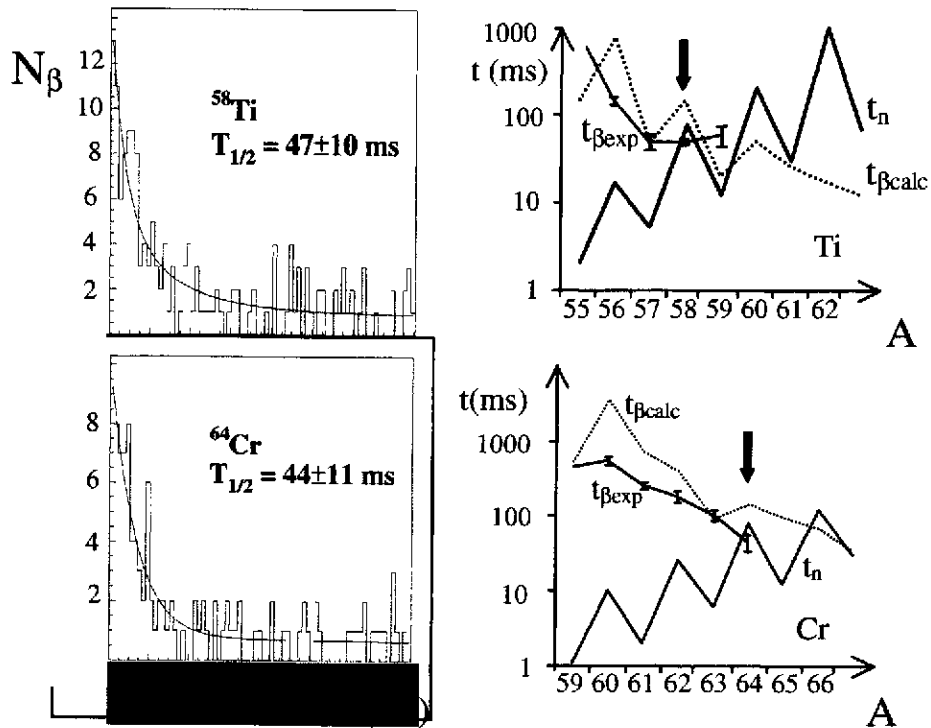


Figure 4 : gauche : détermination des durées de vies du ^{58}Ti et du ^{64}Cr . droite : comparaison des temps de capture de neutrons t_n , des temps de décroissances β calculés $t_{\beta\text{calc}}$ et des valeurs expérimentales $t_{\beta\text{exp}}$. Le calcul de t_n a été réalisé pour $d_n = 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $T = 8 \cdot 10^8 \text{ K}$. Les lieux des points de branchement sont indiqués par les flèches verticales.

facteur 3 à 10 plus courte que les prédictions théoriques qui supposaient que la magie permettrait à ces noyaux de rester sphérique. Ces études de décroissances β se sont poursuivies au GANIL sur des noyaux de Z plus élevé afin de déterminer quels pourraient être les géniteurs de noyaux stables plus lourds tels que ^{58}Fe et de ^{64}Ni . Pour des conditions de densité et température similaires à celles qui sont favorables à la compréhension des rapports isotopiques de Ca-Ti-Cr, les points de branchement sont attendus pour le ^{58}Fe et le ^{64}Ni dans les chaînes isotopiques de $Z = 21-24$ (Sc-Cr). Les durées de vie des noyaux de $^{57-59}\text{Ti}$, $^{59-62}\text{V}$, $^{61-64}\text{Cr}$ ont été mesurées afin de comparer les temps de capture neutrons calculés dans chaque chaîne isotopique aux valeurs de périodes. Les résultats expérimentaux de ^{58}Ti et de ^{64}Cr [Sor00] sont présentés figure 4, avec les implications correspondantes sur la localisation des points de branchement.

On peut ainsi remarquer que pour les Ti, la durée de vie β devient plus courte que le temps de capture neutron à la masse 58, alors que pour les Cr, ce branchement apparaît à $A = 64$. Ainsi, en utilisant les mêmes conditions de d_n et T que celles utilisées pour reproduire les surabondances de Ca-Ti-Cr, les isotopes de ^{58}Ti et de ^{64}Cr peuvent être géniteurs de ^{58}Fe et de ^{64}Ni après décroissances β successives. La localisation de ces points de branchement déduite des périodes expérimentales diffère de quelques masses de celle déduite en utilisant les prédictions théoriques de durées de vie $t_{\beta\text{calc}}$ de P. Möller [Möl97] (trait pointillé dans la Fig.4). Il est important de noter que les prédictions théoriques de périodes utilisent les informations de structure nucléaire telles que la masse des noyaux, leur déformation. Pour le

$^{64}\text{Cr}_{40}$, rien n'était connu jusqu'alors, rendant ainsi les prédictions très hasardeuses. En particulier pour cet isotope, le rôle de la fermeture de sous-couche $N=40$ est très important pour le modéliser. Il faut noter que les déductions sur les localisations de points de branchement changent si l'on augmente par exemple la densité de neutrons utilisée dans les calculs, le temps de capture de neutron s'en trouvant ainsi raccourci en proportion. Par ailleurs, les prédictions de temps de capture de neutrons dépendent de la structure des noyaux et en particulier de leur déformation [Rau95] et de la densité de niveaux accessibles pour cette capture (cf. cours de P. Descouvemont). Cette densité varie entre un noyau magique et un noyau déformé, induisant des variations possibles de facteurs 2-3 dans ces réactions. Une autre incertitude réside dans la masse des noyaux, qui n'a pas encore été déterminée pour ceux qui sont aux points de branchement. Elles influencent également le taux de capture.

