

TR 20436

N° d'ordre 1355
CENBG 7708



I N 2 P 3
CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES
DE BORDEAUX-GRADIGNAN
LE HAUT-VIGNEAU
33170 GRADIGNAN

THÈSE

présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX I

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

Option : Radiochimie

par

Philippe PAILLARD

Maître ès-sciences

Contribution à l'étude expérimentale de la
production de ^{26}Al par spallation
des noyaux Fe, Si, Al.

Soutenue le 15 Avril 1977, devant la commission d'examen

Président M. G.N. SIMONOFF, Professeur.

M. P. MENNRATH, Professeur.

Examinateurs M. A. FLEURY, Professeur.

M^{me} M. SIMONOFF,
Chargée de recherches au C.N.R.S.

1977

N° d'ordre 1355
CENBG 7705

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE BORDEAUX I

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

Option : Radiochimie

par

Philippe PAILLARD

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE DE LA PRODUCTION
DE ²⁶Al PAR SPALLATION DES NOYAUX Fe, Si, Al

Soutenu le 15 Avril 1977 devant la commission d'examen :

M. G.N. SIMONOFF	Professeur	Président
M. P. MENNRATH	Professeur	} Examineurs
M. A. FLEURY	Professeur	
Mme M. SIMONOFF	Chargée de Recherche au C. N. R. S.	

Je suis très reconnaissant envers Monsieur le Professeur SIMONOFF, Président du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, de m'avoir intégré à son équipe de radiochimie et de m'avoir toujours procuré les moyens nécessaires à la réalisation de ce travail.

Tous les membres de cette équipe m'ont constamment apporté le soutien de leur compétence et de leur sympathie. Je voudrais ici leur témoigner ma très grande gratitude.

Madame SIMONOFF, après m'avoir éclairé de ses conseils sur tout ce qui touche à la chimie, a accepté de relire et de juger ce texte ; je l'en remercie.

Je sais gré à Monsieur le Professeur A. FLEURY ainsi qu'à Monsieur le Professeur P. MENNRATH d'avoir bien voulu examiner ce rapport.

Avec une infinie patience, Monsieur Serge REGNIER n'a cessé de rectifier la progression de ce travail. Son aide a été primordiale. Qu'il soit assuré de mon amitié et de ma reconnaissance.

Je me suis souvent adressé aux services techniques du laboratoire ; je tiens à remercier toutes les personnes qui y sont attachées de m'avoir toujours répondu avec efficacité et bonne humeur.

Pendant mon séjour, j'ai eu l'occasion de me rendre dans d'autres laboratoires, soit pour la réalisation de ce travail soit pour les études préliminaires à d'autres projets. J'ai été très sensible à l'esprit de coopération et à l'amabilité des personnes que j'y ai rencontrées. Au CERN, Messieurs BERSINGER, STEINBACK et VAN ROOY ; à Saclay, Messieurs CASSE, GORET et TOBAILEM ; à Pierre Sûte, Monsieur DESCHAMPS et Madame CLEYRERGUE ; à Vitry-sur-Seine, Madame TALBOT ; à Gif-sur-Yvette, Monsieur le Professeur YOKOYAMA et Monsieur REYSS.

Ma famille et mes amis m'ont apporté l'aide matérielle et morale dont j'ai eu si souvent besoin. Je souhaite que ce texte constitue une reconnaissance de ma dette envers eux ou une excuse à certaines incompréhensions.

Madame et Messieurs les membres de la commission d'examen me font l'honneur de juger cette thèse. J'en appelle à leur clémence et les en remercie.

INTRODUCTION

La composition du rayonnement cosmique (R.C.) est modifiée par son interaction avec le milieu interstellaire. L'exposition des météorites au rayonnement cosmique se traduit par des variations dans les abondances de leurs constituants. Les conditions de propagation du R.C. et des météorites peuvent être précisées par l'analyse des altérations qu'ils ont subies. On espère ainsi obtenir des informations sur la nature des milieux traversés, la durée du voyage ou les éventuelles variations du flux, et remonter à l'origine du R.C. et des météorites.

Les réactions résultant de l'interaction du R.C. avec le milieu interstellaire ou les météorites sont, pour la plupart, des réactions de spallation. La connaissance des sections efficaces de telles réactions nucléaires présente donc un grand intérêt astrophysique.

Les horloges cosmiques, isotopes dont la période est de l'ordre de grandeur du temps de confinement du R.C. dans la galaxie (^{36}Cl , ^{26}Al , ^{10}Be), sont particulièrement adaptées à ces études. Nous avons irradié des cibles de fer, de silicium et d'aluminium par des protons de 600 MeV et 24 GeV pour déterminer les sections efficaces de production de ^{26}Al et ^{10}Be .

CHAPITRE I

Les études entreprises sur le rayonnement cosmique et les météorites qui constituent les seuls échantillons observables de matière extraterrestre, ont permis d'obtenir un certain nombre de données et de formuler certaines hypothèses que nous allons rappeler.

RAYONNEMENT COSMIQUE

La haute atmosphère terrestre est soumise à un bombardement incessant de particules chargées de nature et d'énergies diverses : le rayonnement cosmique.

A - COMPOSITION CHIMIQUE

Tous les éléments de la classification périodique sont présents dans le rayonnement cosmique. Des observations au moyen de ballons ou de satellites ont permis de connaître les abondances relatives des éléments jusqu'au nickel pour une énergie supérieure à 0,4 GeV/n.

Les protons constituent 90% de ce rayonnement, les alphas 9%, les autres éléments sont répartis comme l'indique le tableau 1, normalisé à l'oxygène. Le rapport H/O est de l'ordre de 1000.

Les éléments plus lourds que le zinc seraient 10^5 à 10^7 fois moins abondants que le fer.

B - COMPOSITION ISOTOPIQUE

La composition isotopique serait plus riche en information que la composition élémentaire. Les propriétés des produits secondaires, produits lors de la propagation du rayonnement cosmique ou par filiation radioactive des primaires sont des propriétés des isotopes et non des éléments.

Des résultats ont déjà été obtenus pour plusieurs éléments (MEY 75). Le développement des techniques et des programmes doit permettre d'obtenir des mesures plus précises - amélioration des statistiques de comptage, dépendance de l'énergie - pour un plus grand nombre d'éléments.

Tableau I

Abondances relatives des éléments { Li → Fe }
dans le rayonnement cosmique galactique ($E \gg 1 \text{ GeV/n}$)

Meneguzzi 1975			
Li	185 ⁺ 35	P	6 ⁺ 3
Be	98 ⁺ 12	S	29 ⁺ 6
B	295 ⁺ 15	Cl	7 ⁺ 2
C	1080 ⁺ 50	A	14 ⁺ 2
N	285 ⁺ 15	K	10 ⁺ 2
O	1000 ⁺ 15	Ca	27 ⁺ 2
F	18 ⁺ 3	Sc	5 ⁺ 2
Ne	165 ⁺ 15	Ti	16 ⁺ 2
Na	30 ⁺ 10	V	7 ⁺ 2
Mg	210 ⁺ 10	Cr	13 ⁺ 3
Al	35 ⁺ 10	Mn	10 ⁺ 3
Si	162 ⁺ 15	Fe	120 ⁺ 10

Ces valeurs sont celles proposées par Meneguzzi et al. Elles constituent le meilleur compromis entre les valeurs de Webber et al (1972), Juliot et al (1973, 1974), Garcia-Munoz et al (1975) et Juliusson et al (1975). Les effets atmosphériques ont été corrigés d'après Meyer et al. (1975) (MEN 75)

C - SPECTRE EN ENERGIE

L'énergie du rayonnement cosmique couvre un domaine allant de quelques MeV à 10^{20} eV. Un flux d'origine solaire, essentiellement composé de protons de moins de 100 MeV, vient s'ajouter au rayonnement galactique.

La distribution en énergie présente un maximum vers 1 GeV, la valeur moyenne étant de 4 GeV.

D - SOURCE DU RAYONNEMENT COSMIQUE

1 - Localisation

Il paraît maintenant certain qu'au moins les particules d'énergie inférieure à 10^{11} eV sont d'origine galactique, celles de plus de 10^{16} eV seraient extragalactiques (MEY 74).

En effet, l'isotropie, observée avec une précision meilleure que 1%, et l'énergie transportée par les particules de moins de 10^{11} eV impliqueraient, dans l'hypothèse d'une origine non galactique, une densité énergétique de l'univers beaucoup trop élevée ; d'autant plus que les champs magnétiques galactiques se comportent comme des écrans confinant le rayonnement cosmique galactique dans la galaxie et déviant les rayonnements extérieurs.

Le cas des particules de très haute énergie est différent. La courbure de leur trajectoire dans les champs magnétiques est telle qu'elles peuvent franchir les limites de la galaxie ; l'énergie qu'elles transportent n'impose plus alors une densité anormale. Elles peuvent donc ne pas avoir une origine galactique.

2 - Nature des sources

Parmi les composantes de la galaxie, les supernovae apparaissent comme des centres privilégiés possibles pour l'accélération du rayonnement cosmique (REE 74).

Quand l'étoile atteint un stade avancé d'évolution, elle rejette vers l'extérieur une partie de son enveloppe. Vers $5 \cdot 10^9$ K se produit une photodésintégration du pic du fer en ^4He et neutrons. Ces réactions endothermiques créent une instabilité hydrodynamique de l'étoile qui, alors explose. La matière éjectée par cette "supernova" se mélange au gaz interstellaire.

