



HAL
open science

Aspects astrophysiques et nucléaires de la nucléosynthèse stellaire

S. Goriely

► **To cite this version:**

S. Goriely. Aspects astrophysiques et nucléaires de la nucléosynthèse stellaire. École thématique. Ecole Joliot Curie "Astrophysique nucléaire: du microcosme au macrocosme astrophysique", Spa, (Belgique), du 10-16 septembre 2000 : 19ème session, 2000. cel-00653826

HAL Id: cel-00653826

<https://cel.hal.science/cel-00653826>

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.

ASPECTS ASTROPHYSIQUES ET NUCLEAIRES DE LA NUCLEOSYNTHESE STELLAIRE

S. GORIELY *

*Institut d'Astronomie et d'Astrophysique
Université Libre de Bruxelles
Campus de la Plaine, CP 226
1050 Brussels - Belgium*

RESUME Ces leçons se concentrent sur les liens particuliers qui se sont noués entre la physique nucléaire et l'astrophysique en vue de comprendre l'origine des nucléides plus lourds que le fer observés dans l'Univers. Les modèles de nucléosynthèse font appel à trois processus principaux pour expliquer l'origine des éléments lourds; il s'agit des processus s, r et p. Les différents aspects astrophysiques et nucléaires de ces processus nucléosynthétiques sont détaillés.

ABSTRACT This lectures focus on the particular links developed between nuclear physics and astrophysics in order to understand the origin of the nuclides heavier than iron observed in the Universe. Nucleosynthesis models call for three major processes to explain the origin of the heavy elements, the so-called s, r and p-processes. The different astrophysics and nuclear aspects of these nucleosynthetic processes are reviewed.

1. Introduction

L'astrophysique, née de l'union de l'astronomie et de la physique, est une science très largement interdisciplinaire. Ces leçons concernent les liens particuliers qui se sont noués entre la physique nucléaire et l'astrophysique en vue de comprendre l'origine des nucléides plus lourds que le fer observés en divers endroits de l'Univers, et en particulier dans notre Système Solaire.

Plusieurs décennies d'efforts expérimentaux et théoriques ont été consacrés à cette question par les astrophysiciens et par les physiciens nucléaires. Bien qu'ils aient permis de répondre à de multiples interrogations, beaucoup reste à faire pour disposer d'une vision claire et fiable des conditions astrophysiques dans lesquelles s'est déroulée l'alchimie des nucléides.

Ces leçons ne peuvent présenter une discussion exhaustive de tous les aspects nucléaires et astrophysiques impliqués dans cette nucléosynthèse. Elles se limiteront à quelques considérations générales et particulières en se focalisant sur la nucléosynthèse des nucléides plus lourds que le fer. Elles pourront être utilement complétées par la lecture des travaux mentionnés en références et dans les ouvrages de revue^{1,2}.

1.1. Composition du système solaire

Nos connaissances de la composition de l'Univers dans son ensemble, et en particulier de notre système solaire, sont essentiellement le résultat de l'analyse du rayonnement électromagnétique en provenance des diverses sources observables de l'Univers, à savoir les galaxies (dont la

* S.G. est Chercheur Qualifié FNRS

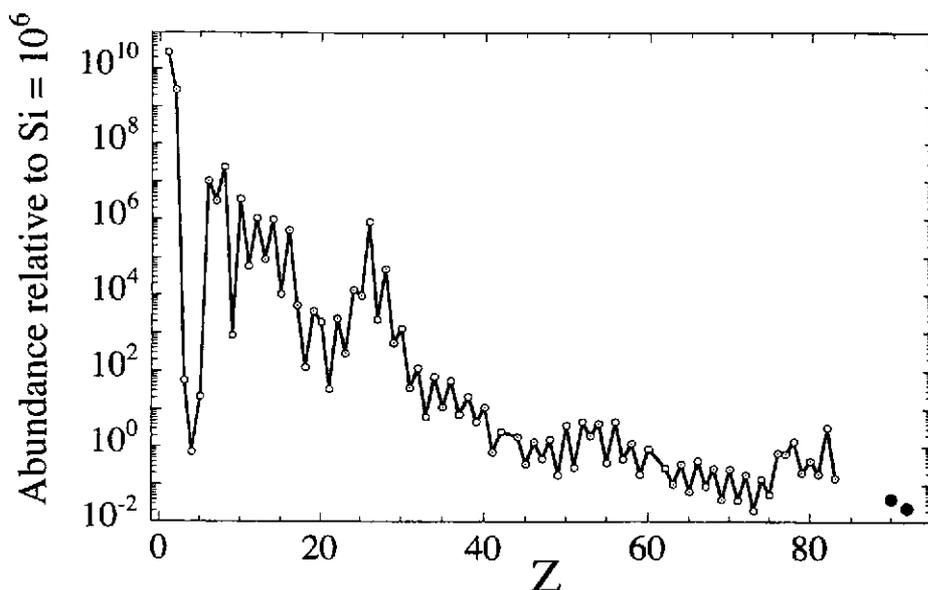


Figure 1. Distribution des abondances élémentaires caractéristiques de notre système solaire lors de sa formation⁵⁾.

nôtre, en particulier), le milieu interstellaire, et les étoiles de tous types (principalement le Soleil). D'importantes informations sont également extraites de la minuscule portion de matière de l'Univers accessible à l'homme et contenue dans les météorites, les planètes (la Terre et la Lune, essentiellement), les particules solaires énergétiques et le "rayonnement" cosmique galactique ou extra-galactique (fait de matière accélérée et arrivant jusqu'à la Terre). Les nombreuses informations sur la composition actuelle de l'Univers fournies par de telles sources sont résumées dans³⁻⁵⁾

L'un des développements fondamentaux auquel ont conduit les nombreuses observations effectuées depuis des décennies est la détermination de la composition de la matière de notre système solaire lors de sa formation, il y a quelque 4.6 milliards d'années. La distribution résultante de l'abondance des différents éléments est illustrée à la Fig. 1. Elle est essentiellement basée sur l'analyse d'une classe spéciale de météorites, appelées chondrites carbonées de type CII, considérées comme l'échantillon disponible le moins altéré de la matière solaire primitive⁵⁾. L'analyse du spectre solaire est en bon accord avec celle des météorites CII et permet, en outre, de déterminer l'abondance dans la nébuleuse protosolaire de certains éléments volatils, tels que H, He, C, N, O et Ne qui ne peut être mesurée de façon fiable dans les météorites. Dans quelques cas (Ar, Kr, Xe, Hg), il reste difficile, voire impossible, d'extraire des données observationnelles les abondances solaires précises; on fait alors appel à des estimations reposant sur des considérations théoriques. A partir des abondances solaires primitives (Fig. 1), il est possible de rendre compte des différences observées aujourd'hui dans le contenu en éléments des divers constituants du système solaire en invoquant les nombreux processus physico-chimiques et géologiques ayant eu lieu depuis 4.6 milliards d'années.

Si la composition élémentaire apparaît fortement diversifiée entre les différents constituants du système solaire, il n'en est pas de même en ce qui concerne leur composition isotopique, qui présente une très grande homogénéité. Pour cette raison, la composition isotopique de la matière terrestre est généralement utilisée pour déterminer la distribution de l'abondance des nucléides dans le système solaire (Fig. 2).

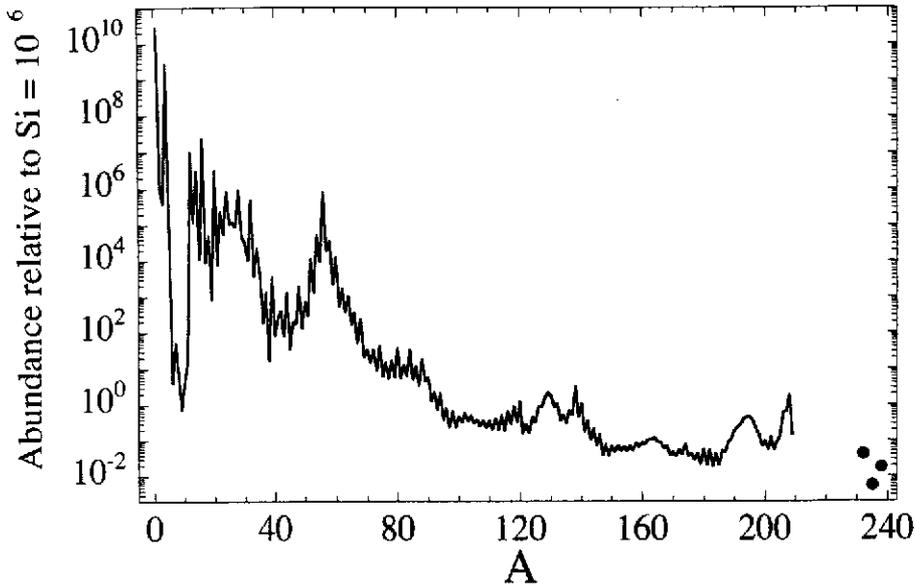


Figure 2. Distribution des abondances nucléidiques caractéristiques de notre système solaire déduite des abondances de la Fig. 1 et des compositions isotopiques terrestres⁵⁾.

Les Figs. 1 et 2 présentent quelques caractéristiques intéressantes. En particulier, H et He sont les espèces de loin les plus abondantes dans notre système solaire. Par contre, Li, Be et B sont extrêmement sous-abondants relativement aux éléments légers voisins. Au delà de C, les abondances diminuent avec l'augmentation du nombre atomique A . A cette décroissance se superposent certains pics d'abondance, le plus important culminant au Fe ($Z = 26$). En outre, des pics secondaires à tous les A multiples de 4 apparaissent à la Fig. 2 pour $A \leq 56$. Au-delà de Fe, un large pic est observé dans la région $80 \lesssim A \lesssim 90$ et 2 pics doubles à $A = 130 - 138$ et $A = 195 - 208$. Dans la région $A \gtrsim 50$, les abondances sont également caractérisées par une distribution en zigzags. Ceux-ci, ainsi que les autres propriétés remarquables des courbes représentées aux Figs. 1 et 2, ont dès l'élaboration de la première version "moderne" de ces courbes⁶⁾ été reconnues comme représentant la signature de propriétés nucléaires spécifiques.

Pour des raisons pratiques, ainsi que pour mieux mettre en évidence le lien entre les observations et les modèles de nucléosynthèse, il est utile de diviser la courbe de l'abondance des noyaux plus lourds que le Fer en trois distributions se rapportant aux nucléides stables situés au fond de la vallée de stabilité nucléaire, sur le versant riche en neutrons de cette vallée et sur son versant déficient en neutrons. Pour des valeurs paires de A , plusieurs isobares stables peuvent exister; dans ce cas, l'isobare stable le plus riche en neutrons est appelé noyau r , alors que le plus riche en protons est appelé noyau p . Entre les deux (c'est-à-dire au fond de la vallée de stabilité) se trouvent les noyaux s . Quand un seul isobare stable existe, il est généralement classifié comme noyau mixte sr . Les actinides sont considérés comme étant de type r . Une telle classification est illustrée sur une portion du plan (N, Z) à la Fig. 3. Les trois distributions d'abondances correspondantes sont représentées à la Fig. 4.

La terminologie qui vient d'être introduite est intimement liée à l'identification des différents mécanismes susceptibles de produire les noyaux s , r et p , à savoir, respectivement, les processus s (pour slow), r (pour rapide) et p (pour proton). Il est intéressant de noter à la Fig. 4 que la structure en double pic apparaissant à la Fig. 2 est maintenant scindée en 2 composantes. La

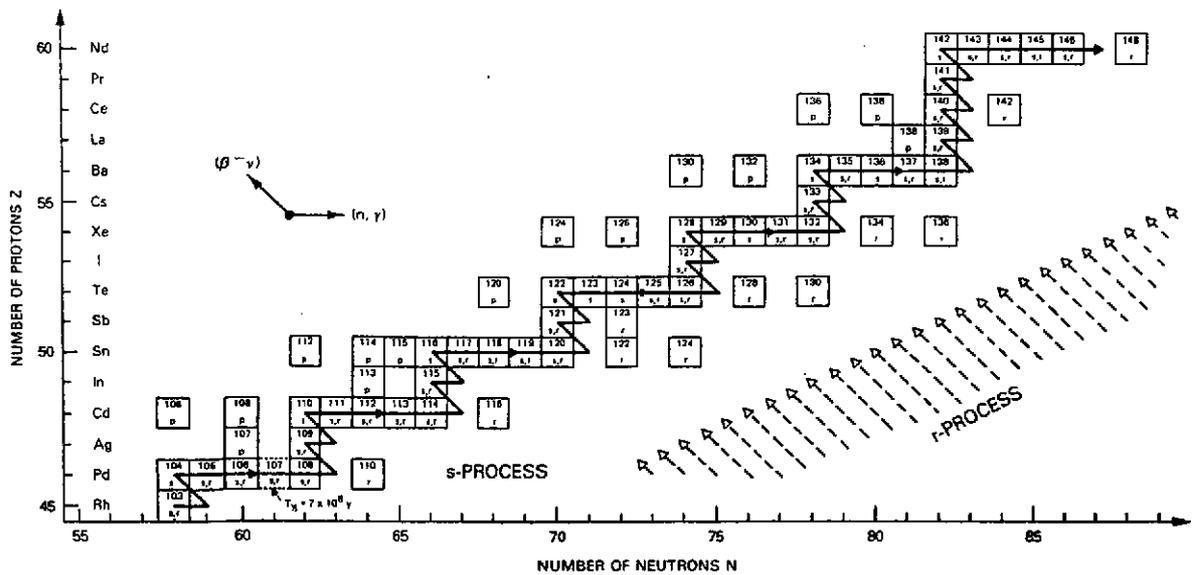


Figure 3. Portion du tableau des nucléides⁹⁾ illustrant la classification des noyaux s, r et p. Les noyaux stables sont symbolisés par des carrés en traits pleins. La ligne fléchée en trait plein correspond aux chaînes de réactions typiques ayant lieu lors du processus s. Les lignes fléchées en trait d'axe schématisent les cascades de désintégration β résultant du processus r.

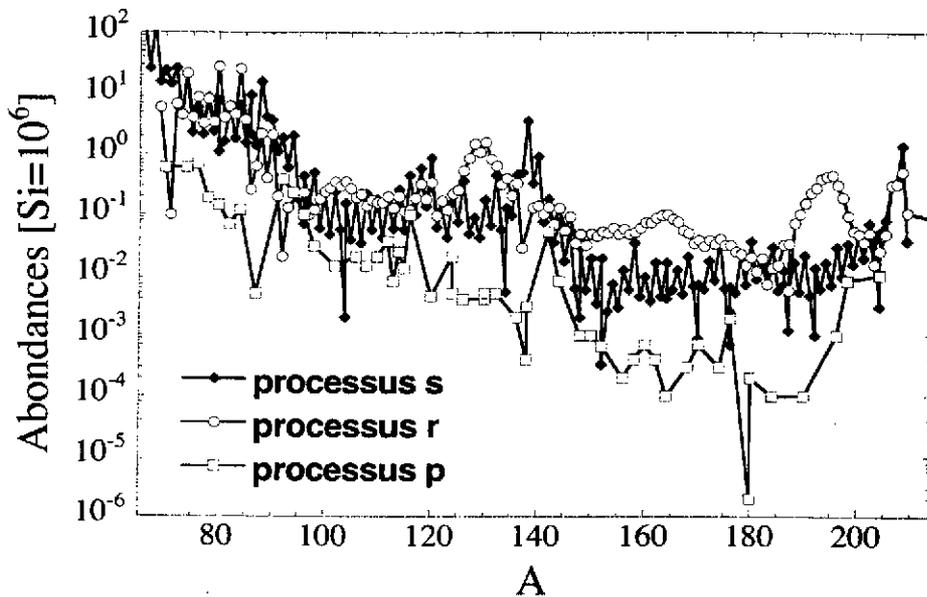


Figure 4. Distributions s, r et p des abondances solaires.

composante "lourde" ($A = 138$ et $A = 208$) est associée au processus s, alors que la composante "légère" ($A = 130$ et $A = 195$) l'est au processus r. Quant aux noyaux p, ils sont 100 à 1000 fois moins abondants que leurs isobares s et r correspondants. En raison de leur très faible abondance, les nucléides impair-impair ^{138}La et ^{180}Ta sont traditionnellement placés dans la catégorie des noyaux p.

Notons enfin que, si le gros de la matière du système solaire est d'une très grande homogénéité isotopique (ce qui permet de construire la distribution représentée à la Fig. 2), une faible portion de cette matière ($\lesssim 10^{-4}M_{\odot}$, où M_{\odot} est la masse du Soleil) est caractérisée par

une variété de compositions isotopiques plus ou moins différentes. Ces "anomalies isotopiques" sont observées soit dans du matériau météoritique qui s'est condensé dans la nébuleuse solaire, soit dans des grains probablement d'origine circumstellaire. Ces grains formés autour d'étoiles de divers types ont survécu à leur séjour dans la nébuleuse protosolaire et à leur emprisonnement dans les météorites.

Alors que la composition illustrée aux Figs. 1 et 2 est considérée comme résultant du mélange parfait des produits d'un très grand nombre d'événements nucléosynthétiques qui se sont déroulés dans la Galaxie au cours des $\sim 10^{10}$ ans qui ont précédé la formation du système solaire, les anomalies isotopiques sont dues à la pollution de la nébuleuse protosolaire par un nombre relativement restreint de sources. L'analyse de certaines anomalies dues à la désintégration in situ de radionucléides à relativement courte période ($10^5 \lesssim t_{1/2} \lesssim 10^8$ ans) peut même fournir des contraintes sévères sur le temps qui s'est écoulé entre la production des ces radionucléides et leur injection dans le système solaire en formation.

De plus amples informations sur les anomalies isotopiques sont fournies dans un certain nombre d'articles de revue¹⁰⁻¹²⁾.

1.2. Composition de l'Univers

Le système solaire est l'objet de l'Univers qui fournit l'ensemble le plus complet de données observationnelles concernant l'abondance des éléments et de leurs isotopes. Une multitude d'informations existent cependant sur la composition d'autres objets. Elles mettent en évidence à la fois certaines similitudes avec les abondances solaires, mais également une grande diversité par rapport à elles. Cette diversité se manifeste entre objets de l'Univers appartenant à des classes distinctes d'objets, mais également entre objets d'une même classe. Ainsi, les abondances observées à la surface des étoiles peuvent varier avec l'âge présumé de l'étoile, sa position dans la Galaxie ou sa classe spectrale. Deux effets principaux sont responsables de cette diversité d'abondances: l'évolution stellaire et l'évolution chimique concomitante de la Galaxie.

1.3. Les modèles de nucléosynthèse

L'une des questions fondamentales à laquelle l'astrophysique s'efforce de répondre porte sur la composition présente et passée de l'Univers et de ses nombreux constituants. A cette fin, la théorie de la nucléosynthèse tente d'identifier les divers processus par lesquels les différents nucléides observés dans la nature peuvent être synthétisés, ainsi que d'identifier les sites astrophysiques susceptibles de fournir les conditions nécessaires à la mise en oeuvre de ces processus. Les travaux^{61,14)} représentent des étapes importantes en ce domaine.

Les réactions nucléaires constituent la "pierre philosophale" de l'alchimie moderne qu'est la synthèse des nucléides dans l'Univers. Deux grandes classes de réactions nucléaires sont invoquées dans les modèles de nucléosynthèse: les processus thermonucléaires et les transformations non-thermiques, ou réactions de "spallation". Les réactions thermonucléaires ont pu se produire au niveau primordial ou cosmologique (Big Bang) et se sont déroulées à l'intérieur des étoiles tout au long de l'évolution galactique jusqu'à aujourd'hui. Par contre, les réactions de spallation peuvent prendre toute leur importance dans les milieux dilués et froids, comme le milieu interstellaire (par interaction avec le rayonnement cosmique galactique) et la surface des étoiles ou leur environnement circumstellaire immédiat (par interaction avec des particules stel-

lares énergétiques). Dans la suite, nous ne traiterons pas de la nucléosynthèse par ces réactions de spallation.

La nucléosynthèse primordiale associée au Big-Bang est responsable de l'essentiel du contenu en He de l'Univers, les autres produits principaux de cette production étant D, ^3He et ^7Li . La synthèse de tous les autres nucléides, ainsi que d'une fraction du contenu galactique en ^7Li , et peut-être en ^3He , résulte de réactions thermonucléaires se déroulant dans les intérieurs stellaires (D est détruit dans ces conditions, tandis que, dépendant de ses caractéristiques, une étoile peut enrichir ou appauvrir la Galaxie en ^3He).