IV. Processus rapide de capture de neutrons :

Ce processus est décrit en détail dans le cours de S. Goriely. Je me focaliserai donc uniquement sur le rôle des décroissances β dans ce processus après en avoir rappelé quelques points clés. L'augmentation de température et de densité de neutrons au sein d'une étoile explosive conduit à des captures successives de neutrons extrêmement rapides. Les temps moyens de capture de neutrons sont alors 10-100 fois plus courts que les durées de vies des noyaux. La capture de neutrons va donc s'effectuer jusqu'à la limite de photo-désintégration des noyaux. L'énergie de séparation de neutron S_n du noyau $A+1$ devient si faible qu'un équilibre entre la capture de neutron (n,γ) et la réaction inverse (γ,n) s'établit à cet endroit [Kra93]. On s'attend logiquement à ce que ce phénomène s'établisse en particulier aux fermetures de couche neutron où S_n chute brutalement. A chaque endroit où cet équilibre s'établit, on observe une accumulation de noyaux qui doivent attendre la décroissance β pour que la nucléosynthèse puisse continuer à se développer. Ces points d'accumulation constituent les principaux lieux où se situent les géniteurs de noyaux stables. L'étude des fermetures de couches neutrons pour des noyaux situés loin de la vallée de stabilité est donc fondamentale puisque environ la moitié des éléments lourds y sont fabriqués. L'influence d'une érosion de magieité aux fermetures de couche influence d'ailleurs très fortement l'abondance des éléments produits [Che95]. Certaines théories actuelles invoquent la progressive disparition des effets de couches nucléaires $N=50$ et $N=82$ pour des noyaux présentant un grand excès de neutrons. Ces études constituent un défi pour le futur. D'ores et déjà, des mesures de durées de vie ont été effectuées autour de $N=50$ jusqu'au $^{79}\text{Cu}_{50}$ au CERN [Kra91]. Celles-ci ont montré la validité du concept de point d'attente et de fixer des conditions de températures stellaires et de densités de neutrons permettant de reproduire les abondances des éléments autour de la masse 80. Plus récemment, les noyaux $N=82$ de $^{130}\text{Cd}_{82}$ et de $^{129}\text{Ag}_{82}$ ont été étudiés [Kra00]. Ces noyaux ont été produits par réactions de spallation induites par la collision de protons de 1.4 GeV du CERN sur une cible épaisse d' ^{238}U . Les noyaux diffusent hors de la cible puis sont ionisés. Cette ionisation doit être extrêmement sélective de manière à extraire les quelques noyaux intéressants produits parmi les milliards d'autres noyaux produits. Ils sont ionisés par triple excitation induite par un laser, ceci permettant une sélection en Z , puis sont triés en masse à l'aide du séparateur ISOLDE. La

période de l' ^{129}Ag a été obtenue à l'aide du spectre de nombre de coïncidences β -n en fonction du temps (Fig. 5) après soustraction de la contribution restante de l'isobare ^{129}In . Ces mesures sont très délicates du fait de la difficulté de produire ces noyaux et de les sélectionner. Chaque étude de noyau nécessite un développement particulier au niveau de l'ajustage des fréquences des laser. Un exemple d'implication de ces mesures de périodes sur l'abondance des éléments produits lors d'un processus r est montré sur la figure 6.

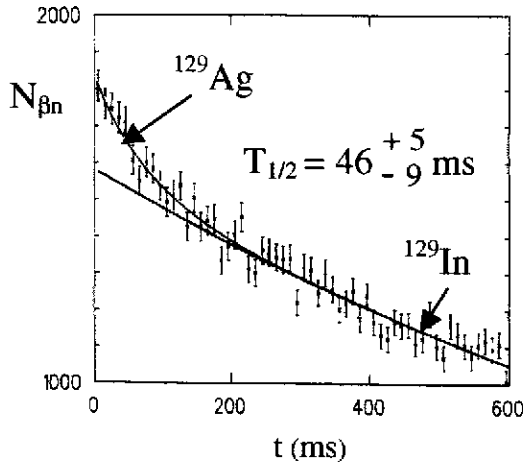


Figure 5 : Détermination de période de ^{129}Ag après soustraction de la contribution de ^{129}In .

Les quatre tableaux de cette figure utilisent les mêmes conditions stellaires mais des durées de vie des noyaux $N=82$ de Cd et Ag variant de 20 ms à 750 ms. On voit une claire variation de la forme du pic d'abondance autour de la masse $A=130$, et une variation de plus d'un facteur 10 de l'abondance des éléments produits au-delà. Les résultats d'abondance des éléments obtenus par ce calcul paramétrique sont probablement très différents de ceux qui seraient donnés par un calcul utilisant des conditions plus réalistes de profil de densités de neutrons et de

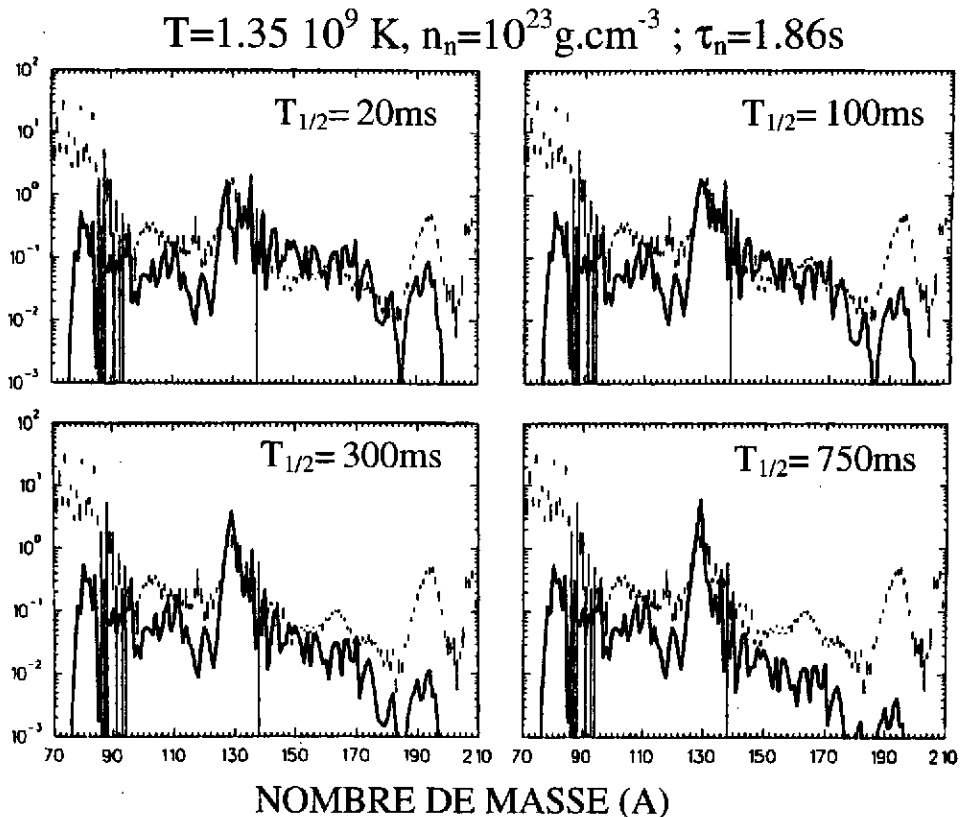


Figure 6 : Abondances des éléments produits (trait plein) en utilisant un calcul paramétrique dont les conditions de température, de densité de neutrons et de durée d'irradiation sont inscrits en haut de la figure. Elles sont comparées aux abondances solaires r (points). Voir le texte pour plus de détails et la réf. [Kra98].