En comparant la composition primaire du rayonnement cosmique à celle de la matière issue de la supernova et à celle du gaz interstellaire on espère déterminer à quel moment intervient l'accélération. Un modèle situant le début de l'accélération entre 1 et 10^6 ans après la fin de la nucléosynthèse est le plus plausible.

Quelle que soit la nature de la source, la composition du rayonnement cosmique avant accélération peut être sensiblement différente de celle de son milieu d'origine. On peut, en effet, imaginer un processus de création comportant deux phases : injection et accélération. Pendant l'injection qui porte les particules à une énergie supra-thermique, une sélectivité peut apparaître selon trois paramètres : nombre de masse, section efficace d'ionisation et premier potentiel d'ionisation. Lors de l'accélération aux plus hautes énergies, un seuil de rigidité* peut également introduire une modification de la composition du rayonnement cosmique (CAS 75).

(* On définit la "rigidité" " R " d'une particule de charge Ze , dans un champ magnétique β , par le produit $\beta\rho$, ρ étant le rayon de courbure de la trajectoire de cette particule.

$$" R " = \beta\rho = \frac{pc}{Ze}, \quad p = \text{quantité de mouvement}$$

Elle s'exprime en volts.)

3 - Composition des sources de rayonnement cosmique

La comparaison des abondances relatives dans le rayonnement cosmique et des abondances universelles observées dans le système solaire, les météorites, etc... fait apparaître une surabondance de certains noyaux dans le rayonnement cosmique, principalement le groupe Li, Be, B voisin du "pic" CNO et le groupe Sc, Ti, V, Cr, Mn voisin du "pic" du fer. Ce phénomène peut être interprété par la spallation des noyaux du rayonnement cosmique lors de sa propagation dans le milieu interstellaire.

Il semble que l'on puisse désormais classer les éléments

jusqu'au nickel en trois groupes selon leur présence à la source du rayonnement cosmique (PER 75).

Eléments primaires :

H, He, C, O, Ne, Mg, Si, Fe

Eléments dont les contributions primaires et secondaires sont comparables :

N, Na, Al, S, Ar, Ca, Cr, Mn

Eléments presque certainement secondaires :

Li, Be, B, F, Cl, K, Sc, Ti, V

E - PROPAGATION DU RAYONNEMENT COSMIQUE

Le rayonnement cosmique se propage dans le milieu interstellaire. De densité voisine de 1 atome/cm³, ce milieu est essentiellement constitué d'hydrogène et de 10 à 15% d'hélium.

Les modèles de propagation font intervenir les paramètres suivants :

- densité du milieu traversé
- probabilité de fuite hors de la galaxie : longueur d'échappement
- temps de confinement dans la galaxie : âge du rayonnement cosmique

Certains isotopes sont mieux adaptés à l'étude de ces paramètres : leur période au repos étant de l'ordre de grandeur du temps de confinement estimé : 10⁵ à 10⁸ ans. Ce sont les "horloges cosmiques".

Trois "horloges de spallation" font l'objet de recherches particulières : ¹⁰Be - ²⁶Al - ³⁶Cl.

$$1 - \frac{10}{\text{Be}} - T = 1,5 \cdot 10^6 \text{ ans}$$

Cet isotope appartient au groupe Li - Be - B, dont l'abondance dans le rayonnement cosmique est d'origine essentiellement secondaire. Son taux de production dans CNO est maintenant bien connu, ainsi que dans B. Les noyaux Ne, Mg, Al, Si, Ca, Fe en seraient aussi des précurseurs importants.

Les résultats obtenus montrent que ¹⁰Be ne représente que 15% de tout le béryllium produit dans le rayonnement cosmique. ⁷Be et ⁹Be étant formés en quantités importantes (RAI 74). Les incertitudes

sur les mesures élémentaires masquent la contribution de ^{10}Be de sorte qu'il ne sera possible de connaître le taux de décroissance de ^{10}Be qu'après avoir réalisé une analyse isotopique de Be dans le rayonnement cosmique (BRO 73, O'DELL 75, MEY 75).

$$2 - \underline{^{26}\text{Al} - T = 7,16 \cdot 10^5 \text{ ans}}$$

Une première condition de l'utilisation de ^{26}Al comme horloge cosmique est la détermination de son abondance à la source.

Vers 4 GeV/n, les principaux progéniteurs de l'aluminium spallatif sont Si et Fe - 15% de Al ainsi produit est de masse 26.

Comme précédemment, des mesures élémentaires ne suffisent pas à juger de sa décroissance (DAM 73).

Nous présenterons au chapitre IV un calcul de propagation du rayonnement cosmique. Nous verrons alors qu'il est nécessaire d'effectuer des mesures isotopiques précises pour utiliser ^{26}Al comme horloge.

$$3 - \underline{^{36}\text{Cl} - T = 3,1 \cdot 10^5 \text{ ans}}$$

Cet isotope apparaît comme étant la meilleure horloge cosmique actuelle. En effet, le chlore est absent de la source et ^{36}Cl représente environ le tiers du chlore formé au cours de la propagation. Ses principaux progéniteurs primaires - présents à la source - sont Fe et Ca ; parmi ses progéniteurs secondaires le titane est le plus abondant des produits de spallation du fer.

Une méthode radiochimique a été élaborée dans ce laboratoire pour doser le chlore 36 dans des cibles de Fe, Ca, Ti irradiées par des protons de 150, 600 et 24000 MeV.

Le rapport Cl/Fe dans le rayonnement cosmique galactique de haute énergie, détecté au voisinage de la Terre, a été calculé à l'aide de ces sections efficaces. Le modèle de propagation choisi était le modèle du Slab avec une épaisseur traversée de $2,5 \text{ cm}^{-2}$. Cette étude a permis de fixer une limite inférieure de l'âge du rayonnement cosmique $\tau_{\text{CR}} \geq 0,9 \text{ à } 1,2 \cdot 10^6 \text{ ans}$.

LES METEORITES

Il est établi que les météorites sont issues d'un corps de dimensions beaucoup plus grandes, auquel elles ont été arrachées par une collision. Ce corps parent est localisé dans le système solaire, ce peut être la Lune ou plus probablement un élément de la ceinture d'astéroïdes située entre les planètes Mars et Jupiter (HEY 67).

La météorite n'est soumise au rayonnement cosmique qu'après sa séparation. Au contact de l'atmosphère terrestre, elle perd une partie de sa masse ; les fragments résiduels sont protégés du rayonnement cosmique. Les traces laissées par l'irradiation cosmique apparaissent donc comme caractéristiques du "voyage" de la météorite.

Lors de cette exposition, les noyaux stables, créés par spallation, s'accroissent tandis que les isotopes radioactifs tendent vers l'équilibre séculaire. Les quantités ainsi produites dépendent de paramètres liés à la météorite - la durée de son voyage, sa taille, sa composition chimique - et de paramètres liés au rayonnement cosmique - spectre en énergie, intensité du flux, variations éventuelles.

La détermination des abondances de certains isotopes dans les météorites peut apporter des informations sur ces différents paramètres.

A - COMPOSITION CHIMIQUE

On regroupe les météorites en trois grandes classes

1 - Les "ferreuses"

Elles sont composées essentiellement de fer à l'état métallique et de nickel (4 à 60 %).

2 - Les "ferropierreuses"

Ce sont des agrégats de fer métallique et de silicates en quantités sensiblement égales. Parmi les silicates on note en particulier l'olivine $(Fe, Mg)_2SiO_4$ et l'hypersthène $(Fe, Mg)SiO_3$.

3 - Les "pierreuses"

Elles sont essentiellement composées de silicates.

L'oxygène y représente environ 41% du poids, le silicium 21%, le magnésium et le fer, 15% chacun, puis calcium, nickel, soufre et aluminium environ

1% chacun (KRI 60).

Cette classe est divisée selon la présence de nodules de silicates - chondres - dans la structure des météorites : les chondrites, de loin les plus abondantes, et les achondrites.

B - AGE D'EXPOSITION AU RAYONNEMENT COSMIQUE

La détermination de la durée du voyage "t" des météorites est fondée sur la mesure des concentrations d'un isotope stable et d'un isotope radioactif produits par spallation. Si S représente la concentration en atomes/g de l'isotope stable, A_0^r l'activité à saturation en dpsg⁻¹, P_r et P_s les taux de production de ces isotopes,

$$\text{alors } t = \frac{S}{A_0^r} \frac{P_r}{P_s}$$

"t" est appelé âge d'exposition

Les paramètres P dépendent :

- de la composition de la météorite
- des sections efficaces de production - fonction de l'énergie
- du flux - fonction de l'énergie, du temps et de la profondeur de l'échantillon.

Les données sur ces différentes fonctions sont encore insuffisantes et pour pallier cette difficulté on utilise :

→ des couples d'isotopes de masses voisines, tels que $^3\text{He} - ^3\text{H}$; $^{22}\text{Ne} - ^{22}\text{Na}$; ^{21}Ne , ^{26}Al ; ^{36}Ar , ^{36}Cl ; $^{38}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$; $^{78}\text{Kr} - ^{81}\text{Kr}$.

→ des taux de production moyens déterminés à partir d'une étude systématique de météorites de même composition chimique, supposés avoir été irradiés dans des conditions similaires (CRE 71).