Dans les étoiles, les réactions thermonucléaires peuvent être induites par des particules chargées (protons ou particules α) ou par des neutrons. Dans le premier cas, les capteurs essentiels sont des noyaux de nombre de masse $A \lesssim 60 - 70$, les réactions impliquant des noyaux plus lourds étant trop peu probables (en raison de barrières coulombiennes trop élevées) pour jouer un rôle significatif dans des sites stellaires réalistes. Le rôle de ces réactions impliquant des particules chargées est double: certaines d'entre elles sont essentielles à la production d'énergie permettant à une étoile de couvrir ses pertes (équilibre énergétique), tandis que toutes modifient la composition du milieu où elles se produisent. Les captures de neutrons ne souffrent évidemment pas des limitations imposées par la répulsion coulombienne entre particules chargées. Elles peuvent donc impliquer des noyaux bien plus lourds que Fe et participer à des processus nucléosynthétiques concernant ces nucléides. Par contre, les réactions induites par neutrons ne contribuent jamais à la production d'énergie nucléaire.

Alors que l'origine des éléments moins lourds que ceux du groupe du fer a pu en grande partie être expliquée (principalement de part le lien direct entre la nucléosynthèse des noyaux légers et l'évolution énergétique des étoiles)^{7,8)}, la synthèse des noyaux plus lourds que le fer est loin d'être comprise à l'heure actuelle. Nous nous concentrerons ici exclusivement sur la nucléosynthèse des noyaux lourds (càd plus lourds que le fer). Les processus s et r de nucléosynthèse dont il est question plus haut sont des chaînes de captures neutroniques susceptibles de se développer dans des situations astrophysiques appropriées. Toute modélisation de processus nucléosynthétiques fait appel à la détermination expérimentale ou théorique de taux de réaction. Il sera fait question des problèmes nucléaires au Chap. 2. Les processus s et r proprement dits sont examinés aux Chaps. 3 et 4, respectivement. Par contre, le processus p également introduit plus haut se base sur la réalisation de "photodésintégrations" de type (γ, n) , (γ, p) et (γ, α) . Ces réactions inverses des captures de nucléons ou particules α sont susceptibles de se dérouler à des températures élevées ($\gtrsim 2 \cdot 10^9\text{K}$ dans des sites stellaires réalistes). Ce processus fera l'objet du Chap. 5.

2. Les réactions thermonucléaires

2.1. les interactions d'intérêt astrophysique

Toute étude nucléosynthétique nécessite la connaissance des probabilités de réaction des espèces nucléaires présentes dans le milieu considéré. Les trois interactions fondamentales (forte, faible et électromagnétique) peuvent conduire à des transmutations nucléaires. La plupart des modèles nucléosynthétiques prennent en compte

- les interactions fortes incluant les captures de protons, neutrons ou particules α suivies de la désexcitation photonique ou de l'évaporation d'un nucléon ou d'une particule α . La capture

de deutons, tritons, ^3He ou autres particules légères est aussi considérée dans certains sites astrophysiques où leurs abondances sont non-négligeables. La fusion de 2 noyaux de C ou de O, ainsi que d'un C et d'un O joue un rôle dominant dans les phases avancées de combustion des étoiles massives;

- les interactions électromagnétiques conduisant à la photodissociation du noyau avec émission de neutrons, protons ou particule α ;
- les interactions faibles incluant les désintégrations β^- , β^+ et les captures d'électrons ou de positrons. Dans les milieux à forte densité neutrinique (p.e lors de l'explosion d'étoiles en supernova de type II), les captures neutriniques à courants chargés et neutres suivi de désexcitation par émission de neutrons, protons ou particules α sont également pris en compte.

Pour chacune de ces interaction, la probabilité de réaction ou de désintégration est déterminée, préférentiellement sur base de données expérimentales, ou si celles-ci ne sont pas disponibles sur base de modèles théoriques. Il serait beaucoup trop long de faire état de toutes les avancées expérimentales et théoriques qui ont eu lieu ces dernières décennies dans le domaine de l'astrophysique nucléaire. Nous nous bornerons donc ici aux applications liées à la nucléosynthèse des noyaux plus lourds que Fe, c'ad au calcul des taux de réactions thermonucléaires. L'estimation des taux de désintégration β est présenté en détail dans le cours de C. Volpe (cette cole) et ne sera pas repris ici. Certains aspects nucléaires spécifiques aux processus s et r seront également explicités aux Chaps. 3 et 4, respectivement.

Le flux de réaction entre deux particules A et a est donné par le produit de leur densité numérique $N_A \times N_a$, de leur vitesse relative v et de la section efficace de capture $\sigma_{Aa}(v)$ ²⁾. Dans le cas d'un plasma stellaire, les particules forment un gaz non-relativiste, non-dégénéré, en équilibre thermique à la température T . Dans ces conditions, les particules ont une distribution de vitesse de type Maxwell-Boltzmann et le flux de réaction est donné par

$$R_{Aa} = \frac{1}{1 + \delta_{Aa}} N_A N_a \langle \sigma v \rangle_{Aa} \quad (1)$$

avec $\delta_{Aa} = 1$ si A et a sont identiques et 0 sinon, et

$$\langle \sigma v \rangle_{Aa} = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty E \sigma_{Aa}(E) \exp(-E/kT) dE. \quad (2)$$

$E = \mu v^2/2$ est l'énergie relative des 2 particules et μ la masse réduite du système. Dans le cas d'interaction entre particules chargées (de charge Z_A et Z_a), on montre ²⁾ que l'énergie stellaire la plus probable pour la réaction $A + a$ à la température T correspond à l'énergie de Gamow donnée par

$$E_G = 1.220 \left(Z_A Z_a (A_A + A_a)^{1/2} T [10^6 \text{K}] \right)^{2/3} \text{ keV} \quad (3)$$

alors que dans le cas où l'une des particules est neutre $E_G = kT = 86.2 T [10^9 \text{K}] \text{ keV}$. Ces deux expressions définissent les intervalles d'énergie d'intérêt astrophysique pour lesquels les sections efficaces de réaction doivent être déterminées, soit expérimentalement, soit théoriquement. Dans le cas de captures de particules chargées, l'énergie d'intérêt astrophysique est de loin plus basse que la barrière coulombienne. Dans le cas de captures neutroniques, on s'intéressera aux énergies incidente de l'ordre du keV.

Quand deux systèmes nucléaires rentrent en collision, deux mécanismes extrêmes sont évoqués pour comprendre leur interaction ¹⁵⁾:

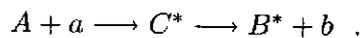
1. les deux systèmes nucléaires rentrent superficiellement en contact et se séparent immédiatement. Leurs états internes peuvent être soit inchangés (il s'agit alors d'une diffusion élastique), soit l'un ou les deux systèmes sont excités par le contact (diffusion inélastique), soit un ou plusieurs nucléons sont transférés d'un noyau à l'autre (réaction de transfert) ou capturés (réaction de capture). Ces réactions ont lieu rapidement en procédant directement d'un état initial vers un état final sans former d'états intermédiaires. Elles sont pour cela dénommées *réactions directes*.
2. les deux systèmes nucléaires rentrent en coalescence pour former un système composé excité. Le noyau composé survit suffisamment longtemps pour que l'énergie d'excitation soit répartie uniformément entre tous les nucléons. Le noyau peut alors se désexciter, si suffisamment d'énergie se trouve localisée sur un nucléon (ou un groupe de nucléons) permettant à celui-ci (ou ceux-ci) de s'échapper du noyau. Il s'agit ici du modèle du *noyau composé*.

Ces deux types de mécanismes s'effectuent sur des échelles de temps caractéristiques relativement différentes. Traditionnellement, l'on considère comme référence temporelle le temps nécessaire pour qu'un nucléon (d'énergie cinétique de l'ordre de 20 MeV) effectue une période orbitale dans le noyau. Celui-ci est typiquement de l'ordre de 10^{-22} s. Si la collision nucléaire a lieu sur des échelles de temps de l'ordre de 10^{-22} s, il n'y aura pas assez de temps pour que l'énergie du nucléon incident puisse être partagée entre les différents nucléons constituant la cible et la réaction est directe. La formation d'un noyau composé sera possible si l'interaction entre cible et projectile s'effectue sur des temps beaucoup plus long que 10^{-22} s, typiquement 10^{-14} à 10^{-20} s.

Ces deux modes de réaction ne s'excluent pas mutuellement. La réaction directe est souvent visualisée comme une réaction périphérique ayant lieu en surface, et la formation du noyau composé comme résultant d'une collision frontale. Théoriquement, ces deux modes contribuent à la probabilité de réaction. Leur importance relative varie, cependant, fortement en fonction de la masse de la cible et de l'énergie incidente du projectile¹⁵). En particulier, aux faibles énergies (de l'ordre de quelques MeV), ainsi que pour des cibles de masse élevée (typiquement $A \gtrsim 30 - 40$), la formation de noyau composé domine la composante directe. Pour cette raison, nous nous limiterons à décrire ici le modèle du noyau composé. Les captures directes, moins importantes pour l'étude de la nucléosynthèse des noyaux lourds, sont présentées en détail dans le cours de P. Descouvemont (cette école) et dans l'ouvrage¹⁶).

2.2. Le modèle statistique de Hauser-Feshbach

Considérons la réaction entre une cible A et un projectile a conduisant à la formation du noyau composé excité C^* , qui se désexcite vers le noyau résiduel B^* et l'éjectile b . Schématiquement,



Entre la formation et la désexcitation du noyau composé C , les nucléons ont le temps d'effectuer de nombreux mouvements complexes au sein du noyau. Le noyau composé peut être considéré comme ayant perdu la mémoire spécifique du canal d'entrée $A + a$ responsable de sa formation. Dans ce cas, la probabilité que C^* se désexcite suivant le canal $B^* + b$ est indépendant du canal d'entrée $A + a$. La section efficace de réaction est dès lors factorisable

$$\sigma = \sigma_{Aa}^C(E) \times G_{Bb}^C(E) \quad (4)$$

où $\sigma_{Aa}^C(E)$ est la section efficace de formation du noyau composé par $A + a$ à l'énergie E et $G_{Bb}^C(E)$ est la probabilité relative que C se désexcite à cette énergie en $B + b$. Le facteur $G_{Bb}^C(E)$ est indépendant du canal d'entrée $A + a$.

Si l'énergie incidente E dans le canal $A + a$ correspond précisément à un des états quantiques quasi-stationnaires du noyau composé C , il y aura résonance et une forte augmentation de la section efficace de formation de C . Celle-ci peut être décrite par l'expression de Breit-Wigner dépendant de l'énergie et de la largeur de la résonance (cf cours de P. Descouvemont). Puisque le nombre de niveaux excités dans le noyau composé augmente exponentiellement avec l'énergie croissante, de plus en plus de résonances sont disponibles à énergies incidentes croissantes et parallèlement de plus en plus de canaux de sortie s'ouvrent. Les résonances de plus en plus larges se superposent conduisant à une dépendance lisse de la section efficace de réaction avec l'énergie. Quand la densité de niveaux dans le noyau composé devient suffisamment grande (typiquement de l'ordre de 10-50 niveaux par MeV), nous ne pouvons plus décrire la réaction en terme de résonances individuelles, mais bien en terme de propriétés moyennées sur l'intervalle d'énergie considéré. On parle alors de modèle statistique de réaction.

Le modèle statistique, dit de Hauser-Feshbach, suppose que pour chaque moment angulaire, il existe dans le noyau composé à l'énergie incidente un état au spin et à la parité appropriée. Cette hypothèse est remplie si la densité de niveau dans le noyau composé à l'énergie incidente est "élevée". Des nombreux calculs Hauser-Feshbach ont été effectués dans le cadre d'applications astrophysiques¹⁷⁻²⁰. La section efficace de réaction $A^\mu(a, b)B^\nu$ (où μ et ν représentent des états, fondamental ou excités, dans les noyaux A et B , respectivement) est donnée par

$$\sigma_{ab}^{\mu\nu}(E_{Aa}) = \frac{\pi \hbar^2 / (2\mu_{Aa} E_{Aa})}{(2J_A^\mu + 1)(2J_a + 1)} \sum_{J, \pi} (2J + 1) \frac{T_a^\mu(E, J, \pi; E_A^\mu, J_A^\mu, \pi_A^\mu) T_b^\nu(E, J, \pi; E_B^\nu, J_B^\nu, \pi_B^\nu)}{T_{tot}(E, J, \pi)} \quad (5)$$

μ_{Aa} est la masse réduite et E_{Aa} l'énergie relative du système $A + a$. La somme est effectuée sur tous les niveaux d'excitation (E, J, π) dans le noyau composé. Dans l'approche statistique, la section efficace est donc exprimée en fonction des coefficients de transmission T_a et T_b correspondant à la probabilité que le noyau composé se désexcite par émission de particule ($a, b = n, p$ ou α) ou de photons ($a, b = \gamma$). T_{tot} est la somme de tous les coefficients de transmission. Finalement, la section efficace effective dans un plasma stellaire à la température T pour une cible A à l'équilibre thermique est donnée par

$$\sigma_{ab}^*(E_{Aa}) = \frac{1}{\sum_\mu (2J_A^\mu + 1) \exp(-E_A^\mu/kT)} \sum_\mu (2J_A^\mu + 1) \exp(-E_A^\mu/kT) \sum_\nu \sigma_{ab}^{\mu\nu}(E_{Aa}). \quad (6)$$

Cette dernière expression nous permet d'introduire le facteur de transmission total

$$T_a(E, J, \pi) = \sum_{\mu=0}^{\omega} T_a^\mu(E, J, \pi; E_A^\mu, J_A^\mu, \pi_A^\mu) + \int_{E_A^\omega}^{E-S_a} \sum_{J_A, \pi_A} T_a(E, J, \pi; E_A, J_A, \pi_A) \rho(E_A, J_A, \pi_A) dE_A. \quad (7)$$

où la somme sur les états excités au-dessus du dernier niveau ω connu expérimentalement, est remplacée par une intégrale sur la densité de niveaux $\rho(E_A, J_A, \pi_A)$. S_a est l'énergie de séparation pour le canal a , c'à d la différence des masses nucléaires entre le noyau composé et les noyaux A et a . La qualité des sections efficaces prédites par le modèle de Hauser-Feshbach dépend à la fois de la pertinence des hypothèses sous-jacentes au modèle (superposition de résonances) et de la précision avec laquelle les coefficients de transmission et les densités de niveaux peuvent être estimés. L'estimation des coefficients de transmission nécessite la connaissance des poten-

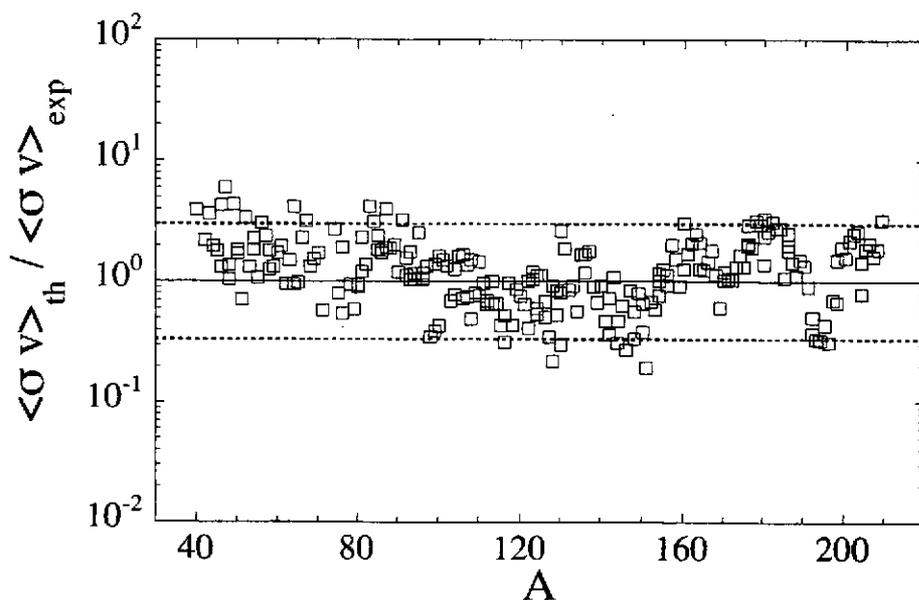


Figure 5. Comparaison des taux expérimentaux de capture radiative de neutrons ($\langle \sigma v \rangle$) à une température $kT = 30$ keV avec les valeurs prédites par le modèle de Hauser-Feshbach.

tiels optiques d'interaction nucleon-noyau et particule α - noyau et des caractéristiques des résonances dipolaires géantes utilisées dans le calcul des probabilités de désexcitation du noyau composé par émission photonique. De plus amples informations sur l'estimation des coefficients de transmission peuvent être trouvées dans ^{18,19)} et sur les densités de niveaux, par exemple, dans ²¹⁾.

La nucléosynthèse des éléments plus lourds que Fe implique une grande diversité d'espèces nucléaires. Comme nous le verrons aux Chaps. 3-5, plusieurs milliers de noyaux rentrent en jeu dans la description des processus s, r et p. Il s'agit de noyaux le long de la vallée de stabilité β (processus s), mais aussi de noyaux riches en neutrons (processus r) ou déficités en neutrons (processus p) pour lesquels très peu de données expérimentales sont disponibles. La détermination des sections efficaces (comme des désintégrations β) fait, pour cela, appel, tant que faire se peut, à des modèles nucléaires

- *globaux*, c'ad capables de déterminer avec précision les diverses propriétés nucléaires de noyaux dans toutes les régions du plan (N, Z) ;
- *microscopiques*, c'ad basés sur des fondements physiques pertinents permettant une extrapolation fiable aux noyaux inconnus expérimentalement, à l'inverse des modèles phénoménologiques hautement paramétrisés et fondés sur des arguments macroscopiques.

Les taux stellaires de capture radiative (n, γ) prédits par le modèle statistique ²⁰⁾ sont comparés à la Fig. 5 aux valeurs expérimentales ²²⁾. Les prédictions globales permettent de prédire les valeurs expérimentales à un facteur 3 près.

2.3. Les taux de photodésintégration

Les taux de photodésintégration (γ, n), (γ, p) et (γ, α) sont déterminés à partir des captures radiatives inverses sur base du théorème de réciprocité. De façon générale, le taux de réaction

stellaire pour la réaction inverse $B(b, a)A$ s'exprime par^{15,18)}

$$\langle \sigma_{ba}v \rangle^* = \frac{(2J_a + 1)}{(2J_b + 1)} \frac{G_A(T)}{G_B(T)} \left(\frac{A_A A_a}{A_B A_b} \right)^{3/2} \langle \sigma_{ab}v \rangle^* \exp(-Q_{ab}/kT) \quad (8)$$

si a et b sont des nucléons ou particules α et par

$$\langle \sigma_{\gamma a}v \rangle^* = (2J_a + 1) \frac{G_A(T)}{G_B(T)} \left(\frac{A_A A_a}{A_B} \right)^{3/2} \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2 N_{av}} \right)^{3/2} \langle \sigma_{a\gamma}v \rangle^* \exp(-Q_{a\gamma}/kT) \quad (9)$$

si $b = \gamma$ est un photon (N_{av} est le nombre d'Avogadro). $Q_{ab} = E_b + E_B - E_a - E_A$ est le Q de la réaction $A^0(a, b)B^0$ (l'exposant 0 représentant les noyaux dans leur état fondamental). $G(T)$ est la fonction de partition donnée par

$$G(T) = \sum_{\mu}^{\omega} (2J^{\mu} + 1) \exp(-E^{\mu}/kT) + \int_{E^{\omega}}^{\infty} \sum_{J, \pi} (2J + 1) \exp(-E/kT) \rho(E, J, \pi) dE. \quad (10)$$

Contrairement aux cas des noyaux à l'équilibre thermique (comme dans un plasma stellaire), le théorème de réciprocité ne peut être appliqué aux cibles dans leur état fondamental (comme en laboratoire), puisque les réactions directe et inverse ne sont plus symétriques.

3. Le Processus s

Comme indiqué au Chap. 1, le processus s a été introduit pour rendre compte de la production des noyaux de type s observés dans le système solaire, ainsi qu'à la surface d'une grande variété d'étoiles. Ce processus est caractérisé par une production importante de neutrons et leur capture par les noyaux présents dans le milieu (essentiellement Fe produit par des générations stellaires antérieures) sur des échelles de temps longues par rapport aux durées de vie τ_{β} des noyaux instables vis-à-vis de la désintégration β produits au cours du processus. Dans de telles conditions, ces noyaux instables ont le temps de se désintégrer avant de capturer un neutron. Le flot nucléaire correspondant est donc contraint de suivre le fond de la vallée de stabilité nucléaire. Cependant, pour quelques nucléides, les désintégrations β sont capables de rivaliser avec les captures neutroniques, ce qui crée des branchements locaux dans le flot du processus s.