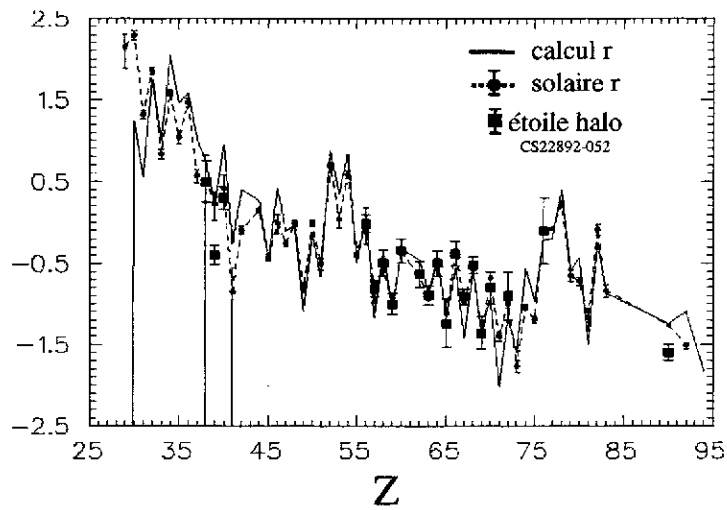


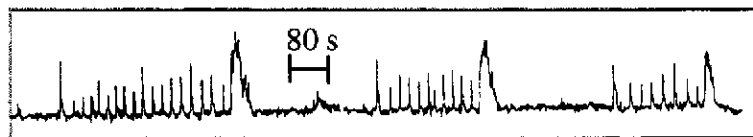
Figure 7 : Comparaison des abondances des éléments solaires r (ronds), des calculs (traits pleins) et des observations astronomiques d'une étoile du halo galactique (carrés) [Cow99].

température en fonction du temps. Néanmoins, ce type de calcul permet d'isoler l'effet des durées de vie sur la globalité des calculs et d'en souligner l'importance.

Les progrès récents en astronomie ont permis d'accéder à la composition en éléments d'étoiles du halo galactique. Les observations faites à l'aide du spectrographe Keck I ont montré que le profil d'abondance des éléments des étoiles de faible métallicité est similaire à celui que l'on trouve dans le système solaire [Cow99]. Les étoiles de faible métallicité correspondent à des étoiles peu enrichies en Fer, et sont donc au début de leur évolution cosmique puisqu'au cours du temps les étoiles s'enrichissent progressivement en éléments lourds produits par nucléosynthèses successives. Il semble donc de par cette observation que la nature reproduit au cours du temps une nucléosynthèse de type r à l'identique de profil d'abondance de type solaire, au moins pour les éléments de $Z \sim 37$ et $Z > 55$ pour lesquels les observations ont été réalisées. Le calcul d'abondance r présenté est également en très bon accord avec les observations [Cow99].

V. Processus rp :

Ce processus pourrait avoir lieu lors d'accrétion de matière de type Hydrogène sur une étoile à neutrons. La moitié des étoiles observées dans l'univers vivent en symbiose avec une étoile compagne, mais lorsque par exemple l'enveloppe de l'une d'elle augmente fortement (dans le cas d'une géante rouge par exemple), elle peut être happée plus ou moins violemment par l'autre étoile. La violence de ce phénomène étant d'autant plus importante que l'étoile « cannibale » est dense, comme ceci est le cas pour une étoile à neutron. Les couches d'H sont chauffées à très haute température (jusque 10^9K) et sont fortement compressées lors de ces accrétions, induisant alors des réactions nucléaires de captures d'H (protons) de type CNO



sursaut X MXB 1730-335

Figure 8 : Exemple de variabilité temporelle d'un sursaut X. Une durée de 80 secondes est schématisée sur la figure. Certains sursauts présentent des variabilités de l'ordre de la seconde, d'autres de l'ordre de la minute. Des flashes très courts sont souvent suivis d'un beaucoup plus long, de luminosité plus grande.

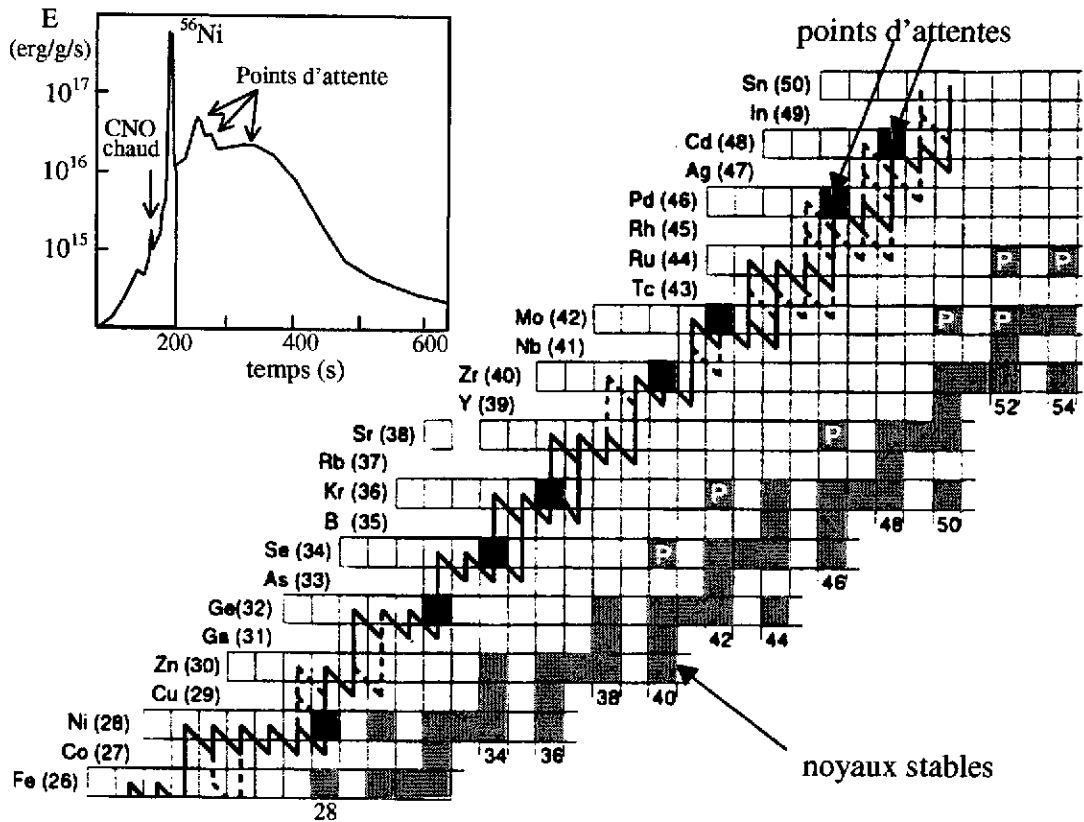


Figure 9 : Développement du processus rp au-delà du ^{56}Ni . Les points d'attente sont représentés par des carrés sombres au voisinage de la limite de liaison nucléaire. La courbe en haut à gauche traduit l'évolution temporelle calculée de l'énergie libérée par le sursaut X avant et après la production du ^{56}Ni qui correspond au maximum de la courbe. D'après la réf. [Wie99].

chaud puis triple α qui peuvent rapidement mener à la synthèse du ^{56}Ni . Ces réactions nucléaires produisent en quelques dizaines secondes des quantités d'énergie importantes (10^{38} erg/s) qui fluctuent selon le flot d'accrétion. Elles sont reflétées sous forme de sursauts d'énergies dans le domaine des rayons X (cf Fig. 8).