On a pu ainsi déterminer que l'âge d'irradiation des météorites de fer est voisin de 10^8 à 10^9 ans tandis que les pierreuses n'ont voyagé que pendant 2 à $3 \cdot 10^7$ ans.

Cette différence entre les âges d'exposition des deux grandes classes de météorites impliquerait une localisation différente de leurs "corps parents".

Certaines chondrites ont un âge d'irradiation beaucoup plus faible, de l'ordre du million d'années. N'ayant pas atteint l'équilibre séculaire, ^{26}Al constitue pour celles-ci un moyen de mesure directe de cet âge.

Herzog et al. (HER 71) ont calculé l'âge ^{26}Al de météorites pour lesquelles :

→ l'activité ^{26}Al est inférieure à 85 % de la valeur à saturation, soit un âge $\leq 2.03 \cdot 10^6$ ans.

→ la concentration en gaz rares correspond à une irradiation inférieure à $3 \cdot 10^6$ ans.

Les taux de production de ^{21}Ne et ^3He calculés à partir de cette valeur impliquent une correction des âges des météorites de pierre obtenus à partir des valeurs conventionnelles d'un facteur 0.81.

C - INFLUENCE DE LA TAILLE DES METEORITES SUR LA PRODUCTION DES NUCLEIDES

L'activité ^{26}Al de certaines météorites pierreuses est inférieure à l'activité à saturation bien que leur âge d'irradiation soit suffisant pour que cet état soit atteint. Les faibles dimensions de la météorite préatmosphérique ou la profondeur de l'échantillon dans celle-ci peuvent, comme nous allons le montrer, expliquer cette situation.

Les rayonnements les plus efficaces pour la production de noyaux dont la masse diffère peu de celle de la cible sont ceux de basse énergie. La production de ^{26}Al dans les pierreuses, ou ^{53}Mn dans les ferreuses, sera donc gouvernée par le flux solaire et secondaire.

Dans les petites météorites - quelques kg - les rayonnements de haute énergie, ne créent que peu de particules secondaires et une grande partie de ces dernières peut également s'échapper de la météorite.

Les premiers centimètres des météorites de plus grande taille sont surtout sensibles au rayonnement cosmique solaire. L'érosion, lors de l'entrée dans l'atmosphère, rend difficile, voire impossible, l'analyse des traces.

Au fur et à mesure de leur pénétration, les rayonnements galactiques créent des particules secondaires de basse énergie. La plus grande efficacité de ces particules compense l'atténuation du flux primaire : le taux de production est alors sensiblement constant.

Vers 150 g cm^{-2} ($\approx 50 \text{ cm}$) de profondeur, ce taux commence à décroître doucement (REY 77).

Heimann et al ont noté dans 13 chondrites un rapport $^{26}\text{Al}_{\text{obs}}/^{26}\text{Al}_{\text{calc}}$ constant à 15% près, de 0.93. La masse postatmosphérique des météorites étudiées variait entre 3 et 2000 kg, ce qui correspond à un rayon maximum de 50 centimètres (HEI 74).

Fuse et Anders ont étudié 12 météorites pierreuses pour lesquelles l'effet de profondeur ou de dimension paraît évident. Cependant des corrélations réelles n'ont pu être établies avec les autres indicateurs de la masse préatmosphérique (masse totale des fragments, traces d'ions lourds ou concentration ^3H) (FUS 69).

D - CONSTANCE DU RAYONNEMENT COSMIQUE DANS

LE TEMPS

Heimann et al. (HEI 74) ont étudié les concentrations d'aluminium 26 et de manganèse 53 dans 18 chondrites. La variation des rapports $^{53}\text{Mn}/^{26}\text{Al}$ observés en fonction de l'âge ^{21}Ne dans ces météorites semble confirmer qu'aucune variation significative de l'intensité du rayonnement cosmique n'est intervenue dans les vingt derniers millions d'années.

L'étude des météorites, nous l'avons noté, repose sur des mesures de concentration et leur comparaison à des valeurs calculées. La faiblesse de ce mode de calcul réside dans la détermination des taux de production de référence. Le choix des météorites utilisées pour cela implique, en effet, certaines approximations et hypothèses.

Un ensemble de valeurs expérimentales de sections efficaces de spallation et de taux de production en cibles épaisses constituerait un moyen de calcul évitant cette difficulté.

BUT DE NOTRE TRAVAIL

Nous avons étudié expérimentalement la production des isotopes ^7Be , ^{10}Be , ^{26}Al par spallation de Fe, Si, Al. Le choix de ces réactions a été déterminé par l'intérêt qu'elles présentent en Astrophysique, pour l'étude du rayonnement cosmique et des météorites.

Nous présenterons dans les chapitres suivants :

- le mode expérimental suivi (Chapitre II)
- les sections efficaces obtenues (Chapitre III)
- et enfin un calcul de propagation du rayonnement cosmique illustrant les difficultés d'utilisation de ^{26}Al comme horloge cosmique.

CHAPITRE II

MODE EXPERIMENTAL

Nous nous sommes proposés de déterminer les sections efficaces de production de ^{26}Al , ^7Be , ^{10}Be . Les cibles retenues sont le fer, le silicium et l'aluminium, éléments comptant parmi les principaux progéniteurs de ces isotopes dans le rayonnement cosmique. Les protons incidents ont des énergies de 600 MeV et 24 GeV.

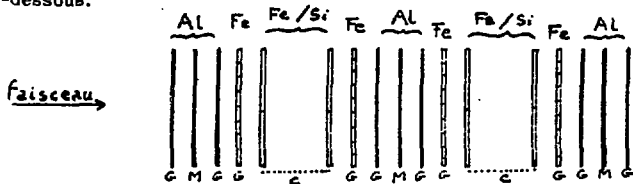
Les méthodes de la radiochimie nous ont permis d'isoler l'aluminium et le béryllium de nos cibles, le dosage des isotopes considérés étant effectué par mesure de leur activité.

Nous examinerons successivement ; la préparation des échantillons, leur traitement chimique, la mesure des activités.

I - PREPARATION DES ECHANTILLONS

A - CIBLES

Nos cibles sont constituées d'un empilement de feuilles de fer ou de silicium et de feuilles d'aluminium réparties selon le schéma ci-dessous.



Chaque cible est protégée par deux feuilles de garde (G), de même nature qu'elle, qui compensent les effets de recul. Les gardes

du silicium sont constituées par des feuilles de fer pour éviter les reculs provenant de l'aluminium, de masse atomique trop voisine.

La surface de ces cibles est de 20 x 20 mm.

Les matériaux utilisés présentent les caractéristiques suivantes :

Aluminium :

Leico 5N - ruban de 50 μ d'épaisseur
soit environ $2.7 \cdot 10^{20}$ atomes par cm^2

Fer :

Leico 5N ou 4.8N - ruban de 50 μ d'épaisseur
Les empilements utilisés correspondent à 10^{22} atomes par cm^2 environ.

Silicium :

L. E. T. I. G., 5N de 1 mm d'épaisseur
soit environ $5 \cdot 10^{21}$ atomes par cm^2 .

B - IRRADIATIONS

Nous avons eu accès aux deux accélérateurs du CERN.

Les irradiations ont été menées en faisceau interne pendant plusieurs heures. Les flux intégrés ainsi obtenus varient entre 0.5 et $5 \cdot 10^{17}$ protons.

C - MONITORAGE

La mesure de l'activité ^{22}Na induite dans les cibles d'aluminium - notées M sur le schéma précédent - permet de calculer la valeur du flux de protons.

Trois "moniteurs" d'aluminium sont répartis dans la cible afin de corriger l'effet d'un éventuel décalage du faisceau par rapport à l'axe de la cible. Le flux intégré retenu est la moyenne des valeurs calculées pour chacun des trois moniteurs.

Les sections efficaces de la réaction :



aux énergies utilisées sont les suivantes (TOB 71) :

$$600 \text{ MeV} \quad \sigma = 17.3 \text{ mb}$$

$$24 \text{ GeV} \quad \sigma = 10.1 \text{ mb}$$

Les caractéristiques de l'isotope mesuré étant :

T = 2.58 ans

E_{γ} = 1.274 MeV (100%)

La décroissance du ^{22}Na est suivie dans le temps. Les mesures d'activité sont effectuées au moyen d'une sonde à scintillation NaI(Tl) de 76 mm de diamètre, d'un photomultiplicateur et d'un sélecteur d'amplitude 400 canaux - SA 40. L'activité en fin d'irradiation est obtenue par un traitement de ces données selon une méthode de moindres carrés.

II - SEPARATION CHIMIQUE

Nous avons utilisé la méthode décrite par Ehmann et Kohmann pour la séparation de l'aluminium et du béryllium dans les météorites (EHM 58) et la purification du béryllium décrite par Korkish et Feik (KOR 65).

A - TRAITEMENT DES CIBLES DE FER

1 - MISE EN SOLUTION

Les feuilles de fer sont attaquées par quelques cc d'eau régale. Il peut être nécessaire de chauffer pour amorcer la réaction. L'oxydation complète en Fe^{3+} est obtenue en ajoutant à la solution 1 cc d' HNO_3 . L'excès d'ions nitriques est éliminé ensuite par cinq évaporations à sec et reprises par HCl.

Le résidu final est dissout dans 20 cc d'HCl 9N.

2 - ADDITION DES ENTRAINEURS

On ajoute à cette solution, 5 cc de chacune des solutions d'entraîneurs Al, Be, Ca dans HCl 9N ; ceci correspondant à l'addition de 22.25 mg Al^{3+} , 29.00 mg Be^{++} et 20 mg Ca^{++} .