Depuis les années 60, l'étude du processus s a fait l'objet de nombreuses recherches approfondies²³⁻²⁵⁾, particulièrement dans le cadre d'un modèle "canonique" basé sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices mettant en exergue les propriétés nucléaires des nucléides impliqués, indépendamment de tout contexte astrophysique réaliste. Alors que des progrès considérables ont été réalisés dans notre connaissance des données nucléaires indispensables à la modélisation du processus s, bien des incertitudes subsistent dans la caractérisation des sites astrophysiques propices au développement de ce processus.

Ainsi, l'observation d'éléments s, et plus particulièrement du Tc instable (de demi-vie $t_{1/2} > 2 \cdot 10^5$ ans), à la surface d'étoiles Géantes Rouges Asymptotiques (AGB) prouve que le processus s doit se dérouler en leur sein. Les modèles ne peuvent néanmoins rendre compte de façon cohérente de telles observations. D'autres sites stellaires dans lesquels le processus s est susceptible de se développer ont été identifiés. Il s'agit tout particulièrement de la combustion centrale de He dans des étoiles massives ($M \geq 10M_{\odot}$)^{26,27)}.

3.1. Le modèle canonique

Comme signalé ci-dessus, le modèle canonique s'affranchit, au travers d'hypothèses simplificatrices, de tout contexte astrophysique spécifique pour ne reposer que sur les propriétés nucléaires des nucléides impliqués. Dans ce cadre, la reproduction d'abondances observées est supposée fournir des contraintes sur les conditions physiques (températures, densités neutroniques, durée de l'irradiation neutronique, ...) nécessaires au développement du processus. Le modèle canonique le plus élémentaire suppose que le milieu, contenant Fe comme seul nucléide lourd, est irradié par des neutrons à température T et densité neutronique N_n constantes durant une durée déterminée. En outre, il est supposé que seules les captures radiatives (n, γ) interviennent en plus des désintégrations β des noyaux instables, celles-ci étant considérées comme instantanées. Dans ces conditions, la variation d'abondance d'un nucléide i le long du chemin du processus s est fournie par

$$\frac{dN_i}{d\tau} = \langle \sigma \rangle_{i-1} N_{i-1} - \langle \sigma \rangle_i N_i \quad (11)$$

Dans cette expression, $\langle \sigma \rangle = \langle \sigma v \rangle / v_T$ où $\langle \sigma v \rangle$ est le taux de réaction (n, γ) moyenné sur une distribution de Maxwell-Boltzmann, v_T est la vitesse la plus probable à la température T du neutron relativement au noyau et $\tau = \int_0^t N_n v_T dt'$ représente l'irradiation neutronique à l'instant t .

De telles simplifications permettent de déterminer de façon univoque la distribution des abondances s à τ fixé. Il apparaît clairement qu'une seule irradiation τ ne suffit pas à expliquer le profil des abondances s observées dans le système solaire. Deux améliorations importantes doivent être apportées pour pouvoir rendre compte des observations, à savoir la prise en compte (i) des points de branchement^{28,29} où les captures neutroniques (n, γ) entre en compétition avec les désintégrations β , et (ii) d'une superposition de plusieurs irradiations^{30,31}.

Sous la contrainte d'une reproduction aussi bonne que possible des abondances solaires, l'analyse des points de branchement fournit des informations complémentaires sur les températures et/ou les densités neutroniques. A titre d'exemple, considérons les branchements de la Fig.6, et plus spécifiquement le rapport de branchement

$$f_\beta = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\beta + \lambda_n} \simeq (\langle \sigma \rangle N_s)_{^{134}\text{Ba}} / (\langle \sigma \rangle N_s)_{^{136}\text{Ba}} \quad (12)$$

où λ_β est le taux de désintégration β du ^{134}Cs et λ_n son taux de capture neutronique. Si λ_β est indépendant de la température, f_β dépend seulement de N_n (auquel les taux λ_n sont proportionnels). Ainsi, $N_s(^{134}\text{Ba})/N_s(^{136}\text{Ba})$ peut être calculé en fonction de N_n , les sections efficaces $\langle \sigma \rangle$ étant connues expérimentalement. La valeur de N_n reproduisant le rapport d'abondances solaires peut donc immédiatement être déduite (à noter que ^{134}Ba et ^{136}Ba ne sont synthétisés que par le processus s).

Dans certains cas, λ_β dépend de la température. Cette situation résulte de la population thermique (fonction de la température) des niveaux nucléaires excités dans les plasmas stellaires à l'équilibre thermodynamique local. Ces niveaux peuvent avoir des probabilités de désintégration β très différentes de celles de l'état fondamental. Dans ces conditions, la probabilité effective de désintégration β d'un noyau devient elle-même fonction de la température. Les branchements impliquant des noyaux dont la désintégration β possède cette propriété peuvent nous fournir des informations sur la température à laquelle se déroule la capture de neutrons. Le flot nucléaire

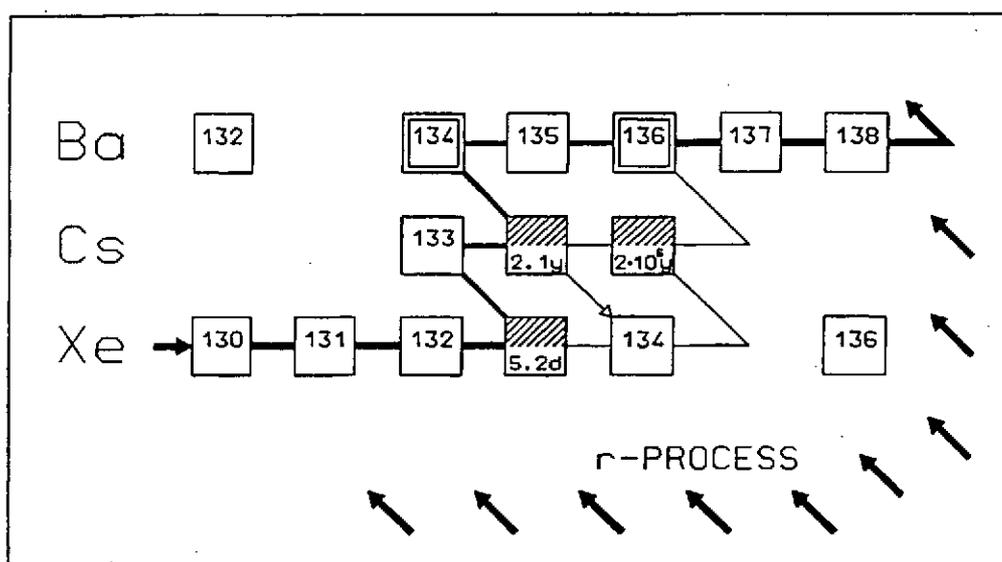


Figure 6. Exemple de compétition entre captures de neutrons et désintégrations β au point de branchement ^{134}Cs . Les isotopes instables sont représentés par des cases hachurées dans lesquelles sont données les demi-vies ³²⁾.

associé au processus s comporte au total quelque 15 à 20 points de branchement sensibles à la température et/ou à la densité neutronique.

Dans le cadre du modèle canonique, la prise en compte des branchements ne suffit pas à expliquer la distribution solaire des noyaux s (Fig. 4). Une étape décisive dans cette compréhension est la considération d'une distribution d'irradiations neutroniques telle que le nombre de noyaux de Fe subissant une irradiation neutronique τ soit d'autant plus petit que τ est grand. Pour des raisons de facilité mathématique, une distribution d'irradiation du type

$$\rho(\tau) = \frac{f N_{56}(0)}{\tau_0} \exp(-\tau/\tau_0) \quad (13)$$

est couramment utilisée. Dans cette expression, $f N_{56}(0)$ est la fraction de ^{56}Fe initial qui est irradiée et τ_0 l'irradiation moyenne de la distribution. L'abondance totale d'un noyau i peut alors être obtenue à partir de ²⁾

$$\langle \sigma \rangle_i N_i = \int_0^\infty \rho(\tau) \langle \sigma \rangle_i N_i(\tau) d\tau. \quad (14)$$

Finalement, considérant la superposition de 3 distributions exponentielles, chacune d'elles étant caractérisée par les deux paramètres f et τ_0 , il apparaît possible de reproduire avec grande précision la distribution solaire des abondances s au prix d'un ajustement adéquat des six paramètres libres disponibles. Le résultat d'un tel *fit* est représenté à la Fig. 7. Les 3 composantes, généralement dénommées faible, principale et forte, permettent d'expliquer la production des noyaux s de masse $70 \leq A \leq 90$, $90 \leq A \leq 204$ et $A \geq 204$, respectivement. En particulier, la composante principale est caractérisée ³³⁾ par les paramètres $f = 0.0472\%$ et $\tau_0 = 0.296 \text{ mb}^{-1}$. Les rapports de branchement fournissent d'autre part $N_n \simeq 3.2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et $T \simeq 3.1 \cdot 10^8 \text{ K}$. Ces valeurs sont à interpréter comme des valeurs moyennes, les différents points de branchement ne fournissant pas une détermination unique de T et N_n ³²⁾.

Un modèle paramétrique plus sophistiqué que le modèle classique a récemment été proposé ³⁵⁾. Une telle approche considère une superposition d'un grand nombre d'événements

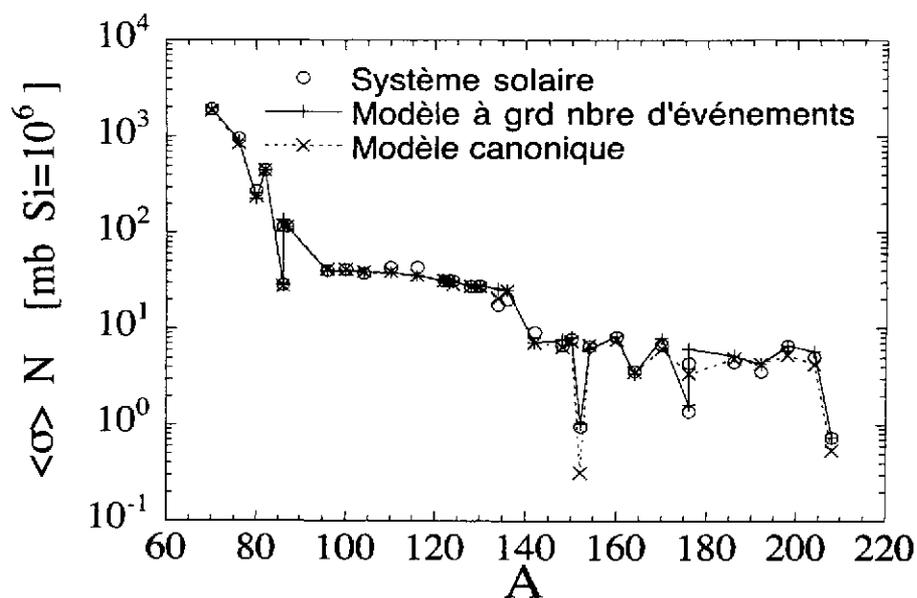


Figure 7. Comparaison entre la distribution $\langle \sigma \rangle N$ observée dans le système solaire et celles prédites par le modèle canonique³⁴⁾ et le modèle à grand nombre d'événements³⁵⁾.

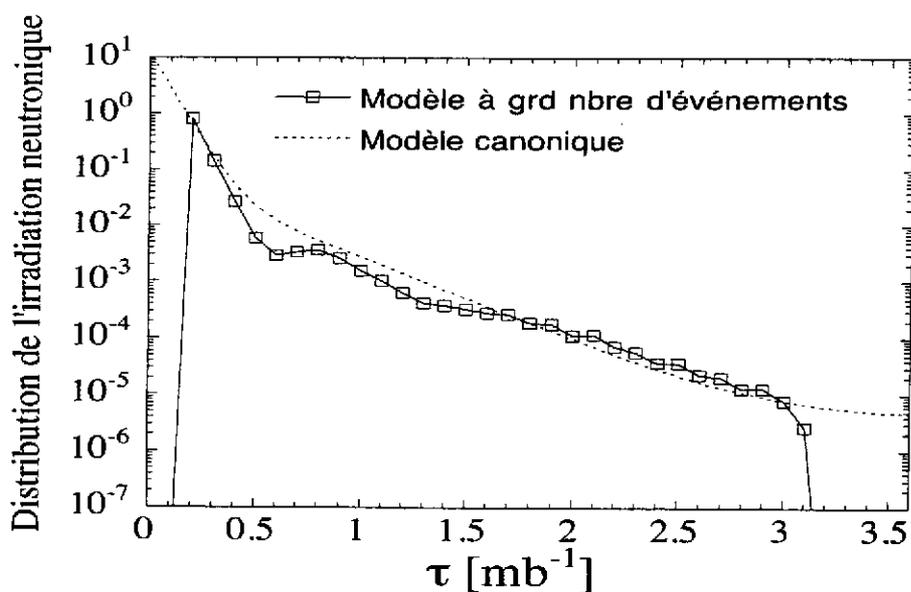


Figure 8. Comparaison entre la distribution de l'irradiation neutronique τ prédites par le modèle canonique³⁴⁾ et le modèle à grand nombre d'événements³⁵⁾.

canoniques à différentes températures et densités judicieusement choisie afin de reproduire les abondances s solaires. Un exemple d'abondances ainsi calculées est fourni à la Fig. 7. Contrairement au modèle classique, aucune contrainte n'est imposée sur la forme mathématique de la distribution de l'irradiation neutronique. La distribution résultant est comparée à celle déterminée par le modèle classique à la Fig. 8.

3.2. Les modèles réalistes

Les 3 composantes prises en compte ci-dessus sont généralement associées à des sites astrophysiques distincts. En particulier, la composante faible du processus s est le résultat de la combustion centrale de He dans des étoiles massives pour lesquelles les hautes températures rencontrées permettent la production de neutrons par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Le ^{22}Ne provient de la chaîne de réactions $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, ^{14}N étant le produit essentiel de la combustion antérieure de H (cycles CNO).

Il est généralement admis que la composante principale est due à la combustion en couche de He dans les étoiles de masse faible et intermédiaire arrivées à la phase Géante Rouge Asymptotique (AGB). Cette conclusion repose largement sur l'observation d'excès de nucléides s de masse $A \gtrsim 90$ à la surface de certaines étoiles de ce type. La caractéristique principale des étoiles AGB est l'apparition d'instabilités thermiques récurrentes, appelées pulses thermiques³⁶⁾ au sein de la couche de He (Fig. 9). L'énergie produite par la réaction 3α ne peut plus être évacuée efficacement par rayonnement, une zone convective apparaît et croît rapidement vers l'extérieur de l'étoile permettant l'évacuation de l'excès d'énergie vers la surface. Dès lors, la langue convective régresse et le pulse thermique se désactive. Progressivement, l'énergie interne s'accumule à nouveau dans la couche en fusion de He et une nouvelle instabilité se développe. La phase séparant ainsi deux pulses thermiques successifs est appelée inter-pulse. La disparition du pulse thermique peut également s'accompagner d'une relaxation de l'enveloppe convective vers l'intérieur de l'étoile, où se produisait préalablement la combustion en couche de l'hydrogène. Cette pénétration de l'enveloppe s'appelle le troisième dredge-up (3DUP). Lorsque l'instabilité thermique est suffisamment violente, la base de l'enveloppe convective peut même descendre dans la région où le pulse thermique s'est préalablement développé et ainsi remonter vers la surface des éléments produits dans les zones profondes de l'étoile. Ce brassage convectif est extrêmement difficile à décrire de façon consistante et fiable^{39,40)}, mais reste de grande importance pour les études nucléosynthétiques, car il va permettre pour la première fois dans la vie de l'étoile d'enrichir la surface stellaire par les produits de la combustion de He, et si possible, les éléments s.

Dans de telles conditions, la source de neutrons est principalement $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Cependant, l'origine de ce ^{13}C pose encore de sérieux problèmes. L'abondance de ^{13}C résultant des cycles CNO est insuffisante pour assurer la production des neutrons capables de rendre compte de la composante principale du processus s. Il doit être fait appel à une autre source de ^{13}C . En particulier, la possibilité de mélange partiel de protons dans une couche de He riche en ^{12}C au moment du 3DUP est invoquée^{37,38)}. Pour un rapport en nombre de H sur ^{12}C de l'ordre de 0.1, le ^{13}C peut être produit par $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$ en quantité suffisamment importante pour que $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ engendre lors de l'inter-pulse un processus s. Des mécanismes de diffusion⁴¹⁾ ou de rotation⁴²⁾ sont présumés être à l'origine du mélange partiel des protons dans la zone riche en C, mais aucune modélisation réaliste ne peut aujourd'hui prédire de façon satisfaisante et fiable de tels mécanismes. Seules des études paramétrisées permettent d'estimer l'enrichissement possible de la surface stellaire. La Fig. 10 illustre les distributions d'abondance des éléments s obtenues à la fin de la phase d'interpulse pour un mélange partiel de proton paramétrisé³⁸⁾. Les distributions finales varient principalement en fonction de la métallicité Z de l'étoile. En particulier, plus l'étoile est pauvre en métaux (Z faible), plus l'irradiation neutronique du processus s est

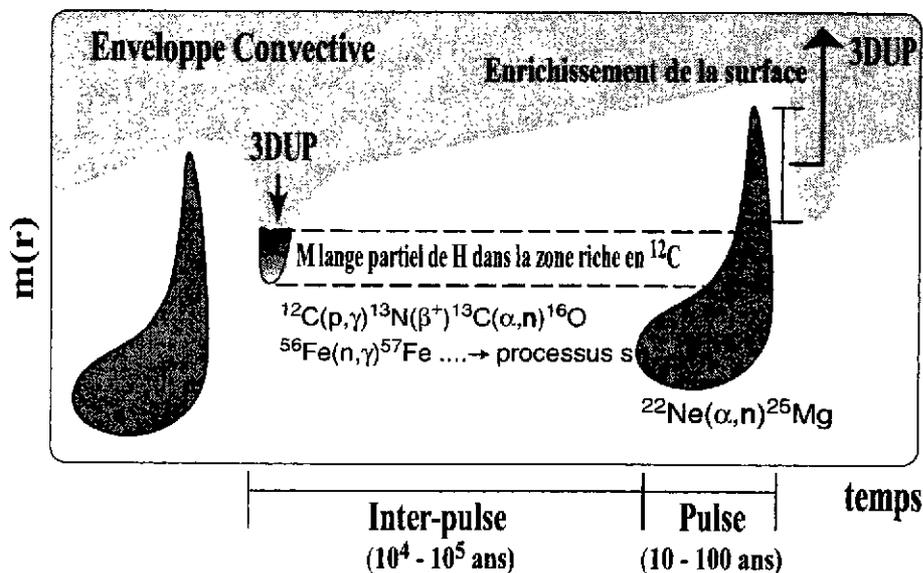


Figure 9. Illustration schématique du mélange partiel de protons dans les couches riches en C au moment du 3DUP lors de la phase AGB. L'ordonnée correspond à la profondeur au sein de l'étoile. Un cycle pulse-interpulse-pulse est schématisé. Les régions grisées représentent les zones convectives. La source de neutrons principale $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ est active pendant l'interpulse. Une quantité moindre de neutrons peut être produite par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ dans le pulse thermique.

forte. Les neutrons sont en effet capturés par les noyaux de Fe. Comme la production de ^{13}C par les mécanismes de mélange partiel est indépendante de Z , le nombre de neutrons produits par $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ l'est également. Le nombre de neutrons disponible par noyau de Fe est donc d'autant plus grand que l'étoile est pauvre en Fe. Les étoiles de métallicité solaire $Z \approx 0.02$ produisent principalement des éléments s jusqu'au Ba ($A \approx 140$), alors que les autres étoiles de métallicité plus faible ($Z \lesssim 0.010$) produisent tous les éléments de la composante principale $90 \lesssim A \lesssim 208$). Dans ce modèle, la composante forte responsable de la production s de Pb et Bi provient du processus s dans les étoiles de métallicité $Z \lesssim 0.001$.