Il est remarquable de voir que le noyau de ^{56}Ni constitue un point d'attente important qui va ralentir le processus puisqu'à chaque fois que celui-ci capture un proton, le noyau produit se photo-désintègre presque instantanément en raison de la température très importante de l'explosion et de la valeur du Q de réaction de capture très défavorable. Il s'établit donc un équilibre entre la réaction (p,γ) et la réaction inverse (γ,p) semblable à ce qui se déroulait dans le processus r, mais de l'autre côté de la vallée de stabilité. Une fois de plus, la structure nucléaire joue un rôle clé : ici l'extrême énergie de liaison du noyau doublement magique ^{56}Ni , combinée à sa longue durée de vie de 6 jours environ, enfreint le développement du processus explosif. La production d'énergie diminue, la couche accrétée se refroidit jusqu'à une température qui permettra au noyau $Z+1$ de ne plus être détruit sitôt qu'il était produit. La nucléosynthèse reprend alors, se heurtant souvent aux noyaux situés à la limite de liaison nucléaire dans les chaînes isotopiques de Ge, Se, Kr, Zr, ... devant attendre la décroissance β^+ de ces noyaux avant de capturer à nouveau un proton. Les modulations de forme de la courbe d'énergie de la Fig. 9 après le pic principal sont le reflet de l'existence de ces points d'attente,

l'énergie libérée par réaction nucléaires chutant à chaque fois^a. La connaissance de la limite de liaison nucléaire, ainsi que des énergies de liaisons de ces noyaux fixe donc les « chemins » de nucléosynthèse à une température donnée. Selon les pièges rencontrés, la capture de protons pourrait atteindre la région du noyau doublement magique ^{100}Sn [Wie99]. Dans le cas de certains points d'attentes, il est possible que la capture de 2 protons, en transitant par un noyau non lié, puisse permettre au processus de continuer à se développer sans attendre la décroissance β^+ . Cette éventualité est schématisée sur la fig. 9 pour le $^{76}\text{Sr}_{38}$. Elle est beaucoup moins probable dans le cas du ^{80}Zr , car le noyau de ^{81}Nb par lequel transite cette double capture, est calculé comme fortement non-lié. A cet endroit, le processus devra alors attendre la décroissance radioactive et va accumuler des noyaux de ^{80}Zr qui vont ensuite alimenter par filiation radioactive des noyaux stables de masse $A=80$. Les prédictions de durées de vie du ^{80}Zr dépendent assez fortement de sa masse et de sa déformation, inconnues jusqu'à présent. En combinant les incertitudes sur le calcul de la période $T_{1/2}$ de ce noyau dues à la méconnaissance de sa masse et à sa déformation, les prédictions varient entre 3 et 25 secondes [Sch98] (Fig. 10). La faible énergie du premier état excité du ^{80}Zr (noyau comportant un nombre de nucléons $N=Z=40$) semble montrer qu'il est extrêmement déformé^b, en accord avec les prédictions FRDM de P. Möller qui donnent $\epsilon_2 \sim 0.4$ (Fig. 10).

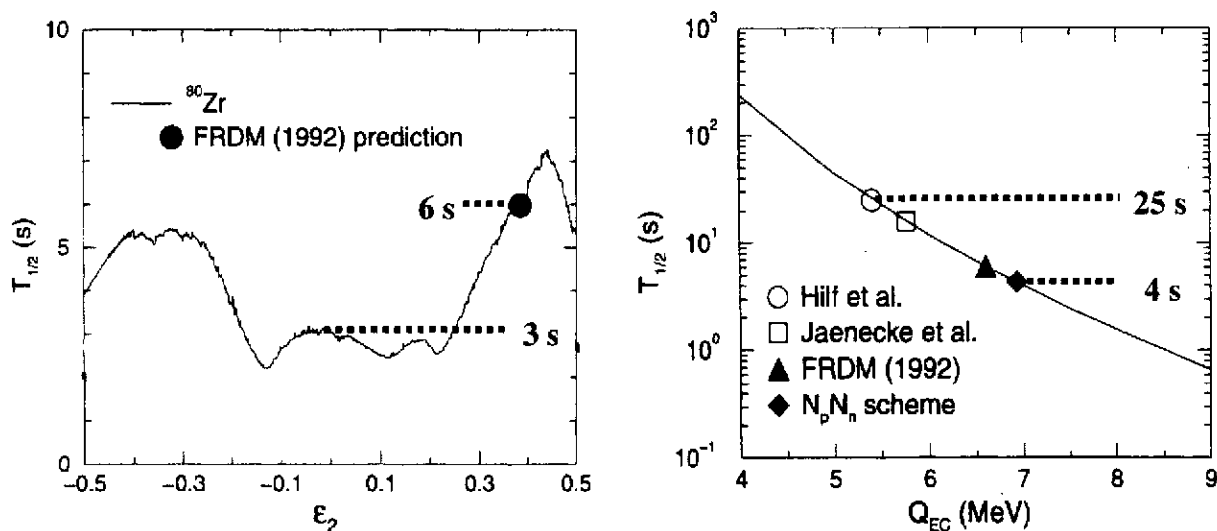


Figure 10 : *gauche* - Prédiction de durée de vie $T_{1/2}$ en fonction de la déformation du noyau ϵ_2 - *droite* - de l'énergie Q disponible pour sa décroissance. Les symboles sur la courbe de droite indiquent les valeurs de périodes obtenues avec différentes estimations des masses et donc du Q disponible [Sch98].