3 - EXTRACTION PAR SOLVANT

La plus grande partie du fer est éliminée par 5 extractions par l'éther di-isopropylique saturé en HCl 9N. On juge de l'opportunité d'une extraction supplémentaire par l'évolution de la coloration de la phase aqueuse.

La phase organique est ensuite lavée trois fois avec 10 cc HCl 9N, la phase aqueuse ainsi obtenue est ajoutée à la précédente.

4 - PASSAGE SUR RESINE

La solution, ajustée à 90 cc, est alors amenée à 10N avec HCl 12.1 N et versée sur une colonne de résine DOWEX 1X10, 100 - 200 Mesh sous forme anionique. Le diamètre de cette colonne est d'environ 25 mm, son volume 100 cc.

Tandis que les ions tels que Fe^{2+} , Cr^{2+} , Cr^{6+} sont adsorbés, les ions Al^{3+} et Be^{2+} ne sont pas retenus. Leur élution est complétée par le passage de deux cents centimètres cubes d'HCl 10N sur la colonne. Le débit est réglé à 1 cc/mn.

5 - PRECIPITATIONS PREFERENTIELLES

a - Les hydroxydes $\text{Al}(\text{OH})_3$ et $\text{Be}(\text{OH})_2$ sont précipités vers pH 7 par NH_4OH . Le précipité est filtré sur papier SS 589³ et lavé par une solution NH_4Cl 5%. Après dissolution par HCl 0.5N on recommence deux fois cette étape.

b - On ajoute à la solution 5 cc d'entraîneur de fer, soit environ 20 mg de Fe^{3+} ; $\text{Fe}(\text{OH})_3$ est précipité par NaOH à ébullition, il entraîne les autres hydroxydes insolubles.

c - Le filtrat est neutralisé par HCl 6N, les hydroxydes d'aluminium et de béryllium précipitent. Après filtration, nouvelle dissolution par HCl 0.2N et reprécipitation par NH_4OH 6N. Cette étape est effectuée deux fois.

6 - SEPARATION DE L'ALUMINIUM ET DU BERYLLIUM

Le précipité issu de l'étape 5 est dissout dans 2 cc HCl 6N et la solution ajustée à 1.1 N.

La séparation s'effectue par le passage de la solution sur une colonne de 25 cc de résine DOWEX 50 x 8, 50 - 100 Mesh, forme cationique. Cette résine a été amenée en milieu HCl 1.1 N par le passage de 5 x 25 cc HCl 1N puis 3 x 25 cc HCl 1.1 N. Le diamètre de la colonne est de 1 cm et le débit est fixé à 1 cc/mn.

Be^{++} est élué avec 7 x 25 cc HCl 1.1 N.

Al^{+++} est élué avec 100 cc HCl 3N.

7 - PURIFICATION DE L'ALUMINIUM

Les 100 cc issus de l'étape précédente sont réduits à 5 cc par évaporation. Il convient, ensuite, d'opérer à froid - mélange eau-glace - en évitant toute trace d'humidité au contact du précipité AlCl_3 extrêmement soluble.

Après avoir ajouté 5 cc HCl 12N à la solution, on y fait barboter HCl gazeux, sec, pendant 5 à 10 mn. 10 cc d'éther éthylique froid sont alors introduits. Le barbottage de HCl est maintenu jusqu'à combinaison des deux couches. AlCl_3 précipite.

On laisse reposer une heure en maintenant un courant HCl gazeux au dessus de la surface.

Filter et recommencer l'opération.

8 - PREPARATION DE L'ALUMINE

AlCl_3 est dissout dans 5 cc d'eau et $\text{Al}(\text{OH})_3$ précipité par NH_4OH 2N puis filtré après 30 mn de repos.

$\text{Al}(\text{OH})_3$ est calciné en Al_2O_3 pendant deux heures à 1000°C .

L'alumine est enfin pesée pour déterminer le rendement de la séparation et maintenue sur une coupelle de comptage par une feuille de mylar.

9 - PURIFICATION DU BERYLLIUM

Nous avons utilisé une résine DOWEX 1 X 8, 100-200 Mesh, forme anionique, dans une colonne de 1 cm de diamètre pour 30 de haut. L'éluant - solution E - est composé de 90% d'isopropanol et de 10% HCl 6N. Le débit est de 0.2 cc/mn.

La résine est préparée par le passage de 100 cc de solution E.

La solution de Be^{++} issue de A 6 est évaporée, presque à sec et reprise par 20 cc de E.

Après passage de cette solution sur la colonne, l'éluion de Be^{++} est complétée par 180 cc de E.

Le volume est réduit à environ 20 cc et $\text{Be}(\text{OH})_2$ précipité par NH_4OH .

10 - PREPARATION DE L'OXYDE DE BERYLLIUM

Après filtration, $\text{Be}(\text{OH})_2$ est calciné en BeO pendant deux heures à 1000°C .

BeO est pesé et conditionné pour le comptage.

B - TRAITEMENT DES CIBLES DE SILICIUM

1 - MISE EN SOLUTION

Dans un bûcher de téflon les cibles Si sont attaquées par quelques cc de la solution suivante :

HF : 0,5

H_2O : 0,25

HNO_3 : 0,25

2 - ADDITION DES ENTRAINEURS

On ajoute 5 cc de solution d'entraîneur Al et Be et Ca.

3 - ELIMINATION DU SILICIUM

Ajouter 20 cc de HF ; évaporer presque à sec dans un bain à 100°C . Le résidu est repris par 20 cc HCl 12N et cette solution est évaporée à sec. Recommencer 2 fois.

4 - Cette opération et les suivantes sont identiques à l'opération 4 du traitement des cibles de fer et aux suivantes.

C - TRAITEMENT DES CIBLES D'ALUMINIUM

1 - MISE EN SOLUTION

Les échantillons d'aluminium sont attaqués par quelques cc de soude à ébullition. La solution est évaporée presque à sec et reprise par HCl 9N deux fois.

2 - ADDITION DES ENTRAINEURS

On ajoute 5 cc d'entraîneur Be et Ca.

3 - Cette opération et les suivantes sont identiques à l'opération 4 du traitement des cibles de fer et aux suivantes.

III - MESURE DES ACTIVITES

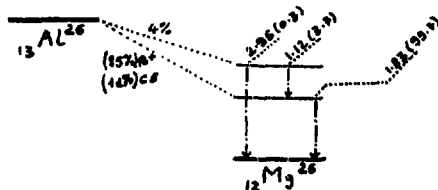
Be a été mesuré au CENBG, au moyen du détecteur $\text{NaI}(\text{Tl})$ utilisé pour le comptage du ^{22}Na . Etant donnée la faiblesse de l'activité ^{10}Be et ^{26}Al de nos échantillons - de l'ordre de la dpm -

nous nous sommes adressés au Centre de Faibles Radioactivité de Gif-sur-Yvette, spécialement équipé.

A - MESURE DE ^{26}Al

1 - CARACTERISTIQUES RADIOACTIVES

Cet isotope, de période $7.16 \cdot 10^5$ ans, présente un schéma de désintégration de la forme suivante (LED 68).



Pour la mesure de l'activité on utilisera les raies 1.8 MeV et 511 keV d'annihilation.

2 - DISPOSITIF DE MESURE

L'échantillon est placé dans un cristal puits NaI, détecteur X, en regard duquel se trouve un second cristal NaI, détecteur Y.

Un analyseur biparamétrique 64 x 64 canaux permet d'obtenir le spectre de coïncidence :

$$\{0.511_X - 0.511_Y\} , \{0.511_X, 1.8_Y\} , \{0.511_X, 2.3_Y\} \\ \{1.8_X, 0.511_Y\} , \{2.3_X, 0.511_Y\}$$

Les activités à mesurer étant très faibles, le dispositif de comptage doit être particulièrement protégé des rayonnements extérieurs. Les détecteurs sont placés dans une enceinte composée de l'extérieur vers l'intérieur de :

40 cm de plomb

20 cm de fer

Quelques cm de paraffine borée

Un détecteur plastique destiné à éliminer la contribution

des rayons cosmiques: Cet ensemble étant lui-même placé en sous-sol.

3 - PERFORMANCES DE L'APPAREIL

Pour les pics de coïncidence que nous avons utilisés, l'efficacité de l'appareil se situe autour de 2%. Le bruit de fond est au maximum de 0,007 cpm.

4 - RESULTATS DES MESURES

Cible	Efficacité	Temps de Comptage	Taux de Comptage(bruit de fond déduit)
Fe P6	2.8 %	1386 mn	0.10 ± 0.01 cpm
P5	1.73 %	1131 mn	0.056 ± 0.009 "
P1	1.9 %	2409 "	0.014 ± 0.003 "
Si "5"	1.73 %	1433 "	0.220 ± 0.013 "
"11"	1.73 %	1372 "	0.293 ± 0.014 "

B - MESURE DE L'ACTIVITE ^{10}Be

1 - CARACTERISTIQUES RADIOACTIVES



Période $1.5 \cdot 10^6$ ans (Y10 73)

2 - ANALYSE DU ^{10}Be

La chaîne de comptage que nous avons utilisée fournit une mesure β^- et une mesure α des échantillons. Une courbe d'étalonnage de l'efficacité en fonction de la tension appliquée au détecteur a été tracée. Afin de minimiser le comptage de type α , il convient de se placer au début du plateau β soit à 1580 V. L'efficacité est alors de 30%.