Une deuxième source de neutrons, aujourd'hui considéré comme secondaire par rapport à $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, est la combustion de ^{22}Ne par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ à la base du pulse thermique. Pour que cette seconde source de neutrons soit efficace, des températures au-delà de 300 millions de degrés doivent être rencontrées. Seules les étoiles AGB massives ($M \gtrsim 6M_{\odot}$) ou de faible métallicité ($Z \lesssim 0.001$) peuvent remplir de telles conditions et voir leur surface enrichie également d'une composante s faible ($70 \lesssim A \lesssim 90$). Dans le cas d'étoiles AGB au pulse thermique moins chauds, la production de neutrons par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ dans le pulse thermique permet d'expliquer la production de certains éléments s tels ^{152}Gd , ^{164}Er ou ^{187}Os ³⁸.

Les mécanismes de 3DUP et mélange partiel de protons soulèvent encore de multiples problèmes largement non résolus, ce qui conduit à des désaccords profonds entre certains modèles ^{39,40,43-46}.

3.3. La physique nucléaire du processus s

La nucléosynthèse associée au processus s met en jeu près de 400 nucléides proches du fond de la vallée de stabilité nucléaire, la moitié environ d'entre eux étant stables. Près de 80% de ces noyaux ont pu être étudiés en laboratoire, et leurs sections efficaces de capture neutronique

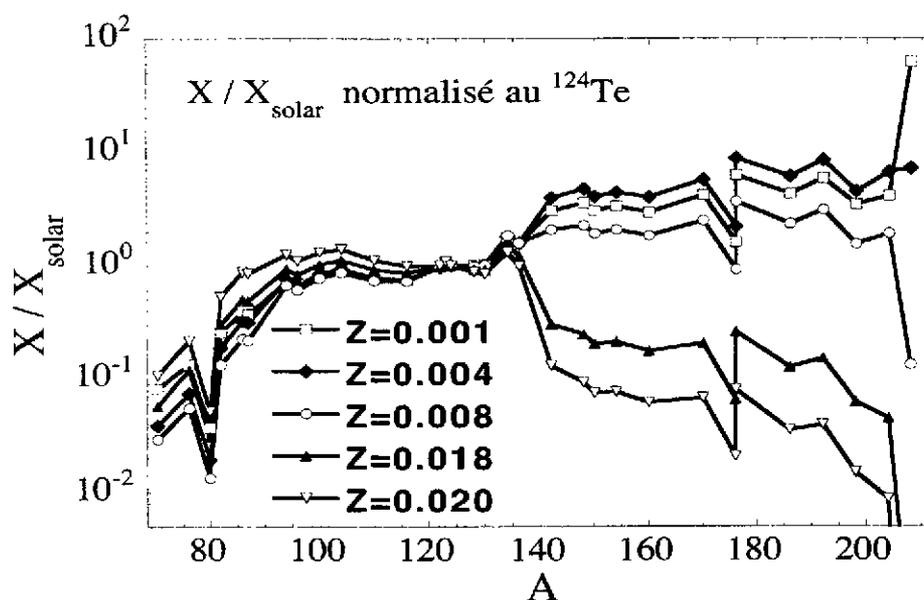


Figure 10. Distributions d'abondance (rapportées aux abondances solaires) des éléments s à la fin de l'interpulse pour des étoiles de métallicités Z différentes³⁸⁾. Les distributions sont normalisées au ^{124}Te .

mesurées. Une compilation de sections efficaces $\langle \sigma \rangle$ mesurées indispensables à la modélisation du processus s est représentée à la Fig. 11 pour les éléments pair-pair. Il faut noter que de telles informations relatives à des nucléides instables impliqués dans des branchements ne sont pas disponibles actuellement et ne peuvent être fournies que par des évaluations théoriques. Les incertitudes inhérentes se traduisent directement dans les valeurs de N_n et T dérivées de l'étude de ces branchements, comme discuté au Chap. 3.1 et étudié en détail par⁴⁸⁾. En fait, même dans le cas où les données expérimentales sont disponibles, des incertitudes affectent les valeurs de $\langle \sigma \rangle$ en raison de l'existence des cibles dans des états excités peuplés thermiquement qui participent au mécanisme de réaction. A titre d'exemple, la contribution des niveaux excités à basse énergie peut, dans certains cas, modifier de 10% à 20% les prédictions des sections efficaces de capture neutronique. Un tel effet est de l'ordre de grandeur des incertitudes expérimentales. L'influence de cette incertitude supplémentaire sur les abondances des noyaux produits par le processus s a été analysée en détail par⁴⁸⁾.

A l'une ou l'autre exception près, la vitesse de désintégration β de l'état fondamental des noyaux instables impliqués dans le processus s est également connue expérimentalement. Les incertitudes entachant les valeurs de λ_β sont dues à la contribution des niveaux excités peuplés thermiquement. La contribution de ces niveaux à λ_β n'est généralement pas connue expérimentalement, et son évaluation théorique est incertaine. Les valeurs de λ_β ainsi obtenues peuvent également être peu fiables^{48,49)}. Dans le cas exceptionnel de ^{79}Se , la vitesse effective de désintégration β du premier niveau excité à 95.7 keV a pu être déterminée expérimentalement (Fig. 12). La vitesse effective de désintégration β prenant en compte cette donnée expérimentale ainsi qu'une estimation de la contribution des autres niveaux excités est représentée à la Fig. 12. Il apparaît que la demi-vie décroît drastiquement avec une augmentation de la température.

Les plasmas stellaires à haute température peuvent également mettre en évidence l'effet d'ionisation de la couronne électronique sur les taux de désintégration β . Dans le cas de transition β de très faible énergie (de l'ordre de l'énergie de liaison de la couronne électronique),

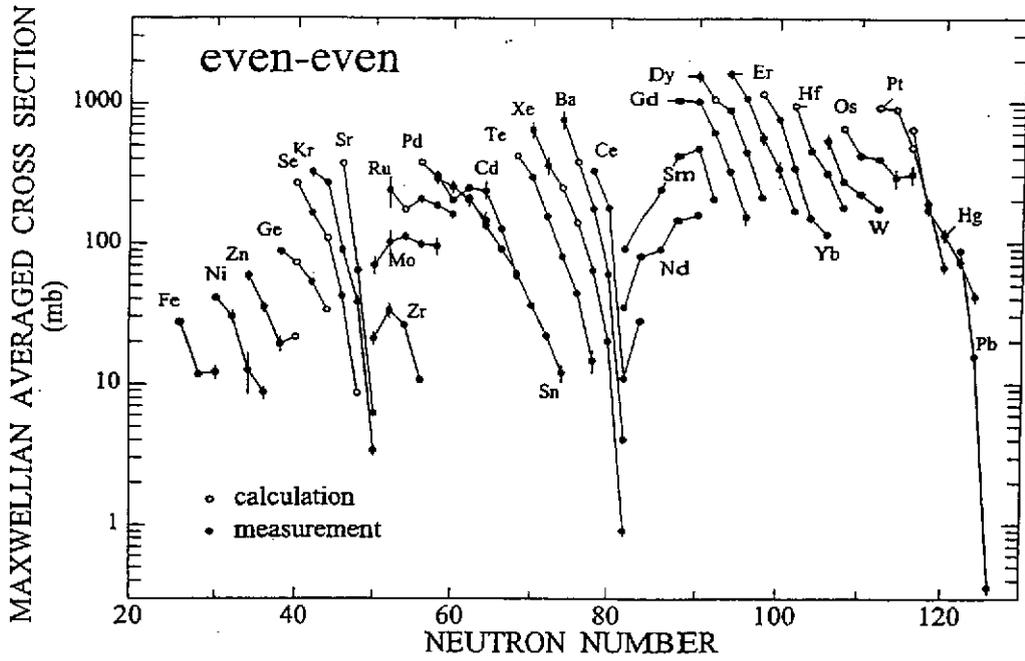


Figure 11. Sections efficaces $\langle \sigma \rangle$ à $kT = 30$ keV pour les éléments pair-pair⁴⁷⁾.

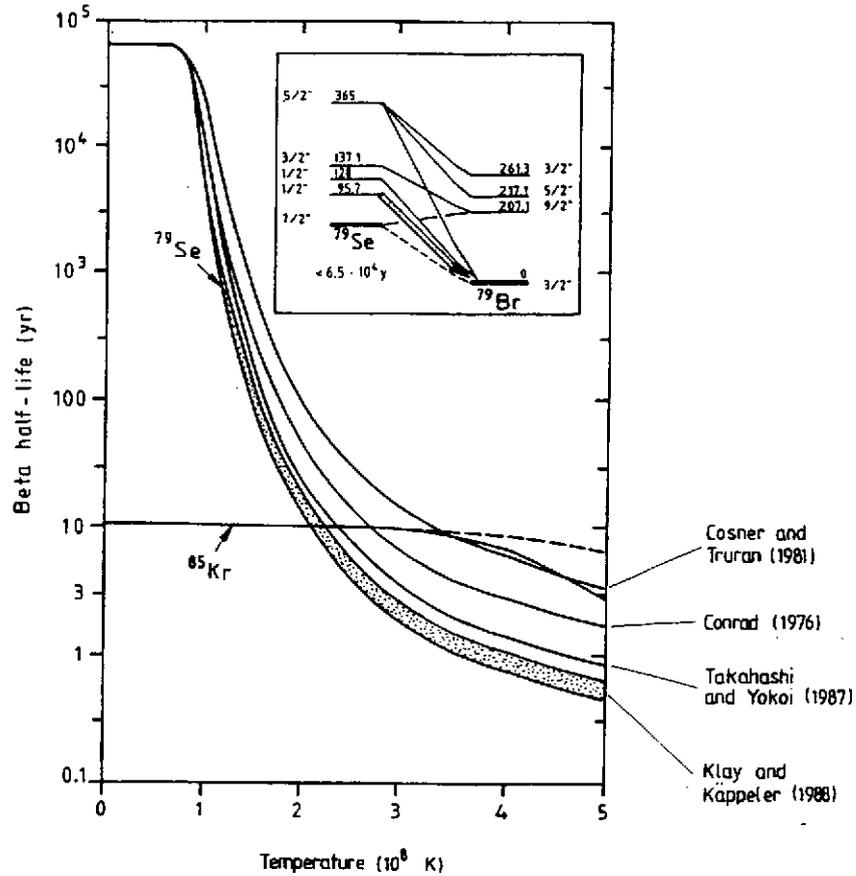


Figure 12. Demi-vie β du ^{79}Se en fonction de la température du plasma stellaire²⁵⁾. La courbe notée "Klay et Käppeler (1988)" prend en compte la détermination expérimentale⁵⁰⁾ de la probabilité de désintégration du premier niveau excité de ^{79}Se .

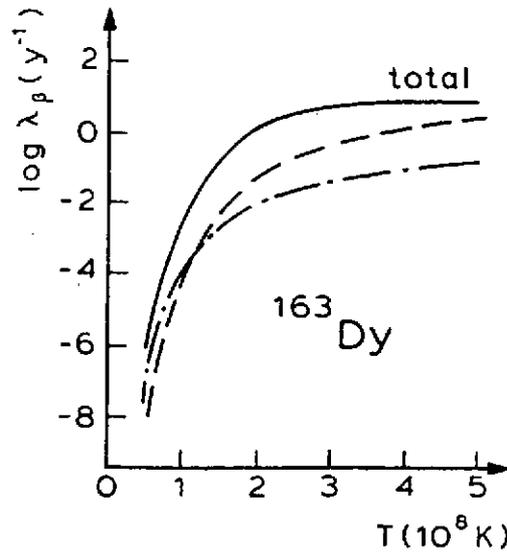


Figure 13. Demi-vie β du ^{163}Dy en fonction de la température du plasma stellaire. Dans les conditions du laboratoire, ^{163}Dy est stable, seule la transformation $^{163}\text{Ho} \rightarrow ^{163}\text{Dy}$ ($Q_\beta = 2.6$ keV) étant possible. La contribution principale (trait plein) provient de la création e à partir du fondamental. La désintégration des états excités peuplés thermiquement (trait interrompu et d'axe) fournissent une contribution plus faible⁵¹⁾.

l'ionisation peut d'une part affecter drastiquement l'énergétique de la transition, et d'autre part créer des places vacantes dans les orbitales électroniques (en particulier la couche K). Dans ces conditions, l'électron produit dans une désintégration β peut être émis vers l'un de ces états vacants plutôt que vers un état du continu (cas d'une désintégration β^- habituelle). On peut montrer que l'espace des phases correspondant à ce processus, appelé "création e", est beaucoup plus grand que celui associé à la désintégration β^- habituelle si la différence d'énergie entre états fondamentaux des noyaux pères et fils (notée Q_β) est suffisamment faible. Un noyau stable dans les conditions du laboratoire peut même devenir instable dans un plasma stellaire sous l'effet de l'ionisation. C'est le cas du ^{163}Dy , dont la demi-vie est représentée à la Fig. 13 en fonction de la température. Il faut noter que la création e du ^{163}Dy prévue théoriquement de longue date, a été mise en évidence expérimentalement pour la première fois par Jung et al.⁵²⁾. Ces expériences confirment remarquablement les prédictions⁵¹⁾. La création e du ^{163}Dy permet d'expliquer la production de ^{164}Er par le processus s. L'impact des incertitudes qui affectent encore les prédictions de λ_β sur les abondances des noyaux produits par le processus s a été étudié en détail par⁴⁸⁾.

Enfin, l'une des grandes incertitudes de la physique nucléaire du processus s concerne les vitesses de réaction responsable de la production des neutrons. Dans le cas du processus s prenant place dans les étoiles AGB, trois réactions s'avèrent encore trop imprécise pour une prédiction fiable des distributions d'abondance. Il s'agit de $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$, $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ et $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ aux températures caractéristiques des interpulses et pulses thermiques³⁸⁾. Les incertitudes sur $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ affectent également la contribution du processus s provenant des étoiles massives. De récents efforts expérimentaux⁵³⁾ ont permis de fortement améliorer notre connaissance de la section efficace de $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ aux températures caractéristiques de la combustion centrale de He ($T \simeq 3 \cdot 10^8 \text{K}$), mais la vitesse de réaction reste encore incertaine d'un facteur 50–100 à ces températures⁵⁴⁾. Des calculs détaillés du processus s lors de la combustion centrale de He dans

les étoiles massives⁵⁵⁾ montrent que le flux de neutrons produits par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ne peut être évalué à mieux d'un facteur 2 près environ dans les conditions astrophysiques considérées en raison des incertitudes nucléaires affectant encore $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Cette situation interdit la discussion quantitative de certains détails de la composante faible du processus s et peut avoir un impact majeur sur les prédictions d'abondance des éléments p⁵⁶⁾ (cf. Chap. 5).

La situation concernant la réaction $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ s'est fortement améliorée ces dernières années grâce aux nombreux efforts expérimentaux et théoriques qui lui ont été consacrés^{53,57)}. Même si la section efficace expérimentale de $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reste incertaine par un facteur 3⁵⁴⁾ aux températures caractéristiques des interpulses des étoiles AGB, cette réaction n'affecte pas de façon significative les prédictions d'abondance³⁸⁾. Les incertitudes de nature nucléaire restent de toute évidence moins grandes que celles relatives à la quantité de ^{13}C disponible pour la production des neutrons éventuellement responsables de la composante principale du processus s, ainsi que discuté plus haut.

4. Le Processus r

Contrairement au processus s, le processus r est caractérisé par des densités neutroniques et des températures telles que les captures neutroniques (n, γ) sont si rapides par rapport aux désintégrations β que des nucléides exotiques à très grand excès de neutrons peuvent être produits. Le flot nucléaire correspondant ne se cantonne pas à la vallée de stabilité nucléaire comme dans le processus s, mais pénètre profondément dans la région des noyaux riches en neutrons. Il peut également synthétiser des noyaux bien au-delà de ^{209}Bi , la limite supérieure des nombres de masse atteint étant éventuellement fixée par le recyclage d'une partie des noyaux fissiles vers des noyaux plus légers. Si la densité neutronique diminue de façon significative, le flot nucléaire commence à être dominé par les désintégrations β des noyaux très instables produits antérieurement, ainsi que par des processus dits β -retardés¹. La matière est ainsi ramenée le long de la vallée de stabilité, produisant les isotopes stables de type r, ainsi que des noyaux mixtes sr partiellement synthétisés par le processus s. Une représentation schématique des principales réactions participant au processus r est donnée à la Fig. 14.

De manière formelle, les variations d'abondance résultant de toutes les transformations prenant part au processus r peuvent être formulées par le système d'équations

$$\begin{aligned} \frac{dN(Z, A)}{dt} = & N_n N(Z, A-1) \langle \sigma v \rangle_{Z, A-1} + N(Z, A+1) \lambda_{\gamma, n}^{Z, A+1} \\ & + N(Z-1, A) \lambda_{\beta}^{Z-1, A} + \sum_{k=1}^3 N(Z-1, A+k) \lambda_{\beta k n}^{Z-1, A+k} \\ & + N(Z+2, A+4) \lambda_{\alpha}^{Z+2, A+4} \\ & - N(Z, A) \left[N_n \langle \sigma v \rangle_{Z, A} + \lambda_{\gamma, n}^{Z, A} + \lambda_{\beta}^{Z, A} + \sum_{k=1}^3 \lambda_{\beta k n}^{Z, A} \right] \\ & - N(Z, A) \left[\lambda_f^{Z, A} + \lambda_{\beta f}^{Z, A} + \lambda_{n f}^{Z, A} + \lambda_{\alpha}^{Z, A} \right] \\ & + \sum_f q_{Z_f, A_f}(Z, A) \lambda_f^{Z_f, A_f} N(Z_f, A_f) \end{aligned}$$

¹ Les processus β -retardés sont des processus nucléaires correspondant à une désintégration β suivie de la transformation du noyau fils ainsi produit, soit par l'émission d'un ou de plusieurs neutrons, soit par la fission.

conditions sous lesquelles les éléments r ont été produits. En dernier recours, il est évident que seuls les modèles stellaires réalistes peuvent valider les conclusions des modèles paramétriques. Malheureusement, la modélisation des sites susceptibles de produire des éléments r n'en est toujours qu'à ses balbutiements, et la complexité d'une telle tâche ne nous permettra pas de résoudre le problème global du processus r avant de nombreuses années. Dans ces conditions, il est légitime de l'aborder de façon paramétrique.

4.1. Le modèle canonique et les modèles paramétriques

Le modèle paramétrique sous sa forme la plus élémentaire est connu sous le nom de modèle canonique et permet de décrire de façon hautement simplifiée la majorité des transformations nucléaires associées au processus r . Le modèle canonique est basé sur l'hypothèse fondamentale que la température et la densité neutronique du milieu considéré restent constantes durant un laps de temps τ fixé. En outre, le milieu irradié est supposé être composé uniquement de ^{56}Fe . Durant la phase d'irradiation τ , les concentrations neutroniques sont également supposées être suffisamment importantes et les températures suffisamment élevées pour que les réactions nucléaires (n, γ) et électromagnétiques (γ, n) soient toujours beaucoup plus rapides que les désintégrations β . Par contre, après le temps τ , toutes les réactions nucléaires et électromagnétiques sont gelées instantanément, ne laissant aux noyaux formés que la possibilité de se désintégrer par radioactivité β (ou par émission retardée de neutrons).

De telles approximations facilitent grandement la description du flot nucléaire. Les captures de neutrons produisent des noyaux de plus en plus riches en neutrons, ceux-ci étant de moins en moins liés. Les réactions (n, γ) se font en conséquence de plus en plus lentes, tandis que les réactions inverses (γ, n) s'accroissent. Comme les désintégrations β sont supposées plus lentes que ces transformations, un équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ peut s'établir le long de chaque chaîne isotopique. Dans ces conditions, les abondances relatives $N(Z, A)$ des isotopes à nombre de charge Z s'expriment simplement (à partir de Eq. 9) en fonction de la température T , de la densité neutronique N_n et des énergies de séparation neutronique S_n par

$$\frac{N(Z, A+1)}{N(Z, A)} = \frac{G(Z, A+1)}{G(Z, A)} \left(\frac{A}{A+1} \frac{2\pi\hbar^2}{m_u kT} \right)^{3/2} N_n \exp[S_n(Z, A+1)/kT], \quad (16)$$

où $G(Z, A) = \sum_i (2J_i + 1) \exp(-E_i/kT)$ (J_i et E_i sont le spin et l'énergie du niveau excité i) est la fonction de partition de (Z, A) déjà définie au Chap. 2 (Eq. 10), m_u l'unité de masse atomique et k la constante de Boltzmann.