La détermination expérimentale de la durée de vie de ce noyau conditionne le flux de noyaux de masse $A=80$ accumulé, l'évolution de l'énergie libérée par l'explosion et son temps caractéristique. Sa durée de vie a été mesurée récemment au laboratoire d'Oak Ridge [Res00] (Etats Unis). Le ^{80}Zr a été produit en bombardant une cible enrichie en ^{24}Mg par un faisceau de ^{58}Ni à 195MeV délivré par un accélérateur de type TANDEM puis sélectionné en A/Q par

^a Les flashes très bref observés figure. 8 (également Fig. 9 insert à gauche) pourraient provenir d'une combustion partielle des couches accrétées en raison de densités et températures trop faibles, les réactions nucléaires ne parvenant alors pas au delà du ^{56}Ni

^b Les énergies 2^+ (290keV) et 4^+ (828keV) de ce noyaux lui confèrent une allure proche de celle d'un rotor rigide pour lequel $E(4^+)/E(2^+)=3.3$.

un spectromètre et implanté sur un dérouleur de bande. Celui-ci était entouré de quatre détecteurs Ge segmentés dont un sensible aux photons de basse énergie et d'un détecteur plastique pour collecter les β de décroissance radioactive. La bande restait en position fixe pendant 20 secondes de manière à collecter le ^{80}Zr , puis était déroulée pour évacuer les produits de filiation. Par cumul de cycles, un spectre d'électron de décroissance en fonction du temps a pu être construit afin de déterminer la période du noyau. La grande difficulté de cette mesure résidait dans le fait de la contamination en électrons très importante par d'autres noyaux, mieux produits que le ^{80}Zr dont la section efficace de production est de quelques μbarn . En utilisant la connaissance d'une transition isomérique à 84keV dans le noyau fils de ^{80}Y , retardée par rapport aux transitions γ normales d'une durée de vie de 4 μs , les électrons de décroissance du ^{80}Zr ont été validés seulement s'ils étaient suivis par un photon de 84keV dans une gamme de temps de 20 μs . Cette coïncidence β - γ -retardé permet de s'affranchir du bruit de fond en e^+ et de déduire que $T_{1/2} = 4.1(6)\text{s}$.

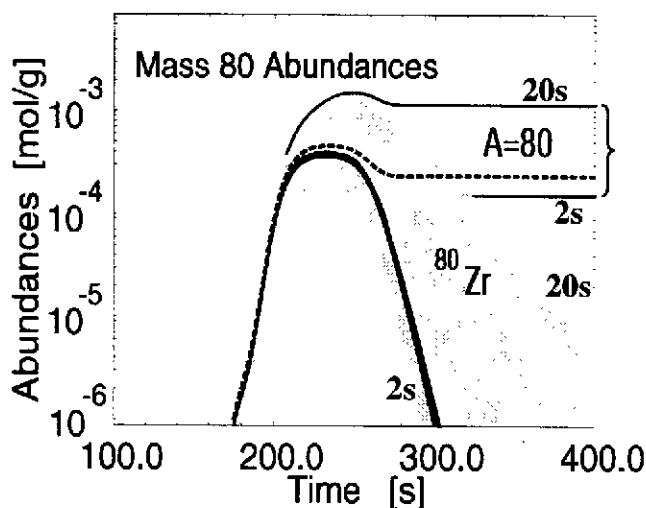


Figure 11 : Profil d'abondance du ^{80}Zr et des noyaux de masse $A=80$ (produits par filiation) en fonction du temps pour différentes valeurs de durée de vie du ^{80}Zr allant de 2s à 20s (zones ombrées). Avec la détermination expérimentale de 4s, les profils de production du ^{80}Zr et $A=80$ sont représentés par le trait plein épais et en tiret respectivement [Res00].

Cette mesure permet de mieux estimer le profil d'abondance de production du ^{80}Zr en fonction du temps (Fig.11 trait plein épais) ainsi que de ses descendants de masse $A=80$ (trait pointillé). Les zones grisées délimitent les incertitudes sur la production de ^{80}Zr et de ses descendants en prenant une durée de vie de 2s à 20 secondes. Du fait de sa relativement courte durée de vie mesurée (4s), le ^{80}Zr disparaît assez rapidement, et on ne produit pas de quantité trop importante de noyaux $A=80$. Ce type d'événement stellaire produit d'après les calculs des quantités très importantes d'éléments de type p (reportés sur la Fig. 9). En particulier, les ^{84}Mo , ^{92}Pd , ^{96}Cd pourraient être géniteurs directs des éléments p de ^{84}Sr , ^{92}Mo , ^{96}Ru . L'origine de la production de ces noyaux dans l'univers

est encore aujourd'hui mal connue. Les sursauts X pourraient en être à l'origine, si toutefois de la matière parvient à être éjectée de ces accrétions violentes sur des étoiles à neutrons sous forme de vents stellaires par exemple. Jusqu'à présent les astrophysiciens pensent plutôt que rien n'est éjecté d'une étoile à neutron !

VI. Décroissance β et astronomie γ :

Les supernovae sont les principales sources d'activités galactiques. Le profil de leurs courbes de luminosité reflète la décroissance des noyaux radioactifs produits, dont principalement le ^{56}Ni et ses descendants (Fig. 12). Ce rayonnement nucléaire chauffe les couches de l'étoile qui donnent un rayonnement visible dont la décroissance en fonction du

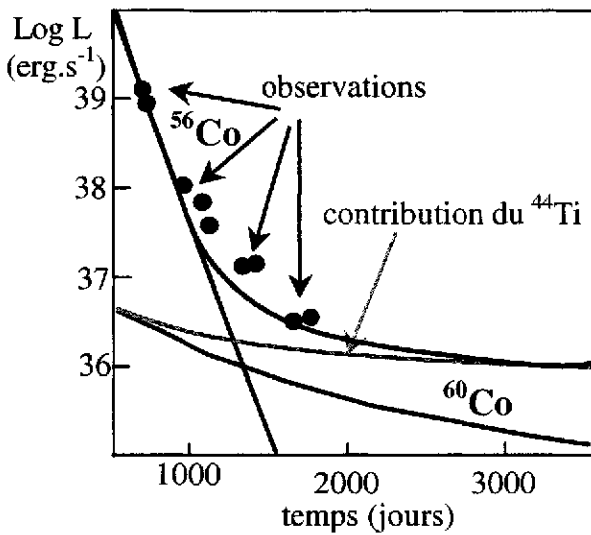


Figure 12 : Courbe de luminosité de la supernova SN1987A. Les contributions des différents noyaux radioactifs de ^{56}Co , ^{60}Co , et de ^{44}Ti sont indiquées en traits pleins [Tim96]. Les observations sont indiquées sous forme de points.