Il n'est pas possible d'identifier ^{10}Be par sa décroissance ou l'énergie des électrons émis, par conséquent les échantillons doivent être chimiquement purs et le ^7Be doit avoir décru.

Nos échantillons, purifiés selon la technique d'Ehmann et Kohmann se sont révélés pollués en vanadium (^{49}V , CE - T = 330j) ; nous les avons recyclés en utilisant la purification décrite dans la partie expérimentale.

Par la suite, nous avons retenu comme critère de pureté la similitude des rapports "comptage α / comptage β " obtenus pour nos cibles et pour les étalons de ^{10}Be (10^{-3} à 10^{-4}). Son application nous a imposé de refuser la quasi totalité de nos échantillons (α/β de l'ordre de 10^{-1} , 10^{-2}). L'utilisation d'un "blanc de chimie" a permis de corriger les comptages des échantillons issus de cibles de silicium ; l'activité du "blanc" de fer est apparue incompatible avec celle de nos échantillons. On désigne par "blanc de chimie" un échantillon BeO séparé à partir d'un matériau identique aux cibles, mais n'ayant pas été irradié.

Il ne nous a pas été possible d'identifier le ou les émetteurs parasites. Il peut s'agir d'émetteurs β de faible énergie que le compteur assimile à des α ou bien des émetteurs X ou γ .

Différentes hypothèses peuvent être formulées pour expliquer cette situation. :

- Une pollution accidentelle intervenue lors de la séparation chimique.
- Une faiblesse de la sélectivité de la méthode employée
- Il convient également de critiquer le critère de pureté retenu.

En préliminaire à une étude systématique de ces hypothèses nous pouvons faire les remarques suivantes :

- Pollution extérieure.

Nous n'avons pas détecté d'activité particulière dans la verrerie ou le four utilisés.

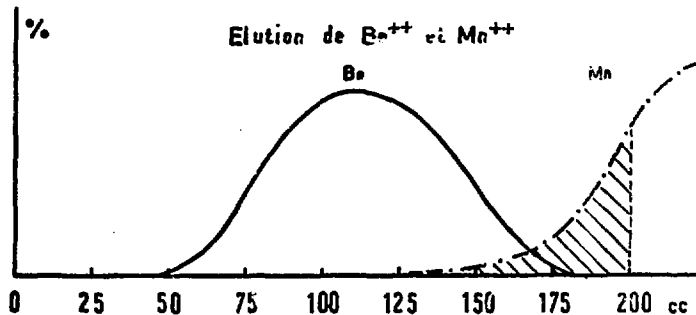
Le caractère systématique de la difficulté rencontrée est peut-être un meilleur argument contre cette hypothèse.

- Manque de sélectivité de la méthode employée

Le manganèse donne une réponse de 2% sur le comptage α , vraisemblablement due aux rayonnements X du ^{54}Cr . Nous

avons alors étudié la séparation Mn/Be dans l'étape 6 - résine Dowex 50 x 8.

Dans les conditions de nos séparations, l'éluion de 100% du Be^{++} s'accompagne de celle de 6% du ^{54}Mn introduit.



Cette observation est certes très partielle mais elle paraît mettre en évidence la nécessité d'une étude critique de la séparation chimique utilisée.

Ehmann et Kohmann indiquent, en outre, la difficulté d'obtenir des échantillons de pureté satisfaisante malgré plusieurs recyclages. Chacune de ces opérations implique une diminution non négligeable du rendement chimique et de l'activité déjà très faible (1 dpm) des échantillons.

- Critère de pureté

Les étalons utilisés ont une activité environ 10^3 à 10^4 fois supérieure à celle estimée de nos échantillons. Il est nécessaire d'étudier la réponse du compteur à des activités plus faibles.

Les mesures doivent également être corrigées, selon l'épaisseur du précipité, des phénomènes d'autoabsorption.

En conclusion, la mesure des sections efficaces de spallation conduisant au ^{10}Be ne pourra être envisagée qu'après avoir déterminé une nouvelle méthode radiochimique plus sélective.

3 - Taux de comptage observés en cpm

Cibles de fer

Cible	Echantillon(bdf inclus)	bdf	blanc
P1 Fe1	0.399 ± 0.017	0.290 ± 0.043	> cible
P4	0.290 ± 0.004	0.290 ± 0.43	> cible
P5	0.391 ± 0.100	"	> cible
P6	2.326 ± 0.080	"	3.038 ± 0.07

Cibles de silicium

Si 5

Comptage β : échantillon : 0.680 ± 0.037

: blanc : 0.577 ± 0.012

Comptage α : échantillon : 0.013 ± 0.022

: blanc : 0.110 ± 0.014

Si 11

Comptage β : échantillon : 0.735 ± 0.018

: blanc : 0.645 ± 0.015

Comptage α : échantillon : 0.103 ± 0.014

: blanc : 0.136 ± 0.016

4 - Section efficace de la réaction Si (p, X) ^{10}Be

Les taux de comptage α sont du même ordre de grandeur pour le blanc et les cibles de silicium.

Après déduction de la contribution du blanc, le rapport comptage α / comptage β prendrait des valeurs compatibles avec le critère que nous avons fixé précédemment. Nous avons donc calculé les sections efficaces correspondant aux activités mesurées.

L'importance de l'activité du blanc par rapport à celle des cibles (85 % environ) introduit une incertitude sur l'activité que nous avons estimée à 40 %.

L'incertitude globale indiquée est la somme quadratique des incertitudes sur l'activité - efficacité (3%), statistique (5.4 et 2.1 %), blanc (40 %) - et sur les différents paramètres signalés lors de la détermination de l'incertitude sur ^{26}Al : 15 % - Soit au total 44 %.

Valeurs des sections efficaces de la réaction $\text{Si}(p, X)^{10}\text{Al}$ à 600 MeV.

Cible Si 5 : $\sigma = 0.56 \pm 0.25 \text{ mb}$

Cible Si 11 : $\sigma = 0.42 \pm 0.19 \text{ mb}$

Moyenne : $\sigma = 0.49 \pm 0.22 \text{ mb}$

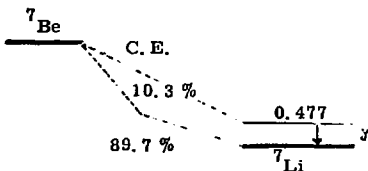
Cette valeur est comparable à celle obtenue par Yiou et al.

$$\sigma = 0.7 \pm 0.3 \text{ mb}$$

Ces auteurs ont utilisé des méthodes de spectrométrie de masse (YIO 73).

C - MESURE DE L'ACTIVITE ^7Be

Caractéristiques radioactives



La période de cet isotope est 54 jours (LED 68)

Mesure de l'activité

^7Be est caractérisé par son émission γ de 477 KeV.

Nous avons utilisé le même dispositif de comptage que pour les moniteurs.

La décroissance de l'activité des échantillons a été suivie pendant plusieurs périodes. Ces mesures, traitées par une méthode de moindres carrés, ont permis la détermination de l'activité en fin d'irradiation.

Les activités ainsi obtenues sont rassemblées dans le tableau ci-dessous :

Cible	Activité (mn^{-1})		
P1 Fe1	$0.94 \cdot 10^5$	P2 Al8	$0.21 \cdot 10^5$
P1 Fe2	$1.46 \cdot 10^5$	P4 Fe	$1.40 \cdot 10^6$
P2 Si5	$3.69 \cdot 10^5$	P5 Fe	$4.79 \cdot 10^5$
P2 Si11	$4.16 \cdot 10^5$		

CHAPITRE III

RESULTATS

SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE L'ALUMINIUM 26

Les sections efficaces sont obtenues à partir de la relation :

$$\sigma = \frac{A_{mes}}{N_0 \lambda_{Al} \epsilon \rho_{ch} \psi}$$

A_{mes} et ϵ , activité mesurée de l'échantillon et efficacité du détecteur, ont été données au chapitre précédent.

N_0 représente le nombre d'atomes/cm² de la cible. Il est déterminé d'après une pesée de celle-ci.

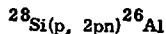
λ_{Al} est la constante radioactive de ²⁶Al.

ρ_{ch} est le rendement chimique de la séparation.

ψ est le flux intégré de protons déterminé par la mesure de ²²Na dans les moniteurs d'aluminium.

Production dans le silicium

La composition isotopique du silicium naturel est ²⁸Si(92.2%), ²⁹Si(4.7%), ³⁰Si(3.1%). La réaction de production de ²⁶Al la plus probable est :



Nous disposons de deux cibles Si irradiées simultanément par des protons de 600 MeV.

Le flux intégré est de $3.02 \cdot 10^{17}$ protons, les rendements chimiques étant 0.51 et 0.36.

Sections efficaces obtenues :

$$\sigma = 12.4 \pm 2.5 \text{ mb}$$

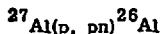
$$\sigma = 12.5 \pm 2.5 \text{ mb}$$

Ces valeurs sont en bon accord avec celle de REGNIER (REG 73) soit 12.6 ± 1.6 mb, obtenue de la même manière. La plus grande incertitude de nos mesures est liée à la statistique de comptage.

La fonction d'excitation de la réaction $\text{Si}(p, X)$ est présentée sur la figure 3c.