L'hypothèse d'un équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ est aussi connue sous le nom d'approximation du point d'attente. En effet, au sein d'une chaîne isotopique, seuls les quelques noyaux caractérisés par une énergie de séparation neutronique

$$S_n(Z, A) \simeq S_n^0[\text{MeV}] = \left(34.075 - \log N_n[\text{cm}^{-3}] + \frac{3}{2} \log T_9 \right) \frac{T_9}{5.04} \quad (17)$$

(où T_9 est la température exprimée en milliards de K) sont produits en quantité non négligeable. Après réalisation de l'équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$, de tels noyaux *attendent* de subir une désintégration β pour produire des noyaux plus lourds de nombre de charge $Z + 1$, pour lesquels un équilibre isotopique est également établi.

Le flot nucléaire présente une caractéristique très intéressante au voisinage des fermetures de couches neutroniques. Dès qu'une couche neutronique est remplie, l'énergie de séparation neu-

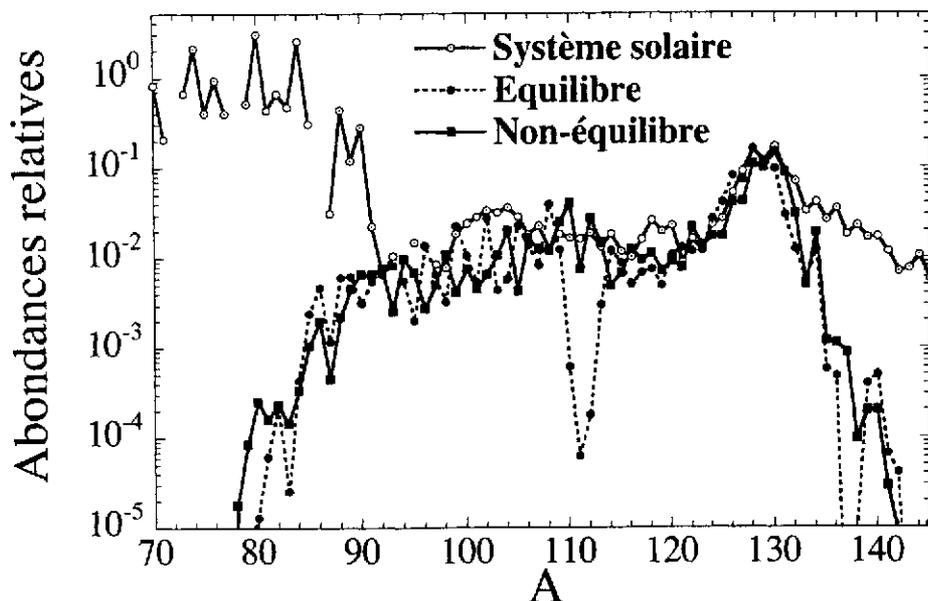


Figure 15. Distributions d'abondance prédites par le modèle canonique d'équilibre (trait pointillé) et de non-équilibre (trait plein) pour un événement dans les conditions $T_9 = 1.2$, $N_n = 10^{21} \text{cm}^{-3}$ et $n_{cap} = 65$. Les abondances solaires sont illustrées pour permettre une comparaison relative.

tronique chute brutalement, si bien que la capture d'un neutron par un noyau à nombre magique de neutrons est fortement ralentie par rapport à la réaction inverse de photodésintégration. Le processus r suit donc un chemin à nombre neutronique N constant qui se rapproche petit à petit de la vallée de stabilité. Les derniers points d'attente le long d'une fermeture de couche sont donc relativement plus stables vis-à-vis de la désintégration β que les autres. D'autre part, les énergies de séparation neutroniques correspondantes sont assez grandes (et par conséquent les captures neutroniques assez rapides et les photodésintégrations assez lentes) pour que le flot nucléaire puisse progresser au-delà des fermetures des couches. Ainsi, ces fermetures constituent des goulots d'étranglement dans le flot nucléaire où peuvent s'accumuler les nucléides.

Le flot nucléaire décrit ci-dessus se maintient pendant la durée τ de l'irradiation. A des instants ultérieurs, les processus "post-irradiation" déjà mentionnés plus haut deviennent opérationnels et conduisent à la production des nucléides r et sr. L'accumulation de matière aux fermetures de couches neutroniques est responsable des pics d'abondance observés en particulier dans la distribution solaire des éléments r, comme schématisé à la Fig. 14.

Le modèle canonique a le grand avantage de permettre une détermination aisée des abondances produites par le processus r dès que les conditions thermodynamiques (T, N_n, τ) d'un événement sont fixées. En outre, le chemin du processus r pour un événement canonique défini ci-dessus ne dépend que du paramètre astrophysique S_α^0 , si bien que les abondances r finales sont des fonctions des grandeurs S_α^0 et τ . Un exemple est illustré à la Fig. 15 dans les conditions $T_9 = 1.2$; $N_n = 10^{21} \text{cm}^{-3}$ (càd $S_\alpha^0 = 3.1 \text{ MeV}$) et $\tau = 1 \text{ s}$ (càd $n_{cap} = 65$, cf ci-dessus). Du point de vue de la physique nucléaire, la connaissance de la vitesse des réactions (n, γ) et (γ, n) n'est pas requise en raison de l'hypothèse d'un équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$; la connaissance des énergies de liaison, fonctions de partition et taux de désintégration β est suffisante pour mener un calcul d'abondances, du moins si les processus β -retardés, les désintégrations α et les fissions sont négligés.

La cohérence interne du modèle canonique du processus r et la validité de ses hypothèses

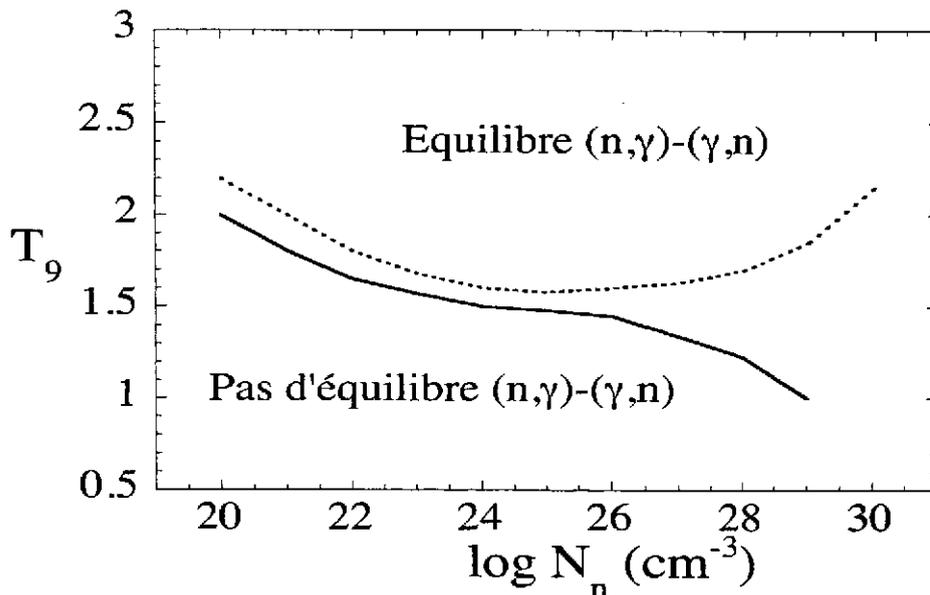


Figure 16. Limite de validité de l'approximation du point d'attente dans le plan (T, N_n) . La courbe en trait plein est obtenue par une estimation statistique des sections efficaces $(n, \gamma)^{58)}$. La courbe en trait pointillé prend en compte, dans l'estimation des sections efficaces (n, γ) , les corrections de la composante directe et des caractéristiques exotiques des noyaux riches en neutrons⁵⁹⁾ (cf Chap. 4.3.3).

de base ne peuvent évidemment être assurées dans certaines conditions thermodynamiques. En particulier, la condition fondamentale de réalisation d'un équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ ne peut être remplie que si les températures et densités neutroniques sont suffisamment élevées pour assurer des captures neutroniques et photodésintégrations plus rapides que les décroissances β . La limite de validité de l'approximation du point d'attente est illustrée à la Fig. 16^{58,59)}. Une telle frontière reste évidemment très sensible à la physique nucléaire considérée et aux incertitudes dans l'estimation des sections efficaces de capture de neutrons, comme indiqué à la Fig. 16.

A basse température ou à faible densité neutronique, un tel équilibre ne peut être réalisé. Ces conditions correspondent à un "événement canonique de non-équilibre". Dans ce cadre, les abondances relatives des isotopes ne peuvent plus être calculées par la formule (16), et un calcul complet de réseau nucléaire (Eq. 15) décrivant les compétitions entre toutes les réactions nucléaires s'impose. Dans ces conditions, il est utile de définir, par analogie avec le processus s, le nombre

$$n_{cap}(t) = \sum_i A_i N_i(t) - A_i N_i(t=0) \quad (18)$$

de neutrons capturés par noyau de Fe, où la somme s'étend sur tous les noyaux participant au processus r. Alors que les abondances dépendent principalement de S_a^0 et τ dans un événement d'équilibre, elles sont essentiellement fonction de S_a^0 et n_{cap} dans un événement de non-équilibre. Un exemple d'événement de non-équilibre est donné à la Fig. 15. La comparaison avec le même événement en supposant l'équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ met en évidence les erreurs liées à l'approximation du point d'attente, à basse température ou à faible densité neutronique.

Le modèle canonique d'équilibre a longtemps prétendu pouvoir fournir une explication complète de l'abondance solaire des nucléides r, du moins par la prise en compte d'un minimum de 3 événements, chacun d'entre eux étant associé à un ensemble de conditions (T, N_n, τ) conduisant à la reproduction de l'un des 3 pics d'abondances observés dans la distribution solaire

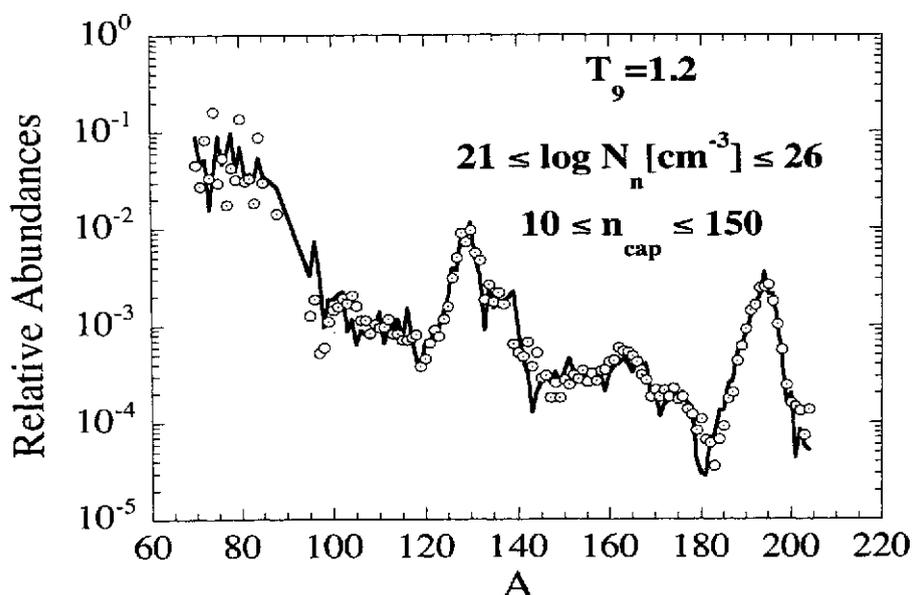


Figure 17. Comparaison de la distribution solaire des abondances r avec celle prédite par le modèle à grand nombre d'événements de non-équilibre⁶⁰⁾.

des noyaux r (et correspondant aux fermetures de couche $N = 50, 82$ et 126). La distribution résultante des abondances présente cependant un ensemble de caractéristiques peu satisfaisantes. Cette situation résulte vraisemblablement du caractère simpliste du modèle canonique d'équilibre, ainsi que des nombreuses incertitudes affectant encore les prédictions relatives aux noyaux riches en neutrons. A cet égard, un modèle paramétrique plus sophistiqué faisant appel à un grand nombre d'événements de non-équilibre (et similaire au modèle du processus s à grand nombre d'événements décrit au Chap. 3) a été introduit^{58,60)}. Une telle approche considère une superposition d'événements canoniques de non-équilibre judicieusement choisie afin de reproduire les abondances r solaires. Un exemple d'abondances ainsi calculées est fourni à la Fig. 17. Les conditions thermodynamiques associées sont représentées dans le plan $(S_\alpha^0, n_{\text{cap}})$ à la Fig. 18.

Ce modèle d'événements multiples de non-équilibre a pour but de simuler une superposition continue de conditions thermodynamiques qui pourrait avoir conduit aux abondances r solaires. La continuité des distributions thermodynamiques est une conséquence non seulement du grand nombre d'événements astrophysiques qui ont pu enrichir notre système solaire en éléments r durant les quelques 10 milliards d'années d'évolution galactique qui se sont écoulées avant la formation du Système Solaire, mais aussi des nombreuses conditions thermodynamiques différentes susceptibles d'être rencontrées au sein d'un même site astrophysique.

De nombreux progrès restent encore à réaliser dans la modélisation paramétrique du processus r . En particulier, il serait souhaitable d'opérer une sélection des conditions thermodynamiques aussi réalistes que possibles s'inspirant de modèles astrophysiques détaillés. D'autre part, les incertitudes nucléaires hypothèquent encore gravement la fiabilité des prédictions (voir Chap. 4.3). Notons encore que la détermination des abondances solaires des noyaux r pose également des problèmes. En effet, pour les noyaux mixtes sr , la contribution r est déduite des abondances observées (cf Chap. 1) après soustraction des abondances produites par le processus s classique (cf. Chap. 3). Il faut cependant souligner que, même si le modèle classique du processus s donne de bons résultats, de nombreuses incertitudes subsistent à la fois dans l'estimation

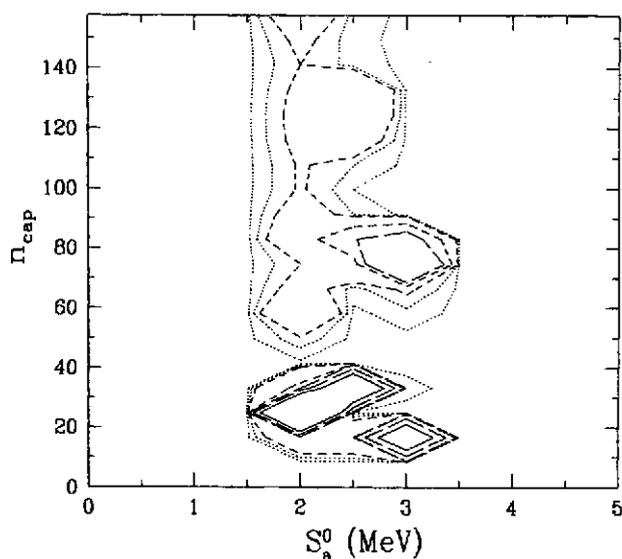


Figure 18. Distribution statistique dans le plan (S_a^0, n_{cap}) des événements conduisant au profil d'abondance de la Fig. 17. Les contours des poids statistiques égaux à $5 \cdot 10^{-4}$ et 10^{-3} sont en pointillés. Les contours des poids 10, 100 et 1000 fois plus grandes sont représentées par des traits d'axe courts, longs et pleins, respectivement ⁶⁰⁾.

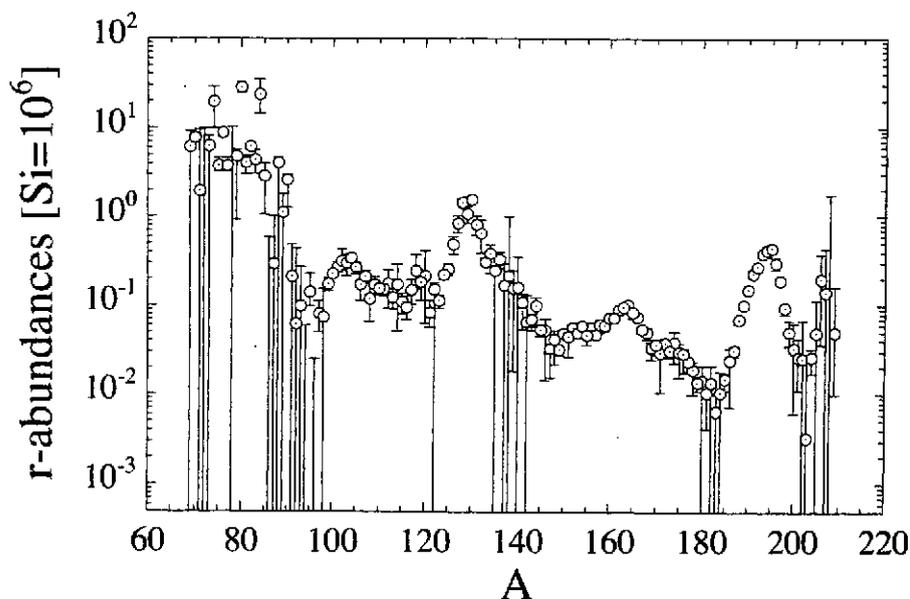


Figure 19. Abondances r solaires. Les barres d'erreur résultent des incertitudes affectant encore le modèle paramétrique du processus s ⁴⁸⁾.

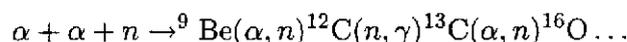
des sections efficaces et demi-vie β des noyaux impliqués et dans la distribution précise des irradiations neutroniques auxquelles la matière du système solaire a été exposée, une distribution exponentielle (Eq. 3) n'étant manifestement qu'un choix mathématiquement confortable. De telles imprécisions dans la modélisation du processus s peuvent affecter la prédiction des abundances des noyaux r, et en particulier celles des noyaux mixtes sr à $A \simeq 120$, $A \simeq 140$, $A \simeq 180$ et $A \simeq 208$ ^{35,48)}, comme indiqué à la Fig. 19. Les grandes barres d'erreur signifient que le nucléide en question peut être totalement produit par le processus s; dans ce cas, il n'est pas possible de déterminer de façon fiable la contribution résultante due au processus r.

4.2. Les sites astrophysiques du processus r

La recherche des sites astrophysiques du processus r reste l'un des plus grands problèmes rencontrés par les astrophysiciens, bien que de nombreuses propositions aient été formulées et que de nombreux modèles aient été élaborés, faisant parfois référence à des situations relativement exotiques (comme la collision de deux étoiles à neutrons). Depuis longtemps⁶¹⁾, l'explosion d'étoiles massives ($M \geq 10M_{\odot}$) en supernova de type II est regardée comme le site le plus probable du processus r notamment en raison des grandes densités neutroniques, hautes températures et courts temps d'irradiation neutronique susceptibles d'être rencontrés dans certaines régions de ces objets, ces conditions étant essentielles au bon déroulement du processus r. Dans ce cadre, deux classes de modèles ont été proposées. La première fait appel à l'explosion des couche relativement externes, riches en He ou en C. L'onde de choc associée à l'explosion comprime et chauffe suffisamment ces couches pour que des réactions telles que $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ou $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ puissent se produire. Cependant, les concentrations neutroniques résultantes ne permettent pas la réalisation d'un processus r suffisamment développé pour rendre compte de la synthèse des noyaux lourds en abondance solaire^{62,63)}.

La seconde classe de modèles, originellement introduite par Burbidge et al.⁶¹⁾, fait appel à la région de l'étoile située à la base de l'éjecta de la supernova, juste au-dessus du résidu de la supernova en formation (étoile à neutrons ou trou noir)^{23,64)}. La description détaillée de cette région est extrêmement complexe et reste très incertaine. Des progrès ont cependant été enregistrés récemment et ont fait espérer que le site du processus r était enfin identifié. Plus spécifiquement, les modèles les plus détaillés et les plus récents prédisent le développement d'une "bulle chaude" à l'interface entre le résidu et l'éjecta d'une supernova de type II². Cette bulle, caractérisée par de très hautes températures et relativement basses densités, serait le siège d'un processus nucléosynthétique appelé processus α , précurseur possible du processus r⁶⁶⁻⁶⁸⁾. Quelques-unes des caractéristiques d'une bulle chaude sont présentées aux Figs. 20. La Fig. 20(a) montre le développement d'une bulle suite à l'expansion de l'enveloppe et à la contraction du résidu central (étoile à neutrons). La Fig. 20(b) fait apparaître que la bulle est alimentée en permanence par un flot de matière éjecté de la surface de l'étoile à neutrons en formation sous l'effet du flot de neutrinos perdus diffusivement par cette étoile. Cette matière est désignée sous le nom de "vent induit par neutrinos". Les températures et densités rencontrées de ce vent sont représentés à la Fig. 21. Ces conditions impliquent que l'entropie du milieu (dominé par la radiation, de sorte que $s \propto T^3/\rho$) est élevée. C'est pourquoi une bulle chaude est souvent appelée "bulle à haute entropie".