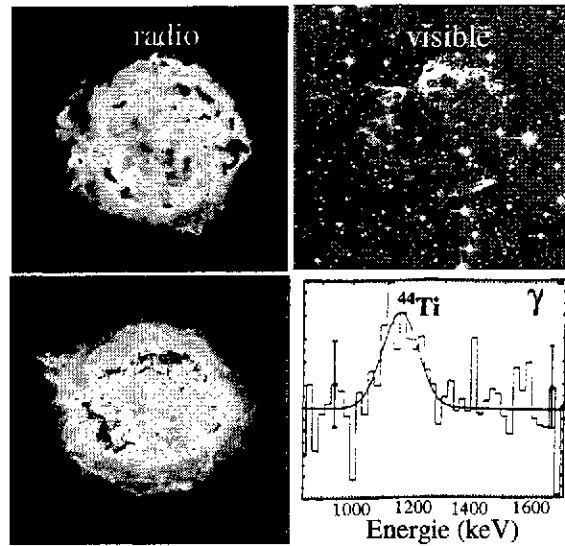


Figure 13 : Observation de CasA dans divers domaines de longueurs d'onde. Les images radio et X sont en fausses couleurs. L'imagerie γ montre la raie du ^{44}Ti [Iyu94] observée par le télescope COMPTEL à bord du satellite GRCO.

temps est reliée aux temps d'extinction des noyaux. Après décroissance du ^{56}Ni ($T_{1/2}=5.9\text{j}$) puis de son descendant le ^{56}Co (environ 4 ans), la contribution de luminosité due à d'autres noyaux radioactifs de plus longue durée de vie tels le ^{60}Co et ^{44}Ti sont visibles sur la figure 12 [Tim96]. Les raies γ caractérisant la décroissance d'isotopes radioactifs ont été observées dans plusieurs supernovae [Dup97, Iyu98] grâce au télescope γ COMPTEL embarqué sur le satellite Compton Gamma Ray Observatory. Ces noyaux sont supposés être produits par des réactions de capture de α pendant l'explosion de l'étoile. Leur abondance dépend de manière critique de la température et de la densité qui règne dans ces phases explosives. L'observation quantitative de la raie caractéristique de la décroissance du ^{44}Ti permet alors de contraindre les modèles d'explosion stellaire quant aux conditions qui y règnent et à la fraction de masse de l'étoile qui est éjectée. La seule source indubitable observée jusqu'alors de ^{44}Ti est issue du rémanent de supernova Cassiopeia A (CasA) qui a explosé il y a environ 300 ans à une distance de 3 kpc (~ 10000 années lumières). L'observation de cette supernova a été effectuée dans de nombreux domaines de longueurs d'ondes (cf. Fig. 13) permettant ainsi de caractériser son explosion. Le diamètre de l'étoile observé est de 4pc^2 et sa vitesse d'expansion de 16 millions de km.s^{-1} . L'astronomie γ permet non pas seulement de connaître les éléments produits (astronomie X), mais pour certains cas d'obtenir la production d'un isotope donné. D'après le flux de γ de ^{44}Ti observé F_γ dans le télescope, la distance de cette source D et son diamètre, on peut en déduire la masse de ^{44}Ti éjectée $M(^{44}\text{Ti})$ au moment de l'explosion. Il faut pour cela tenir compte de la proportion de ^{44}Ti qui a décru depuis 300 ans (t_{expl}) du fait de sa durée de vie $T_{1/2}$ de 46(20) ans, selon la relation suivante [Gör98]:

$$M(^{44}\text{Ti}) = 10^4 F_\gamma [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \times \frac{D^2 [\text{kpc}]}{0.7/T_{1/2} e^{-\ln 2 t_{\text{expl}}/T_{1/2}}}$$

En raison de l'incertitude sur la durée de vie du ^{44}Ti , la masse éjectée estimée de ^{44}Ti varie alors entre 1 et $10 \cdot 10^{-4}$ masse solaire. C'est pour cette raison qu'une détermination plus précise était nécessaire. La technique de mesure de cette durée de vie longue est sensiblement