Production dans l'aluminium

L'aluminium est monoisotopique, les sections efficaces mesurées sont donc celles de la réaction :



Nous disposons de trois échantillons irradiés séparément par des protons de 600 MeV.

Les flux intégrés sont de $1.47 \cdot 10^{17}$, $3.02 \cdot 10^{17}$ et $7.5 \cdot 10^{16}$ protons.

Les rendements chimiques : 0.56 ; 0.706 et 0.50.

Sections efficaces obtenues :

$$\sigma = 17 \pm 4 \text{ mb}$$

$$\sigma = 17.4 \pm 5.1 \text{ mb}$$

$$\sigma = 19.3 \pm 5.8 \text{ mb}$$

Valeur moyenne retenue : $\sigma = 17.9 \pm 2.7 \text{ mb}$

Nous ne possédons pas de référence expérimentale dans ce domaine d'énergies. La fonction d'excitation obtenue à partir de ces valeurs et de celles de Furukawa (FUR 71) à basse énergie est représentée sur la figure 3a. L'allure de cette courbe est semblable à celle obtenue pour la réaction ${}^{23}\text{Na}(p, x){}^{22}\text{Na}$ représentée sur la figure 3b.

Production dans le fer

Le fer naturel contient trois isotopes : ^{56}Fe (91.68%)

^{57}Fe (2.17%) et ^{58}Fe (0.31%).

La principale source de ^{26}Al est le ^{56}Fe .

Deux irradiations à 24 GeV et une à 600 MeV ont été effectuées.

Les flux obtenus ont été $1.82 \cdot 10^{17}$ - $3.5 \cdot 10^{17}$ et $1.47 \cdot 10^{17}$ protons.

Les rendements chimiques des séparations correspondantes ont été 0.66, 0.245 et 0.52.

Sections efficaces de la réaction étudiée

600 MeV : $\sigma = 0.45 \pm 0.14$ mb
24 GeV : $\sigma = 2.5 \pm 0.6$ mb
$\sigma = 2.7 \pm 0.5$ mb

Ces résultats sont compatibles avec ceux de Regnier (75) 0.4 ± 0.1 à 600 MeV et 2.5 ± 0.4 à 24 GeV.

Précision des résultats

Les sections efficaces de ^{26}Al sont données avec une incertitude de ± 20 à 25 %.

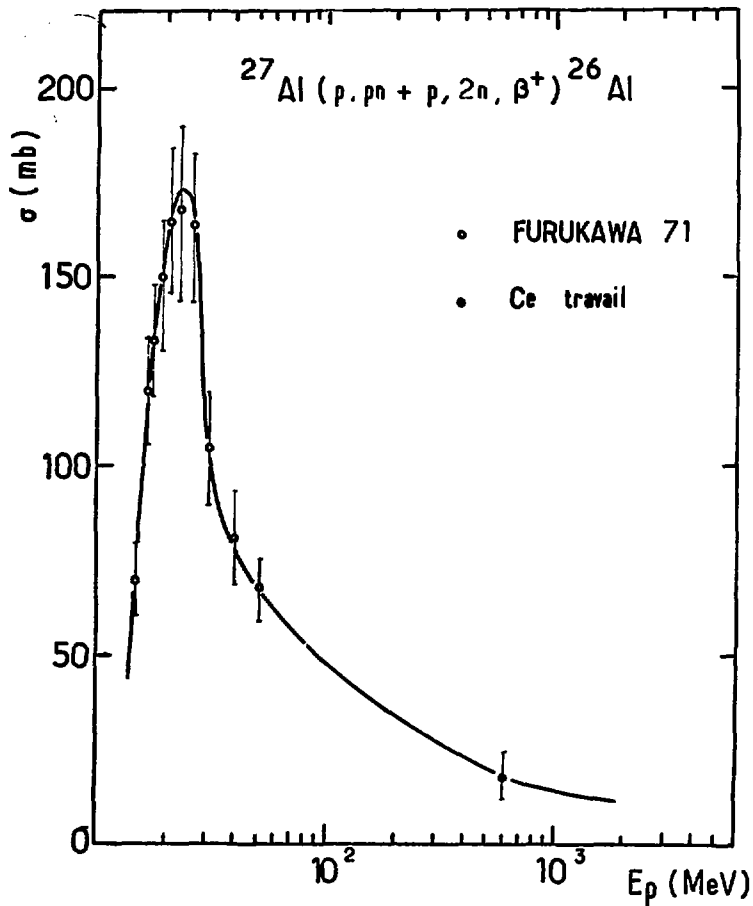
Outre l'erreur sur l'activité de l'échantillon - erreur statistique, bruit de fond, étalonnage - nous avons estimé les erreurs systématiques suivantes :

3 % dus à la cible. Les éléments constitutifs de celle-ci peuvent présenter des défauts d'homogénéité de surface ou d'épaisseur.

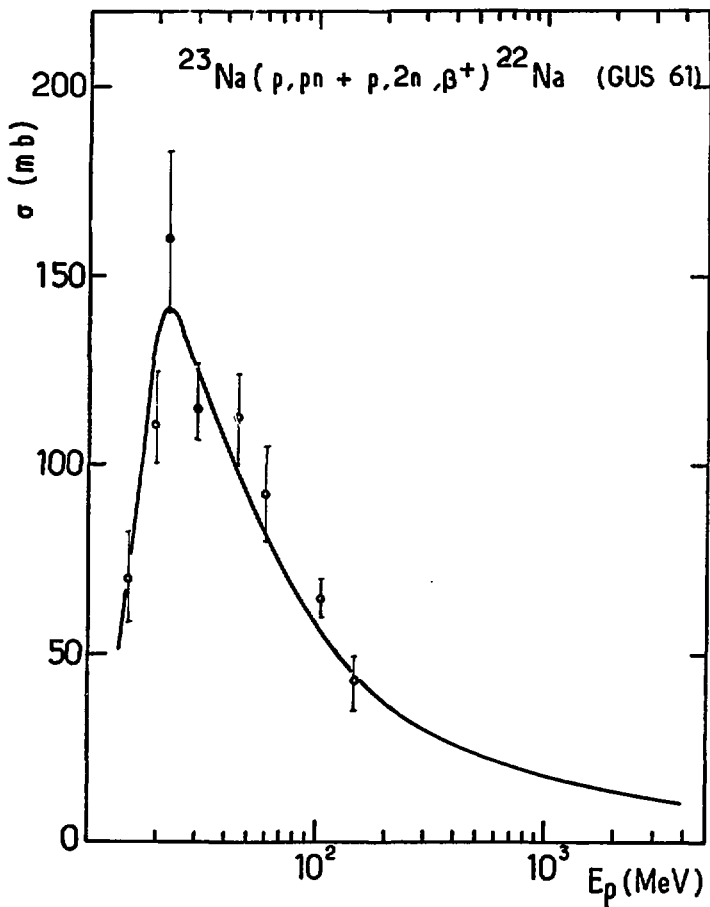
D'un éventuel défaut d'alignement des éléments de la cible, de l'incertitude sur l'efficacité de la chaîne de comptage γ et de la résolution des courbes de décroissance du ^{22}Na résulte une incertitude sur le flux intégré de protons. Elle contribue pour 7 %.

5 % pour le rendement chimique. Dans ce chiffre interviennent la préparation et l'utilisation des entraîneurs et la pesée de l'échantillon après calcination.

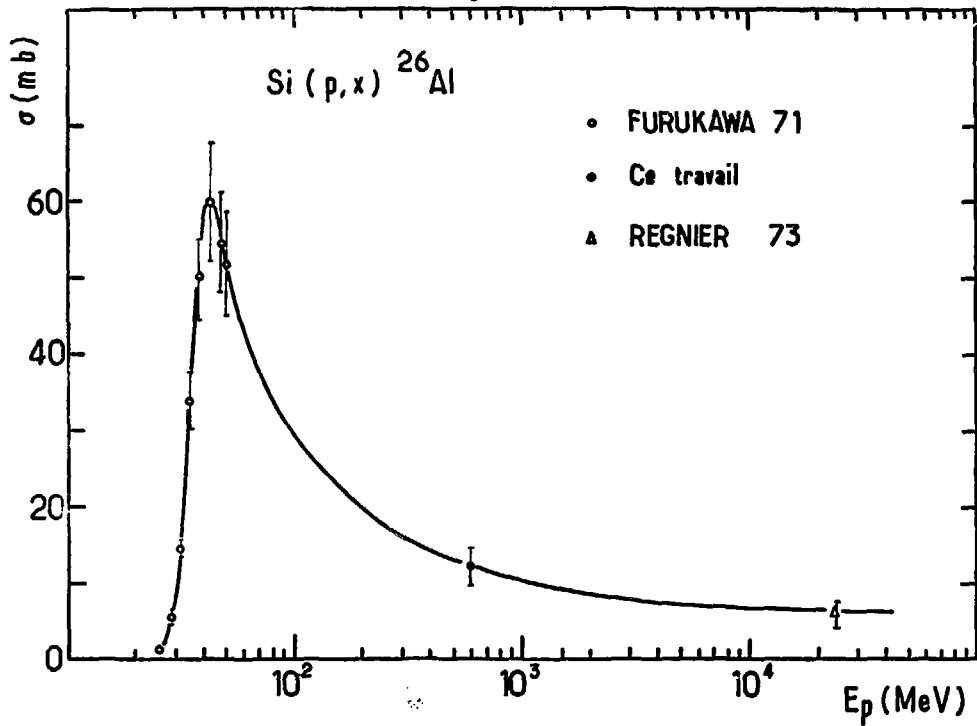
— Fig 3a —



— Fig 3 b —



— Fig 3c —



SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE ^7Be

La stabilité des isotopes décroissant par capture électronique a été discutée par différents auteurs (PER 75). Elle dépend de la section efficace de capture d'un électron atomique et de la quantité de matière traversée. Les particules de grande énergie du rayonnement cosmique étant, en général, complètement épluchées de leurs électrons, les nucléides de ce type sont stables.