Aux températures les plus élevées (le plus proche de l'étoile à neutrons), le vent est essentiellement fait de neutrons et (dans une moindre mesure) de protons (la neutralité électrique est assurée par des électrons libres). L'expansion de ce vent provoque une diminution de la température. Lorsque $T \simeq 10^{10}$ K, les neutrons et protons commencent à se recombinaison en particules α . Entre $7 \cdot 10^9$ et $5 \cdot 10^9$ K, une petite partie des particules α et neutrons reconstituent des noyaux lourds par



² La discussion de la physique de l'explosion des étoiles massives en supernova de type II sort du cadre de ces leçons. Le lecteur intéressé peut utilement consulter Bludman et al.⁶⁵⁾.

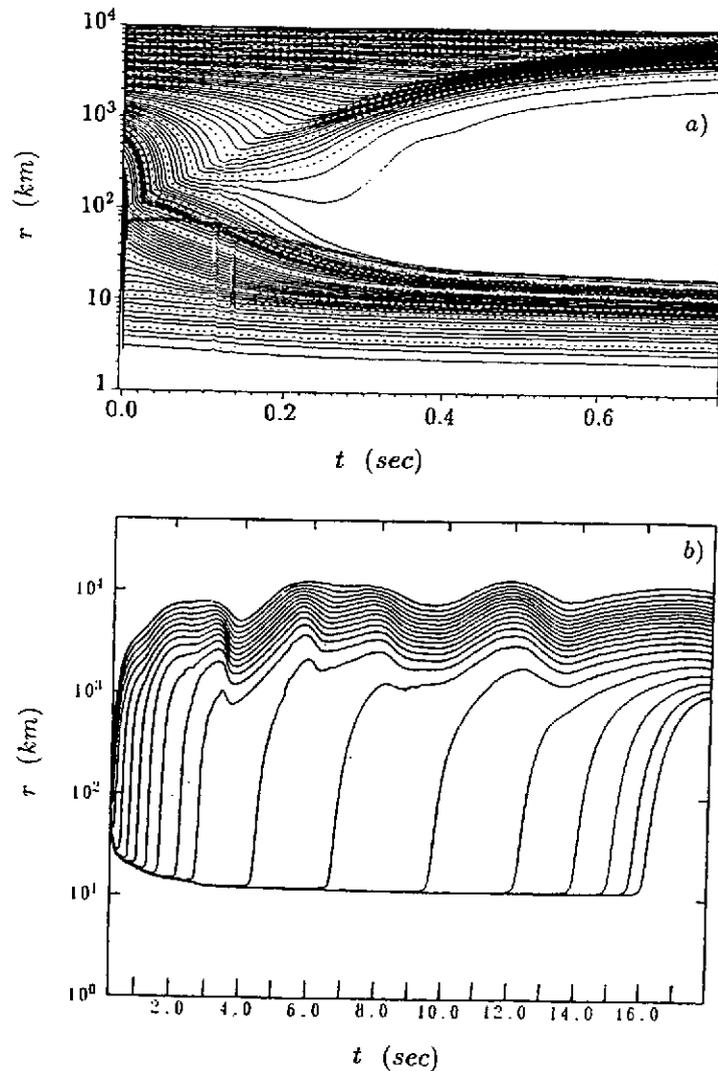


Figure 20. Simulation de l'évolution de la position radiale de plusieurs couches internes d'une étoile de $20 M_{\odot}$ en explosion⁶⁷⁾.

Cette chaîne nucléaire faite d'une combinaison de réactions (α, n) et (n, γ) est appelée "processus α ". Elle est susceptible de produire des noyaux plus lourds que Fe, le flot nucléaire correspondant étant situé sur le versant riche en neutrons de la vallée de stabilité nucléaire, comme illustré à la Fig. 22. La localisation précise de ce flot dépend sensiblement de l'entropie. D'autre part, toute diminution de densité réduit la possibilité de produire des noyaux lourds en raison de la dépendance en ρ^2 de la vitesse de réaction αn . Enfin, à $T \lesssim 2 \cdot 10^9$ K, les réactions (α, n) deviennent trop lentes pour alimenter le flot nucléaire, ce qui met fin au processus α . A ce moment, la matière de la bulle est faite de neutrons, particules α et noyaux lourds.

Si le nombre de neutrons par noyau lourd est assez grand, le processus α peut donner naissance au processus r (Fig. 22). Considérant que des noyaux $A \simeq 100$ peuvent émerger du processus α , des noyaux à $A \simeq 200$ peuvent être produits par le processus r si ± 100 neutrons sont disponibles en moyenne par noyau lourd synthétisé. La Fig. 23 indique que des entropies par nucléon $s \simeq 500$ (en unité de la constante de Boltzmann) doivent être rencontrées dans la bulle chaude pour disposer d'une telle quantité de neutrons par noyau lourd. Les modèles récents indiquent que des entropies aussi élevées ne peuvent être réalisées dans la bulle chaude, les valeurs maximales prédites avoisinant $s \simeq 100$ ⁶⁸⁾. Une augmentation artificielle de l'entropie

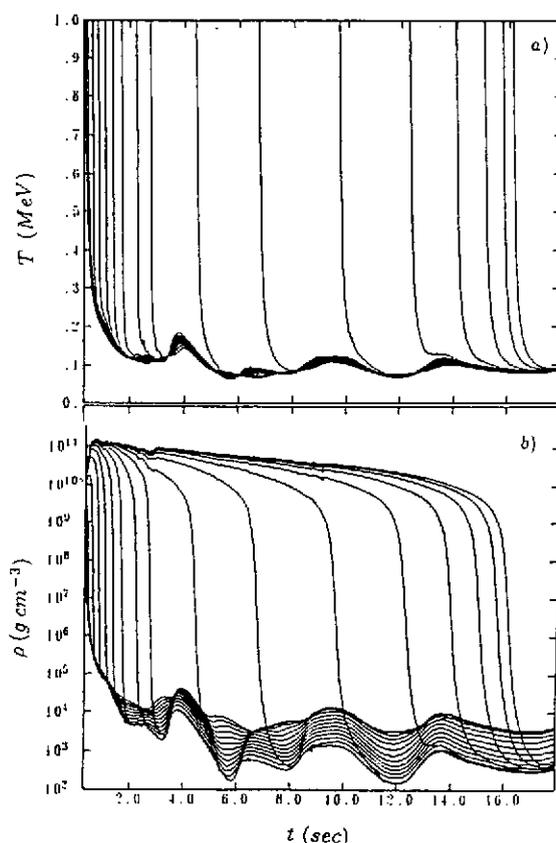


Figure 21. Températures (a) et densités (b) rencontrées dans le vent induit par neutrinos dans la bulle représentée à la Fig. 20⁶⁷⁾.

par un facteur 5 ($s \simeq 500$) démontre que les éléments r jusqu'aux plus lourds peuvent en effet être produits dans une bulle chaude, comme illustré à la Fig. 24. Il reste à prouver que de telles entropies (ou alternativement des temps d'expansion faibles) peuvent effectivement être réalisées dans certaines supernovae au moins. Les dernières conclusions à ce sujet ne sont pas très prometteuses⁷¹⁾.

Ajoutons enfin que le scénario de la bulle chaude, s'il est confirmé, pourrait rendre compte du contenu en éléments r de la Galaxie ($\pm 3 \cdot 10^4 M_{\odot}$) si quelques $10^{-4} M_{\odot}$ de noyaux r pouvaient être éjectée par chacune des supernovae qui se sont produits depuis la naissance de la Galaxie.

Finalement, signalons que d'autres scénarios astrophysiques ont également été suggérés comme sites possibles du processus r . Il s'agit, entre autres, de la collision de deux étoiles à neutrons^{72,73)} ou d'une étoile à neutrons et d'un trou noir^{74,75)}, de l'explosion d'étoiles à neutrons sous la masse critique⁷⁶⁾, de jets provenant de l'implosion des coeurs stellaires en rotation rapide ou soumis à de grands champs magnétiques internes^{77,78)}.

4.3. La physique nucléaire du processus r

Le processus r a la particularité de produire des noyaux plus "exotiques" (expérimentalement inconnus) que les autres mécanismes de synthèse des noyaux lourds. En effet, comme indiqué précédemment, le processus r implique un très grand nombre de noyaux situés entre la vallée

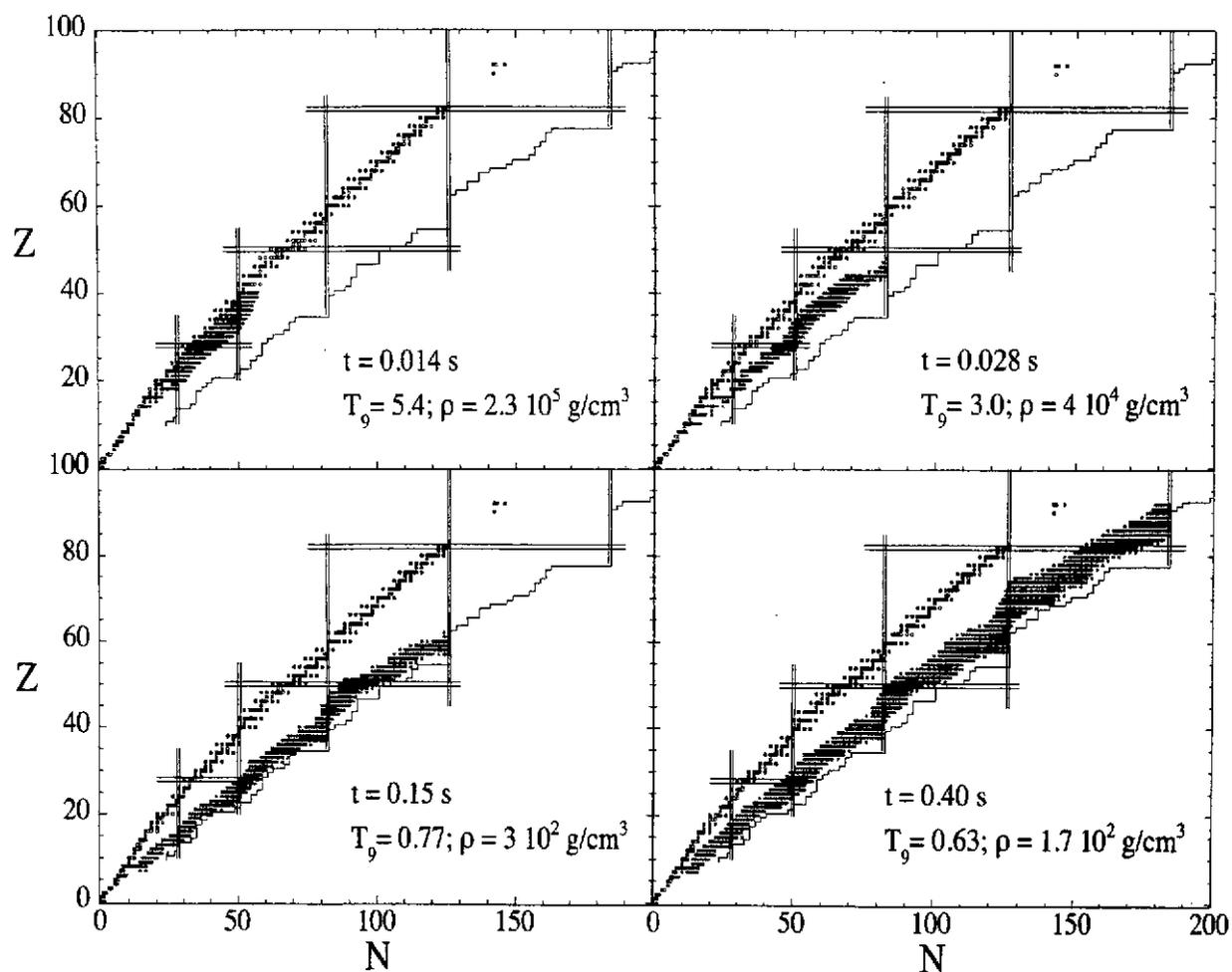


Figure 22. Exemple d'évolution des flots nucléaires (symbolisés par les carrés gris et noirs représentant les noyaux dont la fraction massique excède 10^{-12}) résultant du processus α et r à une entropie par nucléon $s = 200$ (en unité de la constante de Boltzmann) et une fraction électronique $Y_e = Y_p / (Y_n + Y_p) = 0.40$, Y_n (Y_p) étant l'abondance de neutrons (protons). Les lignes verticales et horizontales en trait plein schématisent les fermetures de couche neutronique et protonique, respectivement. La vallée de stabilité β est représentée par les carrés supérieurs, alors que le trait inférieur localise la ligne de drip neutronique, c-à-d le lieu des noyaux instables vis-à-vis de l'émission d'un neutron.

de stabilité nucléaire et la ligne de *drip* neutronique³. De plus, la modélisation de ce processus requiert non seulement la connaissance de quelques propriétés globales de ces noyaux (comme la masse, la déformation, ...), mais également les propriétés d'interaction de ces noyaux avec le milieu (interactions neutron-noyau, interactions faibles et électromagnétiques, ...). Ces propriétés nucléaires ne sont connues, au mieux, que pour une fraction des noyaux impliqués. Un recours massif à la théorie est donc indispensable.

4.3.1. Les masses nucléaires

Parmi les nombreuses grandeurs nucléaires fondamentales à la modélisation du processus r , les énergies de liaison, ou de façon équivalente, les masses nucléaires, jouent sans aucun doute un rôle dominant. En effet, elles déterminent le bilan énergétique de toute réaction nucléaire, et par conséquent le chemin (Eq. 17), ainsi que les temps caractéristiques du processus r .

³ définie par les noyaux instables vis-à-vis de l'émission d'un neutron, c'est-à-dire tels que $S_n(Z, A) = 0$.

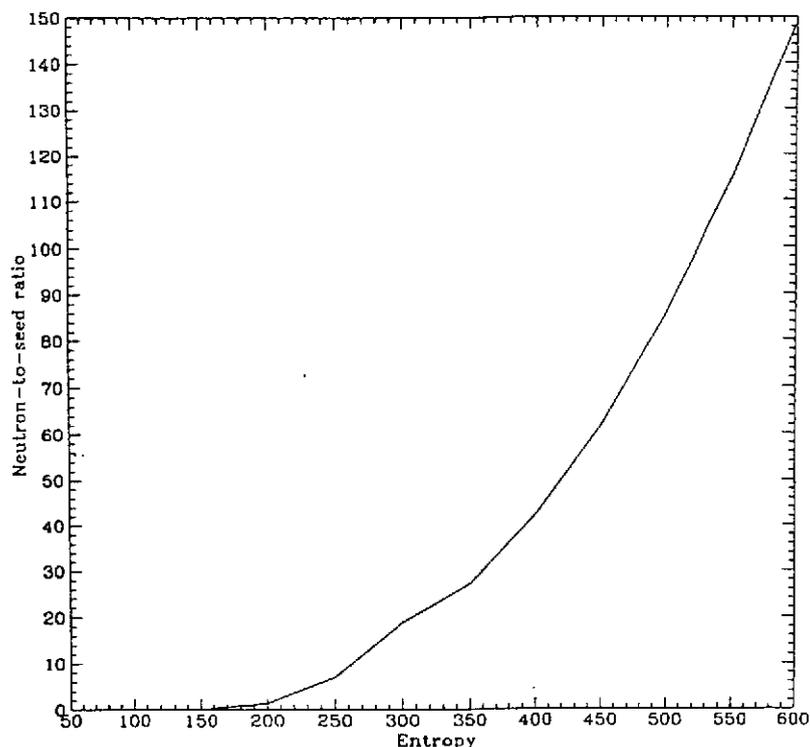


Figure 23. Nombre de neutrons par noyau lourd dans la bulle chaude au moment du gel du processus α en fonction de l'entropie par nucléon en unité de la constante de Boltzmann ⁶⁹).

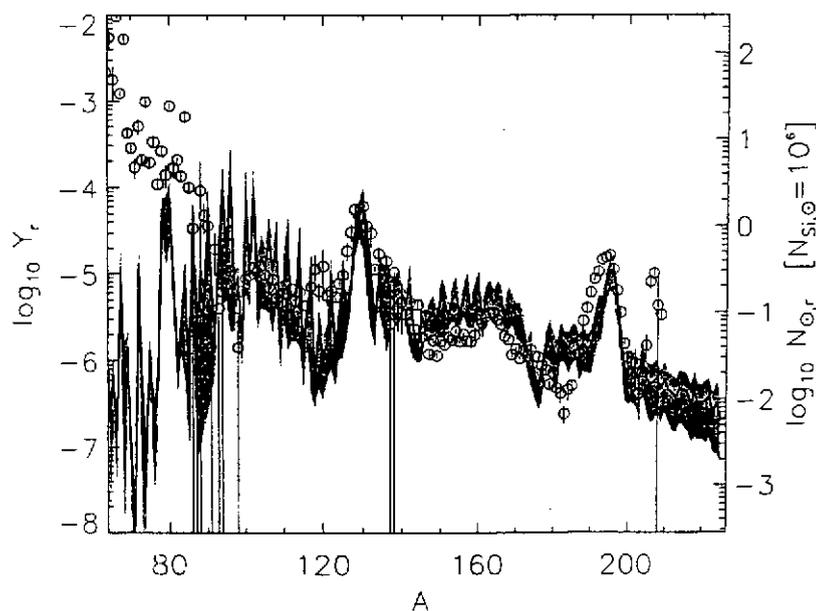


Figure 24. Comparaison de la distribution solaire des abondances r (cercle) avec celles prédites par les calculs de Takahashi et al. ⁷⁰) dans une bulle chaude (trait plein).

De nombreux efforts expérimentaux et théoriques ont été consentis en vue d'améliorer notre connaissance des masses. Les modèles peuvent être groupés en deux grandes catégories, à savoir les modèles macroscopiques-microscopiques et les modèles microscopiques. Plusieurs variantes de la première catégorie ont été développées, la version la plus sophistiquée et la plus utilisée aujourd'hui dans les applications astrophysiques étant le modèle FRDM (Finite-Range Droplet

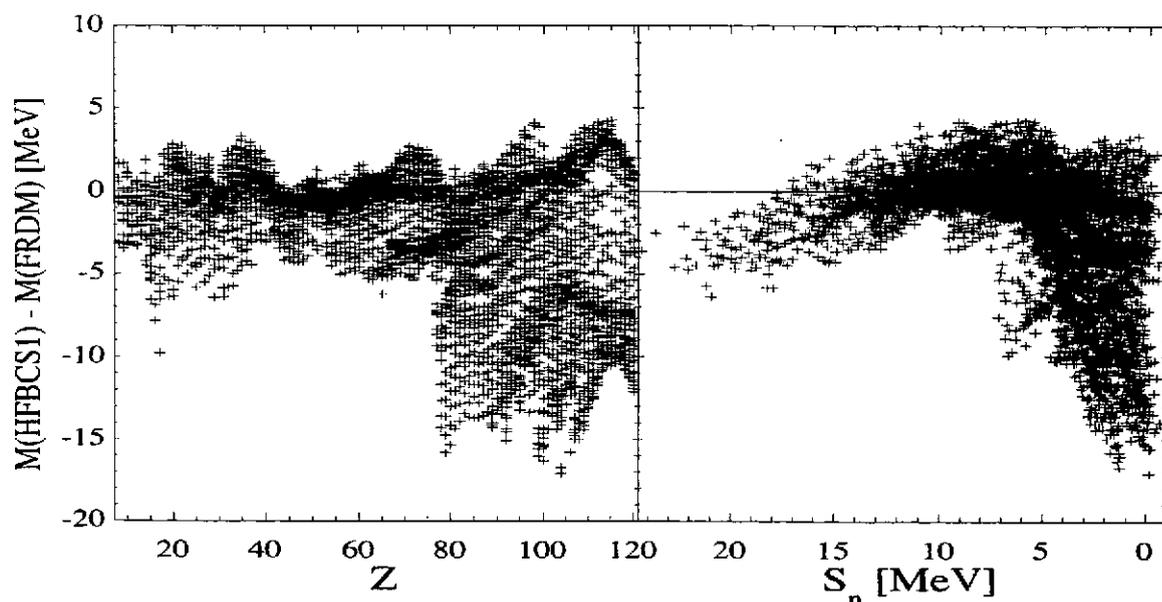


Figure 25. Différences entre les masses prédites par les modèles HFBCS⁸³⁾ et FRDM⁷⁹⁾ en fonction de a) Z , b) l'énergie de séparation neutronique $S_n(Z, A)$.