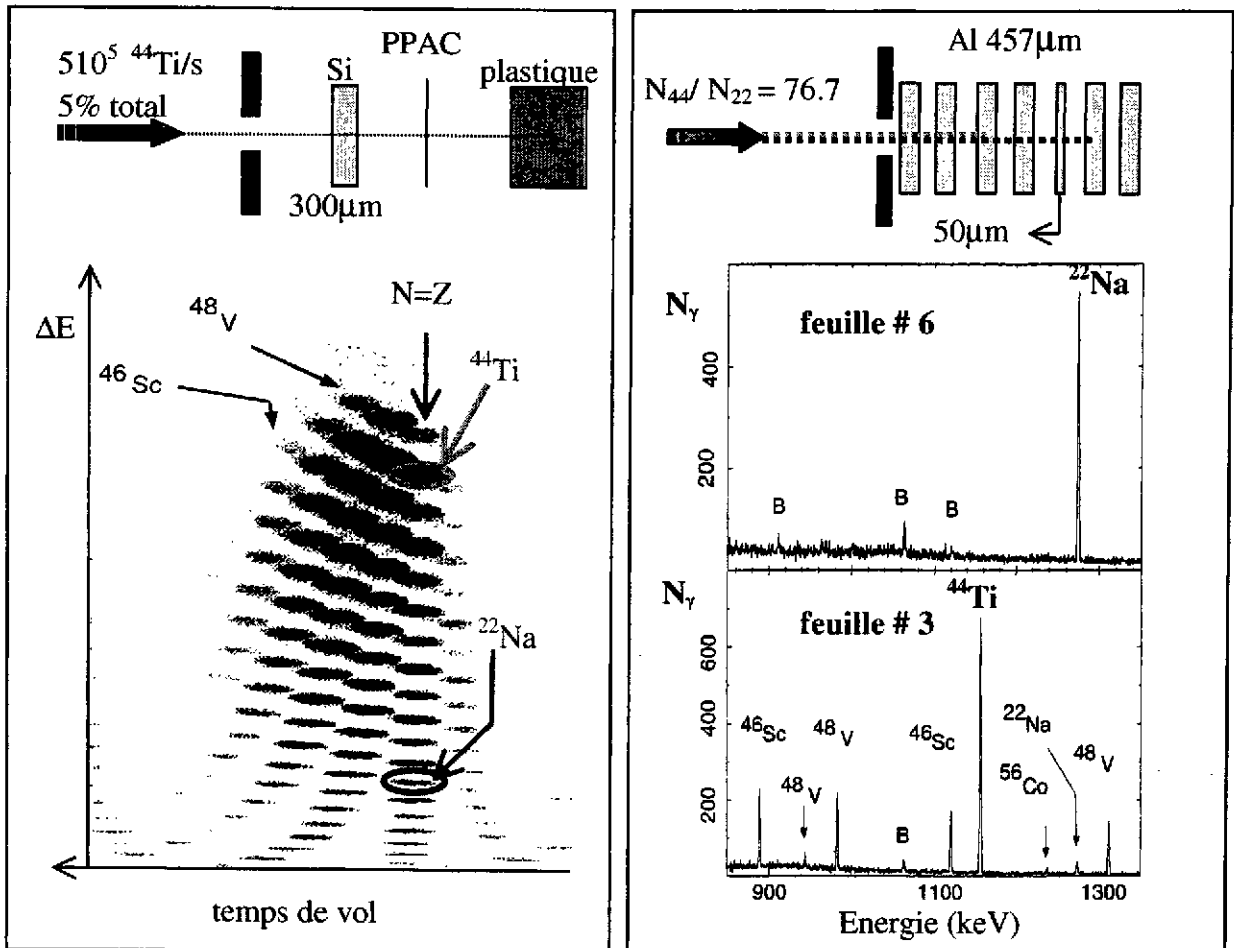


Figure 14 : *gauche* – Identification des noyaux produits lors de la réaction de fragmentation et sélectionnés par le spectromètre A 1200. *droite* – Détermination de l'activité de ^{22}Na et ^{44}Ti implantés dans les feuilles d'Al #6 et #3. Les raies γ attribuées aux deux noyaux sont indiquées. Les autres correspondent à d'autres noyaux implantés ou à du bruit de fond (noté B). D'où provient d'après-vous la présence de ^{22}Na dans la feuille 3 ?

différente de celles vues aux chapitres précédents et utilise la durée de vie du ^{22}Na ($T_{1/2} = 2.6$ ans) comme référence. Pour cela, les noyaux de ^{44}Ti et de ^{22}Na ont été produits simultanément à l'accélérateur NSCL de MSU par fragmentation d'un faisceau de ^{46}Ti à une énergie de 70 A.MeV sur une cible de Be [Gör98]. Les noyaux ont été sélectionnés par un spectromètre et identifiés par leurs temps de vol et leur pertes d'énergies dans un ensemble de détecteur de Si et de scintillateur plastique (Fig. 14 gauche). Le détecteur de Si permettait d'identifier clairement les noyaux et d'en déduire le rapport de production entre le ^{44}Ti et le ^{22}Na . Les détecteurs étaient ensuite remplacés par un empilement de feuilles d'Al dans lesquelles étaient implantés les noyaux (Fig. 14 droite-haut). Ceux-ci ayant un parcours différent (le ^{22}Na ayant un Z plus faible que le ^{44}Ti), ils étaient implantés dans les feuilles 6 et 3 respectivement. Après 30 heures d'irradiation de ces feuilles, et de contrôle de faisceau régulier à l'aide du télescope de détecteurs Si + plastique et du détecteur à localisation de faisceau en

positionnement x-y (PPAC), les feuilles sont placées face à des détecteurs Ge afin de détecter leurs raies de décroissance γ caractéristiques. Le ^{44}Ti et le ^{22}Na émettent des raies à des énergies de 1157^c et 1274^d keV respectivement. En comptant le nombre de photons collectés, l'activité relative A_{44}/A_{22} entre les deux noyaux est déduite. Ainsi, on peut déterminer la durée de vie T_{44} du ^{44}Ti connaissant celle du ^{22}Na et le rapport de noyaux implantés ($N_{44}/N_{22}=76.78$) à l'aide des relations suivantes :

$$A = \lambda N = \frac{\ln 2 N}{T}, \quad \frac{A_{44}}{A_{22}} = \frac{N_{44}}{N_{22}} \times \frac{T_{22}}{T_{44}}$$

Le comptage du nombre de photons dans chaque pics à 1157 et 1274 keV permet de déterminer que $A_{44}/A_{22}=3.32$ et donc que la durée de vie du ^{44}Ti est $T_{44}=60.3\pm 1.3$ ans. Grâce à cette détermination plus précise de la durée de vie du noyau de ^{44}Ti , l'incertitude sur la masse de ^{44}Ti éjectée de l'étoile se trouve considérablement réduite :

$$M(^{44}\text{Ti}) = 4 \pm 1 \cdot 10^{-4} \text{ en unité de masse solaire [Gör98]}$$

Toutefois, l'histoire ne s'arrête pas là, car le ^{44}Ti est un noyau qui décroît par capture électronique. Ainsi, si ce noyau est ionisé au cœur des étoiles du fait de la température très

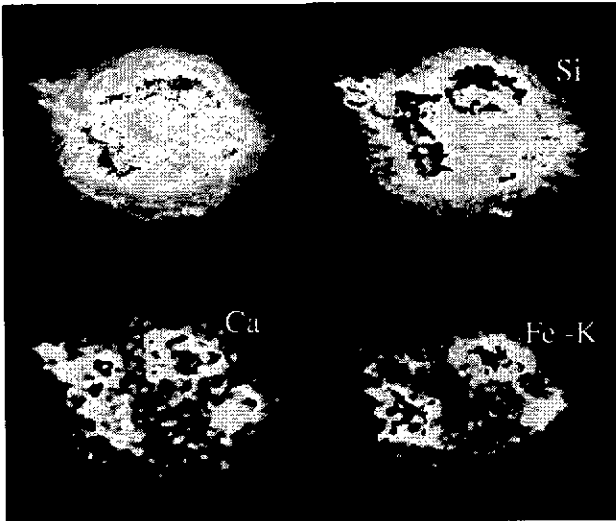


Figure 15 : Observation aux rayons X du rémanent de supernova casA par le satellite Chandra. Elles montrent la différence spatiale entre les divers éléments éjectés.

grande qui y règne, alors sa durée de vie va changer [Moc99]. A la limite s'il est complètement ionisé, ce noyau deviendrait stable, n'ayant pas d' e^- à capturer pour décroître. Les physiciens qui modélisent les explosions d'étoiles pensent que cet effet est mineur puisque l'étoile se refroidit assez rapidement lors de son expansion. Le noyau ne serait donc ionisé que pendant peu de temps comparativement aux 300 ans écoulés depuis l'explosion. Toutefois, les observations très récentes dans le domaine des rayons X du satellite CHANDRA [Cha] de la supernova casA ont révélé bien des surprises quant à la manière dont une étoile explose, dont les couches sont chauffées et dont les différents éléments sont expulsés

dans l'univers. Alors qu'il était communément admis que l'explosion se développait de façon concentrique pour toutes les couches de l'étoile où les éléments sont produits, les observations ont montré que la distribution des éléments de Si, Ca et Fe sont clairement non isotropes. On peut voir que ces distributions diffèrent selon les éléments et revêtent plutôt la forme de grumeaux pour le Ca et le Fe (Fig. 15)! D'autres incertitudes comme celles dues à l'opacité de

^c Le ^{44}Ti décroît par capture électronique (CE) vers le ^{44}Sc qui à son tour décroît par CE et β^+ vers le ^{44}Ca avec émission d'une raie à 1157 keV dans 99.87% des cas.