Les sections efficaces de production des isotopes du ^7Be sont nécessaires à l'interprétation des mesures du ^7Be cosmique.

Des mesures décrites précédemment nous déduirons les valeurs suivantes pour ces sections efficaces.

Cible	Energie	Section efficace
Fe	600 MeV	1.8 ± 0.6 mb
	24 GeV	10.7 ± 1.0 mb
Si	600 MeV	5.8 ± 2.0 mb
	24 GeV	10.5 ± 3.0 mb
Al	600 MeV	3.8 ± 1.2 mb

Ces résultats sont, dans le fer, en bon accord avec ceux de Orth (ORT 76) à 600 MeV (2.48 ± 0.16) et de Perron à 21 GeV (11.4 ± 1.2) (PER 75).

Dans le silicium à 600 MeV, l'accord est bon avec les résultats de Raisbeck et al. (5.3 ± 1.2 mb) (RAI 74) mais pas avec ceux de Rayudu à 0.5 GeV (2.9 ± 0.6) et 0.8 GeV (3.0 ± 0.6 mb) (RAY 68).

Dans l'aluminium, le résultat obtenu est compatible avec la valeur figurant dans la compilation de Silberberg (SIL 72) (4.2 ± 0.3 mb à 600 MeV)

L'incertitude sur les résultats est fixée de la même manière que pour ^{26}Al .

FORMULE SEMI-EMPIRIQUE DE SILBERBERG ET TSAO

Le nombre des mesures de sections efficaces, étant très petit, les astrophysiciens ont eu recours à l'emploi de formules semi-empiriques. La plus récente est celle de Silberberg et Tsao (SIL 73).

La section efficace de production d'un isotope (Z, A) est donnée par la relation :

$$\sigma = \sigma_0 f(A) f(E) e^{-P \Delta A} \exp \left[-R |Z - SA + TA^2|^{\nu} \right] \Omega \eta \xi$$

Dans cette équation :

- $f(A)$ et $f(E)$ sont des facteurs intervenant pour $Z_t > 30$ quand ΔA est grand ; cas de la fission, fragmentation. Ici $f(A) = f(E) = 1$
- $e^{-P \Delta A}$ caractérise la décroissance de σ quand l'écart entre la masse du produit et celle de la cible croît.
- $e^{-R |Z - SA + TA^2|^{\nu}}$ décrit la distribution en masse des isotopes Z. Il est lié à la nature statistique du phénomène d'évaporation.
 - R est lié à la largeur de la distribution
 - S à la position des pics pour les petites valeurs de ΔA
 - T traduit le décalage des courbes, quand Z augmente vers les noyaux plus riches en neutrons
- η est un terme de pairing
- Ω est lié à la structure nucléaire
- ξ un facteur intervenant pour les produits d'évaporation légers.

Nous avons porté sur les tableaux III 1 - 2 - 3 les valeurs calculées des sections efficaces de production de ^{26}Al à 600 MeV et au dessus de 3 GeV. Ces valeurs sont comparées aux valeurs expérimentales connues.

A ces énergies le désaccord entre calcul et expérience apparaît lorsque la différence de masse entre cible et produit devient faible. Cette remarque rejoint la conclusion d'une étude systématique de la spallation du fer et du vanadium faite par Baklouti (BAK 75). Le rapport $\sigma_{\text{calc.}} / \sigma_{\text{exp}}$ reste toutefois compris dans les limites signalées par les auteurs (SIL 73 - 3) sauf pour Si à 3 GeV.

Cible	Energie	∇ calc.	∇ exp.	∇ calc. / ∇ exp.	réf.
⁵⁶ Fe	600 MeV	0.45	0.45	1.00	Ce travail
	3 GeV	2.6	2.5	1.04	Ce travail
⁴⁰ Ar	3 GeV	2.9	3.1	0.94	Reyss 77
²⁸ Si	600 MeV	17.7	12.5	1.41	Ce travail
	3 GeV	13.5	6.4	2.11	REG 73
²⁷ Al	600 MeV	32.7	17.9	1.83	Ce travail

Tableau III - 1

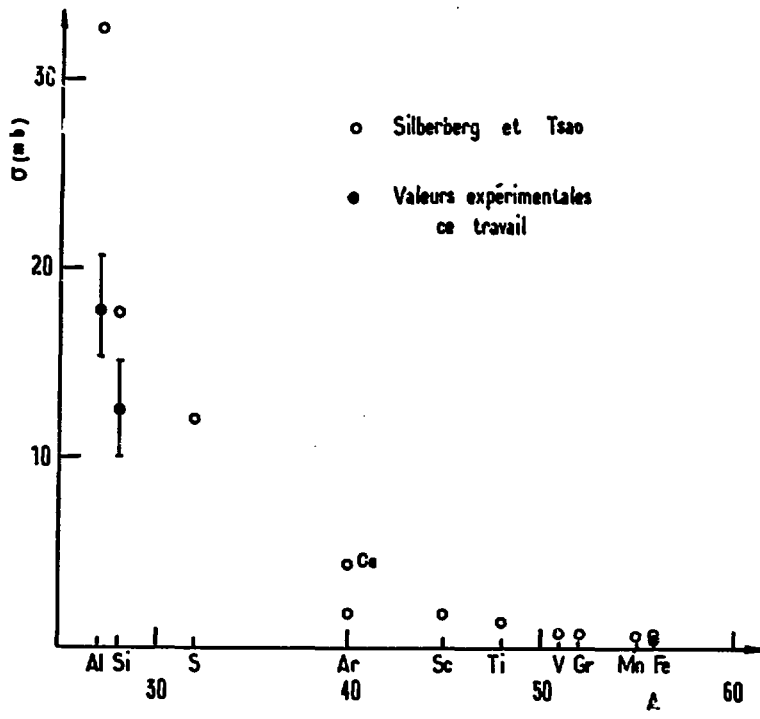
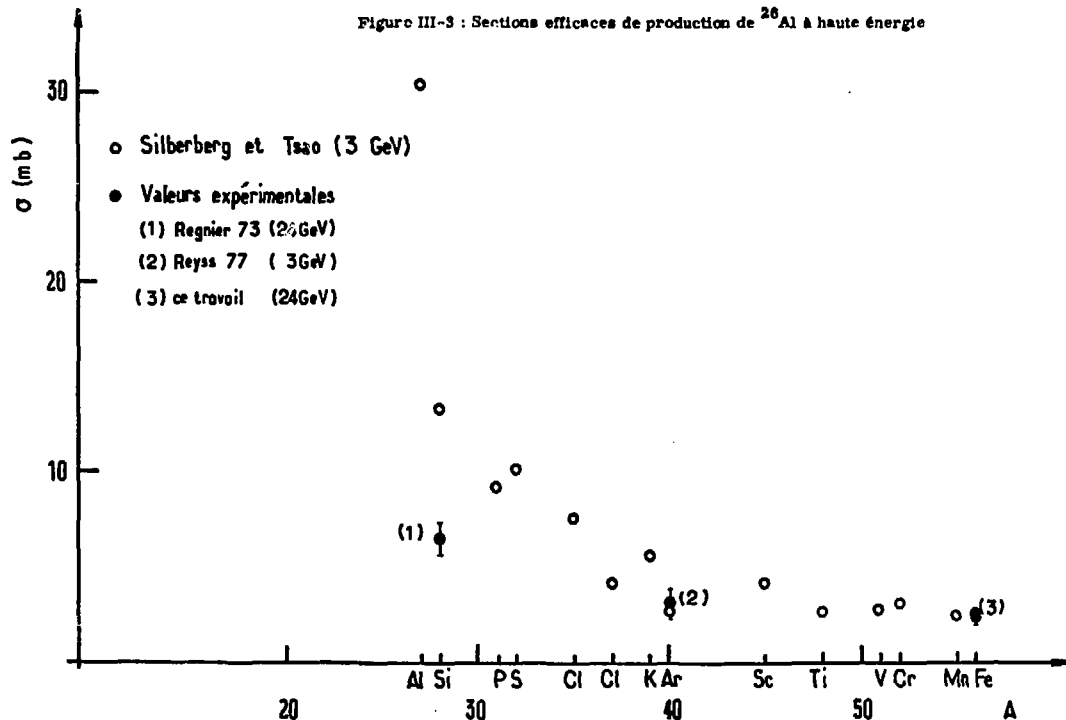


Figure III-2 : Sections efficaces de production de ^{26}Al à 800 MeV

Figure III-3 : Sections efficaces de production de ^{26}Al à haute énergie



CHAPITRE IV

CALCUL DE PROPAGATION

Dans ce chapitre, nous calculons les abondances ^{26}Al et ^{27}Al dans le rayonnement cosmique. Ce calcul est mené à partir de différentes valeurs des paramètres intervenant dans un modèle de propagation simplifié. Les résultats sont comparés aux valeurs observées.