Model)⁷⁹⁾. L'énergie de liaison y est exprimée comme la somme d'un terme macroscopique décrit par le modèle de la goutte liquide et représentant des propriétés nucléaires intégrales (comme l'énergie de volume, de surface, coulombienne ou d'asymétrie) et d'un terme microscopique prenant en compte les corrections de nature purement quantique (comme les effets de couche ou d'appariement). Le caractère phénoménologique d'une telle approche et ses défauts de cohérence entre parties macroscopique et microscopique sont généralement compensés par l'introduction de paramètres dont les valeurs sont choisies afin de reproduire au mieux les quelque 1900 masses expérimentales⁸⁰⁾.

La popularité de l'approche macroscopique-microscopique vient essentiellement de sa facilité de mise en oeuvre et d'application. En effet, jusqu'à très récemment, aucun modèle de nature plus microscopique n'a pu être appliqué à l'ensemble des noyaux dont les masses sont connues expérimentalement et, à fortiori, utilisé pour prédire avec une fiabilité raisonnable la masse des noyaux exotiques, et en particulier ceux impliqués dans les processus r . L'avènement du modèle ETFSI (Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral)⁸¹⁾ a radicalement modifié cette situation en apportant, par son caractère microscopique, un remède aux lacunes les plus sérieuses des modèles macroscopiques-microscopiques sans mettre en danger son applicabilité à un très grand nombre de noyaux. L'approche ETFSI est une approximation du modèle Hartree-Fock plus BCS (HFBCS) dont la rapidité et la souplesse ont permis de déterminer la force nucléaire effective directement à partir d'un fit aux 1900 masses expérimentales. Grâce aux avancées ouvertes par le modèle ETFSI, il est maintenant possible de déterminer directement la force de Skyrme dans le modèle HFBCS sur base d'un fit aux masses expérimentales^{82,83)}. Basé sur une interaction effective de Skyrme et sur une interaction d'appariement de portée nulle, les approches ETFSI et HFBCS sont capables de prédire les masses connues expérimentalement avec une précision comparable au modèle FRDM tout en faisant appel à un nombre beaucoup plus restreint de paramètres libres (10 au lieu de 25 environ). Cette caractéristique, complétée par la nature plus fondamentale des modèles HFBCS et ETFSI, permet d'espérer une fiabilité

accrue des modèles microscopiques par rapport à l'approche FRDM dans la prédiction de la masse des noyaux très éloignés du domaine exploré expérimentalement. A ce propos, il faut souligner que des formules de masse différentes capables de fournir un accord comparable avec les données expérimentales peuvent sensiblement diverger dans leurs prédictions hors du domaine expérimental. Il en est ainsi des modèles HFBCS et FRDM, comme illustré à la Fig. 25. Des situations de ce type se rencontrent même entre modèles macroscopiques-microscopiques ne différant que dans leur paramétrisation.

Les différences parfois importantes dans la prédiction de la masse des noyaux exotiques ont un impact direct sur la modélisation du processus r , et en particulier sur le chemin de ce processus (Eq. 17) et sur les abondances relatives des isotopes riches en neutrons d'un élément (Eq. 16) (pour plus de détails, voir⁸⁴). Elles affectent aussi d'autres quantités nucléaires essentielles dans le processus r , comme les vitesses de désintégration β au travers de différences dans l'estimation des énergies de transition.

4.3.2. Les taux de désintégration β

Une deuxième grandeur fondamentale dans la modélisation du processus r est le taux de désintégration β . Dans le cadre du modèle canonique, il apparaît clairement que les durées de vie β des points d'attente (et plus particulièrement des points d'accumulation aux fermetures de couche) fixent de façon univoque le nombre de neutrons capturés lors de l'irradiation neutronique.

Comme pour les masses nucléaires, d'importants efforts expérimentaux ont été consentis ces dernières années et ont conduit à la détermination de demi-vies β de noyaux toujours plus exotiques. Des informations complémentaires sur les probabilités de transition ont pu également être obtenues de manière indirecte à partir de mesures sur les réactions (n, p) ou (p, n) . Malgré cela, la grande majorité des noyaux riches en neutrons impliqués dans le processus r restent totalement inabordables expérimentalement et les modèles doivent combler cette lacune.

Deux types de modèles sont couramment appliqués à l'astrophysique. D'un part, divers modèles macroscopiques basés sur une description statistique approchée de certaines propriétés nucléaires ("Gross Theory") ont été développés. Les versions les plus récentes [GT2 (Gross Theory 2) et SGT (Semi-Gross Theory), cette dernière version introduisant des corrections de couche approchées] ont le mérite de reproduire relativement bien les demi-vies β mesurées (Fig. 26) et de fournir des prédictions pour les quelques 3000 noyaux du processus r ^{85,86}.

A l'encontre des modèles mentionnés ci-dessus, les modèles microscopiques visent à estimer les taux de désintégration β à partir d'un calcul des probabilités de transition et des spectres d'excitation sur base d'approximations dont certaines ont été utilisées dans un cadre astrophysique. Parmi celles-ci, citons les approximations de Tamm-Dancoff⁸⁷, des phases aléatoires⁸⁸, des phases aléatoires de quasi-particules (QRPA pour Quasi-Particle Random Phase Approximation)⁸⁹, ou encore la théorie des systèmes finis de Migdal⁹⁰. Comme le montre la Fig. 26, ces modèles microscopiques ou semi-microscopiques n'atteignent pas encore la précision du modèle statistique GT2⁸⁵. De façon générale, les modèles microscopiques rencontrent de nombreuses difficultés à reproduire les demi-vies mesurées, et devraient prendre en compte notamment les transitions interdites et la déformation nucléaire. De nets progrès ont cependant déjà été réalisés dans l'amélioration des modèles microscopiques globaux⁹⁰.

Les incertitudes sur les prédictions des taux de désintégration β handicapent sérieusement tous les modèles de processus r et plus particulièrement ceux qui s'inscrivent dans le cadre

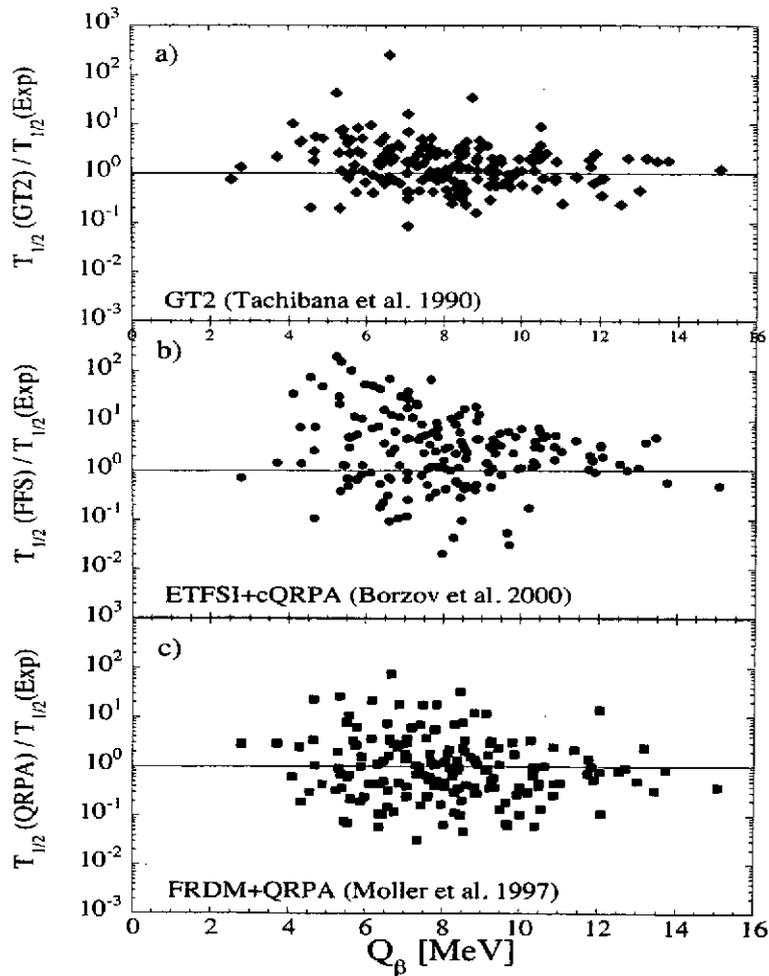


Figure 26. Comparaison des demi-vies expérimentales β^- avec celles prédites par les modèles a) GT2⁸⁵⁾, b) ETFSI-cQRPA⁹⁰⁾ et c) FRDM-QRPA⁸⁹⁾, en fonction de Q_{β} . Seuls les noyaux à demi-vie inférieure à 1 s sont considérés.

d'explosions stellaires réalistes qui ne laissent aucune liberté sur le choix des échelles de temps pendant lesquelles peut se dérouler le processus r . Par contre, dans le cadre des modèles paramétriques, une erreur systématique sur les demi-vies β peut être partiellement compensée par une variation du temps d'irradiation τ . Notons enfin que les incertitudes sur les masses nucléaires affectent également les prédictions fournies par un modèle spécifique de désintégration β . Cependant, l'impact de ces incertitudes est limité dans le cas de noyaux riches en neutrons pour lesquels $Q_{\beta} = M(Z, A) - M(Z + 1, A)$ est suffisamment élevé (parfois de l'ordre de 15 MeV) pour être relativement peu affecté par les différences entre les prédictions des masses nucléaires⁹¹⁾.

Le calcul des taux de désintégration β est aussi de première importance pour l'évaluation des probabilités d'émission de neutrons et de fission retardées, schématisées à la Fig. 27. Ces processus peuvent se développer à partir de noyaux pour lesquels Q_{β} est si grand que la désintégration β peut peupler un niveau intermédiaire d'énergie supérieure à l'énergie de séparation neutronique (on parle alors d'émission de neutron retardée) ou à la barrière de fission (auquel cas une fission retardée peut se produire). Ces réactions peuvent essentiellement jouer un rôle dans la phase post-irradiation du processus r . Ainsi, il est généralement considéré que l'émission retardée de neutrons peut expliquer l'absence d'effets pair-impair marqués dans la distribution solaire des

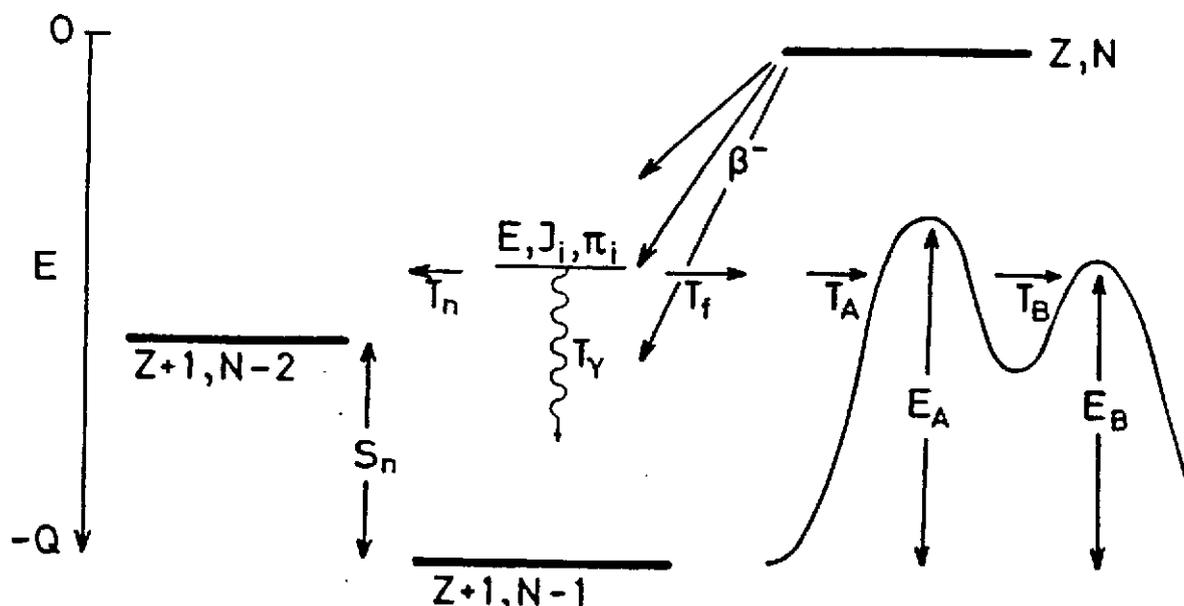


Figure 27. Schéma des processus d'émission retardée de neutron et de fission retardée d'un noyau (Z, N)

nucléides r ⁹²⁾. L'importance de ce mécanisme a été remise en cause dans des modèles récents de processus r ^{69,91)}.

L'évaluation de la probabilité des mécanismes retardés reste très incertaine, puisqu'elle met en jeu non seulement les taux de désintégration β , mais aussi des facteurs de transmission neutronique T_n et de transmission au travers de la barrière de fission T_f , cette dernière étant tout particulièrement difficile à évaluer pour les noyaux instables^{93,94)}, d'autant que les barrières de fission relatives aux noyaux impliqués dans le processus r sont elles-mêmes très mal connues. Jusque peu, seuls les modèles de type goutte liquide (p.e le modèle FRDM⁷⁹⁾ étaient utilisés pour déterminer de façon systématique les barrières de fission des quelques milliers de noyaux superlourds impliqués dans le processus r . Un premier pas important vers une fiabilité accrue a été franchi par l'application du modèle microscopique ETFSI à la prédiction de ces barrières^{95,96)}.

4.3.3. Les taux de capture neutronique

Si, par hypothèse, le modèle canonique du processus r ne requiert aucun calcul des taux de capture neutronique, l'examen de la validité de l'hypothèse de l'équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ conduisant à cette simplification passe nécessairement par l'évaluation de la vitesse des réactions (n, γ) et (γ, n) . La Fig. 16 démontre aussi que cet équilibre ne peut en effet être réalisé que dans une région limitée du plan (T, N_n) .

La nécessité de calculer les vitesses de réaction s'impose également dans le cadre de modèles plus réalistes d'explosion (p.e. dans les bulles chaudes; voir Chap. 4.2). Dans ce cadre, l'approximation d'équilibre ne peut se justifier a priori, en particulier lors de la phase de décroissance de la température et de la densité neutronique associée à la phase d'expansion du milieu en explosion.

Les sections efficaces de capture neutronique ne sont pas connues expérimentalement et sont généralement évaluées sur base d'un modèle statistique de type Hauser-Feshbach (Chap. 2). Il repose sur l'hypothèse que le système initial cible-projectile a le temps de former un noyau composé au sein duquel l'énergie mise à disposition par la fusion est redistribuée entre tous les nucléons. Ceci impose que le nombre de niveaux excités du noyau composé accessibles est

suffisamment élevé. Malgré les incertitudes de diverses natures qui entachent les ingrédients du modèle statistique, celui-ci est capable de reproduire à un facteur 3 près environ la plupart des sections efficaces (n, γ) connues expérimentalement. La situation est sans doute moins satisfaisante loin de la vallée de stabilité, la fiabilité des prédictions des diverses composantes du modèle statistique diminue avec l'augmentation de l'excès de neutrons des noyaux considérés. En particulier, l'énergie de séparation neutronique diminue loin de la vallée de stabilité, si bien que la grande densité de niveaux nucléaires requise pour assurer la validité du modèle statistique n'est plus atteinte à l'approche de la ligne de drip, et particulièrement aux fermetures de couche neutronique. Dans ces conditions, une réaction (n, γ) peut se produire sans passer par l'étape intermédiaire de formation d'un noyau composé, mais en faisant directement intervenir l'un des états liés du noyau final. Cette contribution directe (cf. Chap. 2) peut dominer le mécanisme de capture, mais aussi être interdite. Dans ce dernier cas, la capture de neutrons par les noyaux exotiques est fortement ralenties, ce qui explique la remontée de la limite de validité de l'approximation du point d'attente aux hautes densités neutroniques, comme illustrée à la Fig. 16.

Un autre effet est également susceptible de modifier la capture neutronique par les noyaux exotiques riches en neutrons. Il s'agit de l'apparition, dans les noyaux à grand excès de neutrons, d'un mode collectif dipolaire, appelé résonance pygmée, qui permet une désexcitation rapide du noyau composé par émission de photons. Un tel mode de désexcitation a été confirmé expérimentalement et pourrait fortement accélérer la composante résonante de la capture radiative et ainsi influencer les prédictions relatives au processus r ⁹⁷⁾.

4.4. L'âge des nucléides r

Sur base de l'abondance des radionucléides ^{187}Re , ^{232}Th , ^{235}U et ^{238}U mesurées dans les météorites, la nucléo-cosmochronologie tente de déterminer l'âge des nucléides r , c-à-d une limite inférieure de l'âge de la Galaxie et de l'Univers. D'autre part, la possibilité a été évoquée récemment de développer une nouvelle nucléo-cosmochronologie, ne reposant pas sur la composition du système solaire, mais au contraire sur l'abondance du Th dans des étoiles d'âges différents, et en particulier dans des étoiles de très faible métallicité⁹⁸⁾. De multiples difficultés entachent encore toute chronométrie basée sur l'abondance de Th observée à la surface de ces étoiles. Ces problèmes concernent certaines hypothèses sous-tendant le développement de cette chronométrie⁹⁹⁾, mais aussi les incertitudes astrophysiques et nucléaires du modèle canonique du processus r ¹⁰⁰⁾.

Beaucoup a été écrit sur l'âge de la Galaxie déduite d'une approche nucléo-cosmochronologique. Rappelons simplement que le développement d'une bonne chronométrie basée sur les radionucléides mentionnés plus haut requiert tout d'abord une prédiction fiable de leur production stellaire, en plus bien entendu de leur période radioactive. D'autre part, il est essentiel de disposer d'un modèle détaillé d'évolution chimique de la Galaxie.

D'un examen critique de la mesure dans laquelle ces différents besoins sont rencontrés, Arnould et Takahashi¹⁰¹⁾ concluent que les incertitudes entachant encore les abondances solaires de U et Th couplées aux problèmes posés par l'évaluation du niveau de production de ces radionucléides dans le processus r interdisent de considérer U et Th comme des cosmochronomètres fiables. Cette conclusion est en désaccord marqué avec une opinion largement

répandue basée sur un modèle simpliste de processus r et d'évolution galactique acceptant des solutions *mathématiques* ne représentant aucun degré de fiabilité *physique*.

D'autre part, Arnould et Takahashi¹⁰¹⁾ soulignent que la paire $^{187}\text{Re}-^{187}\text{Os}$, si elle ne peut encore prétendre au status de chronomètre fiable, offre malgré tout les meilleures perspectives d'avenir. Cette affirmation trouve une justification partielle dans la mesure récente de la vitesse de création e de ^{187}Re ionisé¹⁰²⁾, qui joue un rôle important dans la chronométrie basée sur $^{187}\text{Re}-^{187}\text{Os}$.

5. Le Processus p

Le processus p est a été introduit dans le but d'expliquer la synthèse des noyaux stables de type p, dont l'abondance solaire est représentée à la Fig. 4. Clairement, les noyaux p ne peuvent être produits dans une chaîne de captures de neutrons. Par contre, ils pourraient être synthétisés à partir de noyaux s ou r pré-existants et subissant des réactions (p, γ) , (γ, n) ou (γ, α) , ces transformations étant éventuellement complétées par des désintégrations β^+ ou par des captures électroniques.

Les captures de protons sur des noyaux lourds ou les photodésintégrations envisagées ne peuvent être assez rapides pour pouvoir transformer assez de noyaux s et r en nucléides p dans des conditions stellaires réalistes que si les températures excèdent $2 \cdot 10^9$ K environ.

Les sites astrophysiques qui semblent capables de fournir les conditions thermodynamiques requises au bon déroulement du processus p sont les couches riches en O et Ne des étoiles massives, aussi bien dans leur phase pre-supernova¹⁰³⁾ que lors de l'explosion de l'étoile en supernova¹⁰⁴⁻¹⁰⁶⁾. Un exemple de distribution des abondances p obtenues dans des modèles réalistes de supernova de type II¹⁰⁶⁾, est donné à la Fig. 28. L'accord obtenu avec la distribution solaire de l'abondance des nucléides p peut être considéré comme extrêmement satisfaisant, surtout s'il est rappelé que ces prédictions sont basées sur des modèles réalistes de supernovae et ne mettent en jeu aucun paramètre libre. Il faut noter à ce propos que ces prédictions souffrent beaucoup moins des incertitudes affectant la modélisation des supernovae que le processus r. Seule l'énergie totale de l'explosion et les échelles de temps de l'expansion des couches considérées suite au passage de l'onde de choc associée à la supernova influencent les prédictions d'abondance des nucléides p. Des incertitudes proviennent également de la composition initiale, notamment par la valeur encore incertaine de la vitesse de réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ¹⁰⁶⁾.