^d Le ^{22}Na décroît par émission β^+ suivie dans 99.96% des cas de l'émission d'un photon de 1274 keV.

l'étoile ou sa distance vont aussi compliquer les déductions quant à la déduction de masse éjectée. Néanmoins, l'astronomie γ , s'avère être un moyen fascinant de plonger au cœur du monde microscopique au sein de structure macroscopique comme les étoiles. Le lancement prévu du satellite INTEGRAL et en particulier l'utilisation de son spectromètre à haute résolution en énergie SPI (ensemble de détecteurs Ge, cf. cours de B. Cordier) permettra de détecter les raies de décroissances d'un noyau produit avec une résolution bien supérieure à celle de GRACO qui utilise des détecteurs NaI (Fig. 13). Il apparaît alors clairement que les techniques de détection modernes utilisées en laboratoire pour détecter les photons γ (détecteurs Ge segmentés, et méthode de γ -tracking) seront un jour implantées à bord des satellites qui à leur tour transmettront au monde scientifique des informations qui devront être analysées par des disciplines de physique multiples et confrontées aux observations dans des domaines de longueur d'onde différents. La lumière dévoilera alors probablement d'autres secrets...

Quelques conclusions et perspectives :

Les études précédentes ont montré des techniques expérimentales variées pour produire et étudier la durée de vie de noyaux. Le rôle de ces noyaux dans des processus astrophysique est également multiple, bien que tout ce qui ait été présenté soit basé sur des modèles. En effet, le rôle des astrophysiciens est de décoder les messages transmis par les étoiles sous formes d'ondes dont les énergies caractérisent des phénomènes de l'échelle macroscopique jusqu'à la dimension nucléaire. Egalement, des inclusions réfractaires de météorites recèlent des informations précieuses sur la composition des éléments pour lesquels l'érosion temporelle s'est quelque peu atténuée, préservant ces abondances quasi-intactes depuis leur synthèse. Le physicien nucléaire tente quant à lui de modéliser un objet quantique, le noyau, composé de N corps en interaction forte et à courte portée soumis aux principes quantiques qui lui confèrent un flou spatio-temporel mais dont l'énergie contenue permet en particulier à des systèmes stellaires de vaincre la gravitation et de fournir les conditions propice à la synthèse de noyaux. Les défis de chacune des disciplines sont nombreux et l'on peut citer par exemple qu'après 25 ans environ de discussion sur le processus r, aucun site stellaire n'est clairement défini à son sujet. Les calculs hydrodynamiques actuels ont encore du mal à comprendre comment une supernova peut exploser et ne pas implorer indéfiniment. La physique de la dynamique nucléaire peut en ce sens livrer des valeurs de coefficients d'incompressibilité nucléaire qui sont utilisés pour comprendre comment une étoile passe de la phase d'implosion à celle d'explosion après rebond sur de la matière nucléaire. Par ailleurs, le monde des noyaux a longtemps été modélisé à partir des noyaux stables. Des brèches semblent effriter certains « dogmes » de physique nucléaire tels l'augmentation linéaire du volume du noyau en fonction du nombre de nucléon ou l'existence de nombres magiques immuables quel que soit la proportion de neutrons et de protons dans le noyau. Les projets de faisceaux radioactifs permettront d'éclaircir ces questions et peut-être d'imaginer en conséquence des « chemins » de nucléosynthèse assez différents de ceux imaginés aujourd'hui...

Références :

- [Böh98] W. Böhmer et al., proceedings of XXVI Conference on Gross Prop. of Nuclei and Nuclear Excitations, 1998, Nuclear Astrophysics, Hirscheegg, eds. M. Buballa et al., (GSI Darmstadt 98 : ISSN 0720-8715), p. 305-313.
- [Cha] site Web de Chandra : <http://chandra.harvard.edu>.
- [Che95] B. Chen et al., Phys. Lett. B 355 (1995) 37.
- [Cow91] J. J. Cowan et al., Phys. Rep. 208 (1991) 267.
- [Cow99] J. J. Cowan et al, Astrophys. J. 521 (1999) 194.
- [Dup97] C. Dupraz et al., Astron. Astrophys. 324 (1997) 683.
- [Gör98] J. Görres et al., Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2554.
- [Iyu94] A. F. Iyudin et al., Astron. Astrophys. 284 (1994) L1.
- [Iyu98] A. F. Iyudin et al., Nature 396 (1998) 142.
- [Kra91] K.-L. Kratz et al, proceedings of the 1st Europ. Biennial Workshop on Nucl. Phys., Megève, 1991, eds. D. Guinet and J. P. Prizzi, World Scientific, p. 218.
- [Kra93] K.-L. Kratz et al., Astrophys. J 403 (1993) 216.
- [Kra98] K.-L. Kratz et al, Nucl. Phys. A 630 (1998)352c.
- [Kra00] K.-L. Kratz et al., Hyperfine Interactions 129 (2000) 185.et M. Hannawald et al., Phys. Rev.C. 62 (2000) 054301.
- [Met] références sur inclusions de météorites :
- A. N. Nathan et al., Phys. ReV. C 16 (1977) 1566.
 - B. J. Volkening et D. A. Papanastassiou, Astrophys. J. Lett. 347 (1989) L43.
 - C. R. D. loss et G. W. Lugmair, Astrophys. J. Lett. 360 (1990) L59.
 - D. J.-L. Birck et J. C. Allègre, Geophys. Lett. 11 (1984) 943.
 - E. T. Lee et al., Astrophys. J. Lett. 220 (1978) L21.
- [Moc99] Y. Mochizuki et al., Astron. Astrophys. 346 (1999) 831.
- [Möl97] P. Möller et al., At. Data and Nucl. Data Tables 66 (1997) 131.
- [Rau95] T. Rauscher et al., proceedings of the ENAM conference 1995, Arles, eds. M. de Saint Simon, O. Sorlin (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1995) p. 683.
- [Res00] J. J. Ressler et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 2104.
- [Sch98] H. Schatz et al, Phys. Rep. 294 (1998) 168.
- [Sor93] O. Sorlin et al., Phys. Rev. C 47 (1993) 2491.
- [Sor95] O. Sorlin et al., Nucl. Phys. A 583 (1995) 763.
- [Sor00] O. Sorlin et al., Nucl. Phys. A 669 (2000) 351.
- [Tim96] F. X. Timmes et al., Astrophys. J. 464 (1996) 332.
- [Wie99] M. Wiescher, Nucl. And Part. Astrophysics, eds. J. G. Hirsch and D. Page 1998, p.79, Cambridge Univ. Press.