La qualité de l'accord entre prédictions et abondances solaires pourrait être mise en doute par la présence de quelques nucléides plus ou moins largement sous-produits. Il faut cependant faire remarquer que ^{152}Gd est vraisemblablement essentiellement synthétisé par un branchement du processus s. De même, ^{113}In et ^{115}Sn pourraient être des noyaux à composante de type s dominante. Par contre, l'abondance solaire pourtant faible du noyau impair-impair ^{138}La ne semble pouvoir être expliquée par aucun des mécanismes nucléosynthétiques étudiés à ce jour (au contraire, la très faible abondance de l'autre nucléide impair-impair lourd ^{180}Ta est parfaitement expliquée par le modèle de processus p considéré). De même, l'abondance solaire de ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru et ^{98}Ru ne peut être reproduite. Cette déficience constitue sans aucun doute la lacune la plus sérieuse de tous les modèles de processus p construits jusqu'à présent. Les incertitudes nucléaires affectant encore $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ pourrait répondre à ce mystère. En effet, l'augmentation de la vitesse de cette réaction conduit à une augmentation dans la production

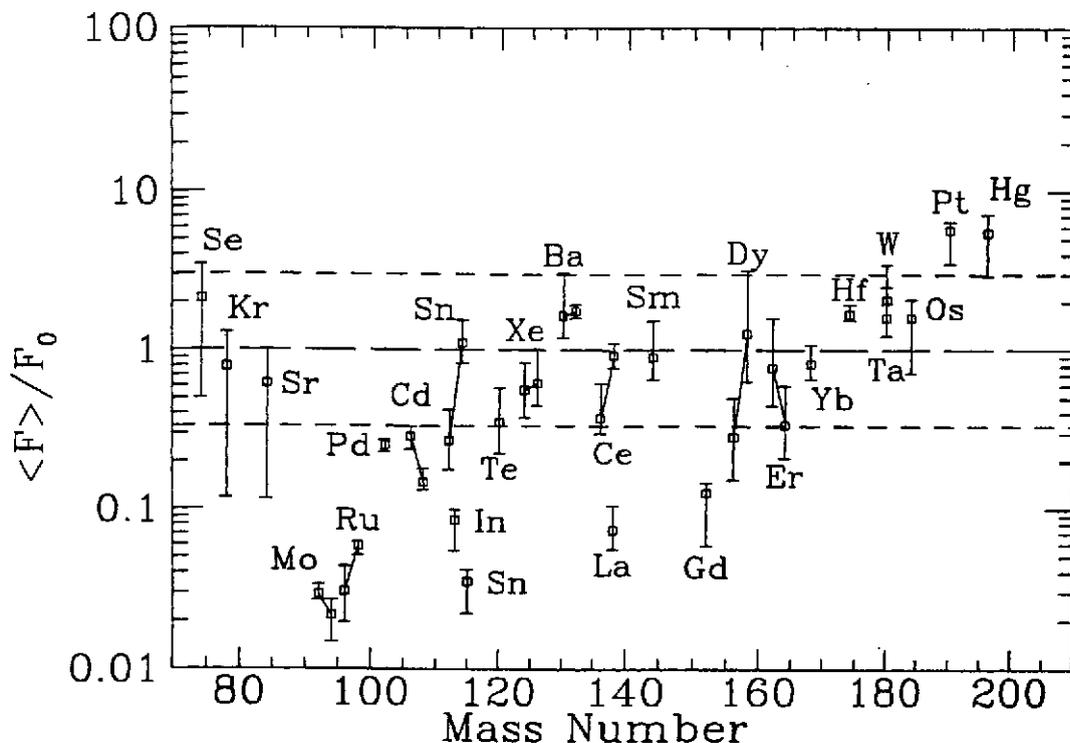


Figure 28. Facteur de surproduction normalisés $\langle F \rangle / F_{\odot}$ des éléments p produits dans les couches riches en O et Ne d'étoiles massives en explosion. Pour chaque nucléide, $\langle F \rangle$ est proportionnel à la valeur moyennée de son abondance produite dans des étoiles de différentes masses, et F_{\odot} à son abondance solaire. Les symboles (carrés ouverts) correspondent aux facteurs de surproduction résultant de l'utilisation d'un modèle très simple d'évolution chimique de la Galaxie. Les barres verticales indiquent les domaines de variation des facteurs de surproduction prédits pour des étoiles individuelles dans le domaine de masse $13 \leq M/M_{\odot} \leq 25$. Dans la représentation adoptée, la distribution solaire des nucléides p serait parfaitement reproduite si toutes les prédictions se plaçaient sur une ligne horizontale ¹⁰⁶⁾.

des éléments s légers lors de la combustion centrale de He dans les étoiles massives. Cette surproduction pourrait alors permettre une augmentation de la synthèse des Mo et Ru lors du processus p dans les phases pre-supernova ou supernova ⁵⁶⁾.

Les calculs de processus p dans les conditions précitées nécessitent la résolution d'un réseau étendu de réactions incluant toutes les réactions de capture de neutrons, protons et particules α par des noyaux déficitaires en neutrons, ainsi que les photodésintégrations (γ, n), (γ, p) et (γ, α) et les décroissances β . A l'une ou l'autre exception près, ces vitesses de réaction ne sont pas connues expérimentalement et doivent faire l'objet d'une étude théorique, généralement basée sur un modèle de Hauser-Feshbach (Chap. 2). Il faut noter que la plupart des noyaux impliqués dans le processus p ont été observés dans le laboratoire, ce qui n'implique évidemment pas que toutes les propriétés nucléaires requises sont connues expérimentalement. Cependant, les incertitudes affectant certaines d'entre elles ont un impact beaucoup plus limité sur le processus p que sur le processus r ¹⁰⁷⁾. Il en est en particulier ainsi des masses nucléaires et des vitesses de désintégration β .

6. Conclusions

Beaucoup d'efforts expérimentaux, observationnels ou théoriques, ont été consentis ces dernières années par les astrophysiciens et les physiciens nucléaires en vue de mieux comprendre les divers aspects du processus s, r et p de nucléosynthèse. De façon très schématique, le situation à ce propos peut être résumée de la façon suivante:

- (1) même si le processus s soulève encore quelques problèmes difficiles de physique nucléaire, les questions les plus embarrassantes et les moins bien maîtrisées sont de nature astrophysique. Alors que les neutrons produits lors de la combustion centrale de He dans les étoiles massives peuvent vraisemblablement rendre compte de la composante faible du processus s identifiée dans le système solaire, il n'en est pas de même de la composante principale dans les étoiles Géantes Rouges. Les modèles de diffusion de protons ou de rotation souffrent encore de nombreuses incertitudes qui rendent les prédictions du processus s dans les étoiles AGB peu fiables, et l'observation de l'abondance particulière de certains nucléides s à leur surface inexplicée;
- (2) le processus r soulève d'énormes problèmes de physique nucléaire et d'astrophysique. Les premiers concernent en particulier la description des propriétés globales des noyaux très riches en neutrons, de même que leur vitesse de capture de neutrons ou de désintégration β . La mesure de ces grandeurs pour une fraction significative des noyaux impliqués dans le processus r ne peut être imaginée dans un avenir raisonnablement proche. Par contre, des informations expérimentales directes ou indirectes relatives à un échantillon restreint et bien choisi de noyaux instables pourraient permettre d'évaluer la fiabilité des modèles nucléaires existants et d'aider à leur amélioration. Du côté astrophysique, il est indispensable de progresser dans la modélisation des supernovae de type II. Ce n'est qu'à ce prix qu'il sera possible de mieux identifier le(s) site(s) possible(s) du processus r;
- (3) les problèmes de physique nucléaire et d'astrophysique soulevés par la modélisation du processus p paraissent bien moins aigus que ceux auxquels doit faire face la description du processus r. Les propriétés des noyaux déficients en neutrons participant au processus p sont en général mieux connues (parfois même expérimentalement) que celles des noyaux très riches en neutrons. D'autre part, la modélisation des régions stellaires où est susceptible de se développer le processus p est bien plus fiable que celle des zones éventuellement favorable au déroulement du processus r. Contrairement à une opinion encore très répandue aujourd'hui parmi les astrophysiciens nucléaires, nous considérons que le processus p est à présent le mieux compris des processus de synthèse des noyaux plus lourds que le fer. Evidemment, il n'est pas pour autant exempt de tout problème, le plus sérieux d'entre eux du point de vue astrophysique étant sans aucun doute la source des isotopes p de Mo et Ru système solaire et du point de vue nucléaire la détermination de la vitesse de réaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ aux températures caractéristiques de la combustion centrale de He.

Références

- 1) M. Arnould, K. Takahashi, Rep. Prog. Phys. 62 (1999) 395
- 2) D.D. Clayton, 1983 dans *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis* (Chicago Univ. Press)
- 3) V. Trimble, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 877
- 4) M. Arnould, 1986, dans *Advances in Nuclear Astrophysics*, eds. E. Vangioni-Flam et al. (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 113
- 5) E. Anders, N. Grevesse, Geochim. Cosmochim. Acta 53 (1989) 197

- 6) H.E. Suess, H.C. Urey, *Rev. Mod. Phys.* 28 (1956) 53
- 7) M. Arnould, N. Prantzos, 1990 dans *Ecole Joliot-Curie*, p. 1
- 8) S.E. Woosley, T.A. Weaver, *Astrophys. J. Suppl.* 101 (1995) 181
- 9) C.E. Rolfs, W.S. Rodney, 1988 dans *Cauldrons in the Cosmos* (University of Chicago Press, Chicago and London)
- 10) T. Lee, 1988 dans *Meteorites and the Early Solar System*, eds. J.F. Kerridge et M.S. Matthews (University of Arizona Press, Tucson), p. 1063
- 11) T.D. Swindle, 1993 dans *Protostars and Planets III*, eds. E.H. Levy et J.I. Lunine (University of Arizona Press, Tucson), p. 867
- 12) E. Anders, E. Zinner, *Meteoritics* 28 (1993) 490
- 13) E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29 (1957) 547
- 14) A.G.W. Cameron, 1957 dans *Stellar Evolution, Nuclear Astrophysics, and Nucleogenesis* (Chalk River Rept. CRL-41)
- 15) G.R. Satchler, 1980 dans *Introduction to nuclear reactions* (The Macmillan press ltd)
- 16) G.R. Satchler, 1983 dans *Direct nuclear reactions* (International series of monographs on physics 68, Oxford University Press)
- 17) M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 19 (1972) 82
- 18) J.A. Holmes, S.E. Woosley, W.A. Fowler, B.A. Zimmerman, *Atomic Data Nuclear Data Tables* 18 (1976) 306
- 19) F.K. Thielemann, M. Arnould, J.W. Truran, 1986 dans *Advances in Nuclear Astrophysics*, eds. Vangioni-Flam et al. (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 525
- 20) S. Goriely, 1998 dans *Nuclei in the Cosmos V*, eds. N. Prantzos, S. Harissopoulos (Editions Frontières), p. 314
- 21) J.R. Huizenga, L.G. Moretto, *Ann. Rev. Nuc. Sci.* 22 (1972) 427
- 22) Z.Y. Bao, F. Käppeler, *At. Data Nucl. Data Tables* 36 (1987) 411
- 23) P.A. Seeger, W.P.A. Fowler, D.D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* 11 (1965) 121
- 24) D.D. Clayton, R.A. Ward, *Astrophys. J.* 193 (1974) 397
- 25) F. Käppeler, H. Beer, K. Wisshak, *Rep. Prog. Phys.* 52 (1989) 945
- 26) N. Langer, J.P. Arcoragi, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 210 (1989) 187
- 27) N. Prantzos, M. Hashimoto, K. Nomoto, *Astron. Astrophys.* 234 (1990) 211
- 28) R.A. Ward, M.J. Newman, D.D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* 31 (1976) 33
- 29) R.A. Ward, M.J. Newman, *Astrophys. J.* 219 (1978) 195
- 30) D.D. Clayton, W.A. Fowler, T.E. Hull, B.A. Zimmerman, *Ann. Phys.* 12 (1961) 331
- 31) D.D. Clayton, M.E. Rassbach, *Astrophys. J.* 148 (1967) 69
- 32) F. Käppeler, 1995 dans *Nuclei in the Cosmos*, eds. M. Busso et al. (American Institute of Physics, New York), p. 101
- 33) H. Beer, F. Corvi, P. Mutti, *Astrophys. J.* 474 (1997) 843
- 34) H. Palme, H. Beer, 1993, dans *Landolt Börnstein, New Series, Group VI, Astronomy and Astrophysics* (Subvolume 3a, Springer, Berlin), p. 196
- 35) S. Goriely, *Astron. Astrophys.* 327 (1997) 845
- 36) M. Schwarzschild, R. Härm, *Astrophys. J.* 142 (1965) 855
- 37) R. Gallino, C. Arlandini, M. Busso et al., *Astrophys. J.* 497 (1998) 388
- 38) S. Goriely, N. Mowlavi, *Astron. Astrophys.* (2000) sous presse
- 39) N. Mowlavi, *Astron. Astrophys.* 344 (1999) 617
- 40) T. Blöcker, 1999 dans *191st IAU Symposium*, eds. T. Le Bertre et al. (Montpellier, France, PASP), p. 21
- 41) F. Herwig, T. Blöcker, D. Schönberner, M. El Eid, *Astron. Astrophys.* 324 (1997) L81
- 42) N. Langer, A. Heger, S. Wellstein, F. Herwig, *Astron. Astrophys.* 346 (1999) L37
- 43) M. Schwarzschild, R. Härm, *Astrophys. J.* 150 (1967) 961
- 44) I.Jr. Iben, A. Renzini, *Astrophys. J. Lett.* 263 (1982) L23
- 45) W.M. Hollowell, I.Jr. Iben, *Astrophys. J. Lett.* 333 (1988) L25
- 46) W.M. Hollowell, I.Jr. Iben, *Astrophys. J.* 340 (1989) 966
- 47) Z.Y. Bao, H. Beer, F. Käppeler et al., *At. Data Nucl. Data Tables* (2000) sous presse

- 48) S. Goriely, *Astron. Astrophys.* 342 (1999) 881
- 49) K. Takahashi, K. Yokoi, *At. Data Nucl. Data Tables* 36 (1987) 375
- 50) N. Klay, F. Käppeler, *Phys. Rev. C* 38 (1988) 295
- 51) K. Takahashi, K. Yokoi, *Nucl. Phys. A*404 (1983) 578
- 52) M. Jung et al., *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 2164
- 53) H.W. Drotleff et al., 1993 dans *Nuclei in the Cosmos*, eds. Käppeler, F., Wisshak, K. (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia), p. 197
- 54) C. Angulo, M. Rayet, M. Arnould et al., *Nucl. Phys. A*656 (1999) 3
- 55) G. Meynet, M. Arnould, 1993 dans *Nuclei in the Cosmos*, eds. Käppeler, F., Wisshak, K. (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia), p. 487
- 56) V. Costa, M. Rayet, R.A. Zappalà, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 358 (2000) L67
- 57) P. Descouvemont, *Phys. Rev. C* 36 (1987) 2206
- 58) S. Goriely, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 312 (1996) 327
- 59) S. Goriely, *Astron. Astrophys.* 325 (1997) 414
- 60) S. Goriely, *Nucl. Phys. A*621 (1996) 401c
- 61) E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, F., *Rev. Mod. Phys.* 29 (1957) 547
- 62) F.-K. Thielemann, M. Arnould, W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.* 74 (1979) 175
- 63) J.J. Cowan, A.G.W. Cameron, J.W. Truran, *Astrophys. J.* 265 (1983) 429
- 64) W. Hillebrandt, K. Takahashi, T. Kodoma, *Astron. Astrophys.* 52 (1976) 63
- 65) S.A. Bludman, R. Mochkovitch, J. Zinn-Justin, 1994 dans *Supernovae, Les Houches 1990, Session LIV* (North-Holland)
- 66) S.E. Woosley, R.D. Hoffman, *Astrophys. J.* 395 (1992) 202
- 67) S.E. Woosley, et al., *Astrophys. J.* 433 (1994) 229
- 68) J. Witt, H.T. Janka, K. Takahashi, *Astron. Astrophys.* 286 (1994) 841
- 69) W.M. Howard, S. Goriely, M. Rayet, M. Arnould, *Astrophys. J.* 417 (1993) 713
- 70) K. Takahashi, J. Witt, H.T. Janka, *Astron. Astrophys.* 286 (1994) 857
- 71) Y.-Z. Qian, S.E. Woosley, *Astrophys. J.* 471 (1996) 331
- 72) E.M.D. Symbalisty, D.N. Schramm, *Astrophys. Lett.* 22 (1982) 143
- 73) M. Ruffert, H.T. Janka, K. Takahashi, G. Schaefer, *Astron. Astrophys.* 319 (1997) 122
- 74) J.M.B. Lattimer, D.N. Schramm, *Astrophys. J. Lett.* 192 (1974) L145
- 75) J.M.B. Lattimer, D.N. Schramm, *Astrophys. J.* 210 (1976) 549
- 76) K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.* 334 (1998) 159
- 77) J.M. LeBlanc, J.R. Wilson, *Astrophys. J.* 161 (1970) 541
- 78) E.M.D. Symbalisty, D.N. Schramm, J.R. Wilson, *Astrophys. J. Lett.* 291 (1985) L59
- 79) P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tables* 59 (1995) 185
- 80) G. Audi, A.H. Wapstra, *Nucl. Phys. A*595 (1995) 409
- 81) Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta, F. Tondeur, *At. Data Nucl. Data Tables* 61 (1995) 127
- 82) F. Tondeur, S. Goriely, J. M. Pearson, M. Onsi, *Phys. Rev. C* 62 (2000) 024308
- 83) S. Goriely, J. M. Pearson, F. Tondeur, soumis à *At. Data Nucl. Data Tables* (2000)
- 84) S. Goriely, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 262 (1992) 73
- 85) T. Tachibana, M. Yamada, Y. Yoshida, *Prog. Theor. Phys.* 84 (1990) 641
- 86) H. Nakata, T. Tachibana, M. Yamada, *Nucl. Phys. A*625 (1997) 521
- 87) H.V. Klapdor, et al., *Z. Phys. A* 299 (1981) 213
- 88) J. Krumlinde, P. Möller, *Nucl. Phys. A*417 (1984) 419
- 89) P. Möller, J.R. Nix, K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* 66 (1997) 131
- 90) I.N. Borzov, S. Goriely, *Phys. Rev. C* 62 (2000) 035501
- 91) V. Bouquelle, N. Cerf, M. Arnould, T. Tachibana, S. Goriely, *Astron. Astrophys.* 305 (1996) 1005
- 92) T. Kodoma, K. Takahashi, *Phys. Lett. B* 43 (1973) 167
- 93) T. Kodoma, K. Takahashi, *Nucl. Phys. A*239 (1975) 489
- 94) P. Möller, J.R. Nix, W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys. A*469 (1987) 1
- 95) A. Mamdouh, J.M. Pearson, M. Rayet, F. Tondeur, *Nucl. Phys. A*644 (1998) 389
- 96) A. Mamdouh, J.M. Pearson, M. Rayet, F. Tondeur, *Nucl. Phys. A* (2000) sous presse

- 97) S. Goriely, Phys. Lett. B 436 (1998) 10
- 98) C. Sneden, et al., Astrophys. J. 467 (1996) 819
- 99) S. Goriely, M. Arnould, Astron. Astrophys. 322 (1997) L29
- 100) S. Goriely, B. Clerbaux, Astron. Astrophys. 346 (1999) 798
- 101) M. Arnould, K. Takahashi, 1990 dans *Astrophysical Ages and Dating Methods*, eds. E. Vangioni-Flam et al. (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 325
- 102) F. Bosch, et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 5190
- 103) M. Arnould, Astron. Astrophys. 8 (1976) 436
- 104) S.E. Woosley, W.M. Howard, Astrophys. J. Suppl. 36 (1978) 285
- 105) M. Rayet, N. Prantzos, M. Arnould, Astron. Astrophys. 227 (1990) 271
- 106) M. Rayet, et al., Astron. Astrophys. 298 (1995) 517
- 107) S. Goriely, 2000 dans *Atomic Physics at Accelerators* (à paraître dans Hyperfine Interaction)