1 - RAPPEL DES BASES DU CALCUL

a) Modèle de diffusion

Ginsburg et Syrovatskii ont proposé une équation générale décrivant la variation de la densité $N_i(E, r, t)$ de particules de l'espèce i , en fonction de l'énergie, de l'espace et du temps (GIN 64).

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \text{div} (D_i \nabla N_i) - \frac{\partial}{\partial E} (b_i N_i) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} (d_i N_i) +$$

$$Q_i(E, r, t) - p_i N_i + \sum_k \int p_i^k(E', E) N_k(E', r, t) dE$$

Cette expression prend en compte :

→ la diffusion des particules : $\text{div} (D_i \nabla N_i)$

→ les fluctuations dues aux variations continues de l'énergie : $\frac{\partial}{\partial E} (b_i N_i)$

ou à des accélérations statistiques : $\frac{\partial^2}{\partial E^2} (d_i N_i)$

→ l'apport des sources Q_i

→ la destruction par réactions nucléaires : $p_i N_i$

→ la création par spallation à partir d'une particule k (E')

$$\sum_k \int p_i^k N_k dE$$

b) Approximations : état stationnaire et "leaky box"

Certains aménagements de ce modèle permettent d'aboutir

à une équation de propagation plus simple. On suppose pour cela :

→ le rayonnement cosmique à l'état stationnaire

$$\Rightarrow \frac{\partial N_i}{\partial t} = 0$$

→ la galaxie assimilée à une "boîte" où les particules diffusent rapidement et de laquelle elles peuvent s'échapper (modèle du Leaky box-Glocker et Jokipii, 1969) (GLO 69).

Le terme de diffusion est alors remplacé par $-\frac{N_i}{\lambda_e}$,

λ_e = longueur d'échappement;

→ les variations continues ou statistiques d'énergies des particules, négligeables

$$\frac{\partial}{\partial E} (b_i N_i) - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} (d_i N_i) = 0$$

La propagation est alors décrite par l'équation :

$$Q_i(E, r, t) + \sum_k \int P_i^k(E', E) N_k(E', r, t) dE' = p_i N_i + \frac{N_i}{\lambda_e}$$

Si on pose :

$$\int P_i^k(E, E') N_k(E', r, t) dE' = \mathcal{P} \cdot \sigma_{ik} N_k = \frac{N_k}{\lambda_{ik}}$$

\mathcal{P} : nombre d'Avogadro

σ_{ik} : section efficace de production d'une particule i par

spallation d'une particule k.

$$p_i = \frac{1}{\lambda_i} = \mathcal{P} \sigma_i$$

σ_i : section efficace inélastique de i

La forme de l'équation devient:

$$Q_i = \sum_k \frac{N_k}{\lambda_{ik}} = \frac{N_i}{\lambda_i} + \frac{N_i}{\lambda_e}$$

c) Utilisation de cette relation

La plupart des paramètres intervenant dans cette équation ne sont pas directement mesurables. Les seules observations sont celles de la composition du rayonnement cosmique dans la haute atmosphère et les déterminations expérimentales des sections efficaces.

La composition de la source, dont dépendent Q_i et N_k , abondance primaire et concentration des éléments parents k, est déduite des observations par correction des effets atmosphériques et de propagation.

La longueur d'échappement est fonction du temps d'échappement τ_e et de la densité du milieu n_H

$$\lambda_e = 1.5 \tau_e n_H$$

Les valeurs numériques de ces paramètres sont choisies par approximations successives pour ajuster les prévisions du modèle aux mesures.

Nous avons utilisé dans nos calculs :

- la composition de la source proposée par Meneguzzi (MEN 75) reproduite dans le tableau IV - 1
- les sections efficaces de spallation calculées par la formule de Silberberg et Tsao et nos résultats expérimentaux.
- des longueurs d'échappement comprises entre 4.5 et 6.0 g. cm⁻²
- la section efficace inélastique totale d'Ashmore (ASH 60)

$$\sigma_i = \pi r_0^2 A^{2/3} \quad r_0 = 1.26 \text{ fermi}$$

Tableau IV - 1

Abondances relatives à l'oxygène des éléments à la source du rayonnement cosmique (MEN 75)

Fe	0.198 ± 0.021
Ca	0.023 ± 0.007
S	0.016 ± 0.011
Si	0.188 ± 0.020
Al	0.024 ± 0.015
Mg	0.208 ± 0.011
Ne	0.132 ± 0.040
O	1,000

II - PROPAGATION DE ^{26}Al

Nous avons calculé l'abondance de l'aluminium au sommet de l'atmosphère pour différentes valeurs des paramètres précédents. Les résultats dans les deux hypothèses de décroissance et de survie de l'aluminium 26 sont comparés aux valeurs observées.

a) Influence de la composition de la source

^{26}Al est principalement dû à la spallation de Fe, Ca, S, Si, Al. Les abondances à la source de ces éléments sont :

$$\begin{array}{lll} \text{Fe} = 1,000 & \text{Ca} = 0,116 & \text{Si} = 0,951 \\ & \text{S} = 0,083 & \text{Al} = 0,121 \end{array}$$

La présence de Al à la source a été mise en évidence notamment par Damele, à partir de l'étude du rapport Al/Si (DAM 73). Toutefois, la question de sa composition isotopique n'est pas résolue. Une nucléosynthèse explosive à la source du rayonnement cosmique conduirait à une abondance de ^{26}Al très faible par rapport à celle de ^{27}Al . Nous avons donc envisagé trois répartitions isotopiques : Al = 0.121 avec ^{26}Al à { 0.000 ; 0.005 ; 0.010 }

La longueur d'échappement est fixée à 5.5 g cm^{-2} .

Les sections efficaces de spallation de Fe, Ca, S sont calculées par la formule de Silberberg : 3 GeV ; celles de Al et Si sont fixées à $1/2 \sigma_{\text{SILB}}$ valeurs plus proches de nos résultats. Entre 3 et 4 GeV, valeur moyenne de l'énergie du rayonnement cosmique galactique, les sections efficaces ne varient pas de manière significative.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau IV-a ci-dessous.

Abondance à la source	Abondance au sommet de l'atmosphère	Abondance Al si ^{26}Al survit	$(26)/(27)$
$(26) = 0.000$	$(27) = 0.290 \pm 0.087$ $(26) = 0.039 \pm 0.011$	0.329 ± 0.098	0.134
$(26) = 0.005$	$(27) = 0.284 \pm 0.085$ $(26) = 0.045 \pm 0.013$	0.329 ± 0.098	0.158
$(26) = 0.010$	$(27) = 0.277 \pm 0.082$ $(26) = 0.052 \pm 0.015$	0.329 ± 0.098	0.188

Les incertitudes sur les mesures et les calculs sont telles que la connaissance de la fraction d' ^{26}Al à la source ne permet pas de discuter de la croissance ou de la survie de ^{26}Al cosmique.

Une condition nécessaire à l'interprétation des mesures en terme de décroissance de ^{26}Al est que les valeurs calculées dans les deux hypothèses extrêmes ne se recouvrent pas.

b) Influence de la longueur d'échappement

L'abondance de ^{26}Al à la source est nulle. Les sections efficaces dans Al et Si sont la moitié de celles calculées par la formule de Silberberg et Tsao.

Nous avons fait varier λ_e entre 4.5 et 6.0 g/cm², ce domaine couvrant les valeurs qui accordent le mieux les prévisions des modèles aux différentes observations.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau IV b ci-dessous.

λ_e	Abondances au sommet de l'atmosphère	Abondance Al si ^{26}Al survit	$\left\{ \begin{matrix} 26 \\ 27 \end{matrix} \right\}$
4.5	$\left\{ \begin{matrix} 27 \\ 26 \end{matrix} \right\} = 0.271 \pm 0.081$ $\left\{ \begin{matrix} 26 \\ 26 \end{matrix} \right\} = 0.033 \pm 0.010$	0.304 ± 0.091	0.122
5.0	$\left\{ \begin{matrix} 27 \\ 26 \end{matrix} \right\} = 0.281 \pm 0.084$ $\left\{ \begin{matrix} 26 \\ 26 \end{matrix} \right\} = 0.036 \pm 0.011$	0.317 ± 0.095	0.128
5.5	$\left\{ \begin{matrix} 27 \\ 26 \end{matrix} \right\} = 0.290 \pm 0.087$ $\left\{ \begin{matrix} 26 \\ 26 \end{matrix} \right\} = 0.039 \pm 0.011$	0.329 ± 0.098	0.134
6.0	$\left\{ \begin{matrix} 27 \\ 26 \end{matrix} \right\} = 0.299 \pm 0.090$ $\left\{ \begin{matrix} 26 \\ 26 \end{matrix} \right\} = 0.041 \pm 0.012$	0.340 ± 0.102	0.137

Une augmentation de λ_e , qui traduit une diminution de la probabilité de fuite des particules hors de la galaxie conduit à une augmentation de l'abondance de l'isotope 26 par rapport au 27.

c) Influence des sections efficaces

Nos valeurs expérimentales des sections efficaces de production de ^{26}Al dans le silicium et l'aluminium diffèrent des valeurs calculées d'après Silberberg et Tsao de près d'un facteur 2.

Nous comparons les abondances calculées en utilisant

- $\sigma = \sigma_{\text{silb}}$ pour tous les éléments

- $\sigma = 1/2 \sigma_{\text{silb}}$ pour Al et Si et $\sigma = \sigma_{\text{silb}}$ pour les

autres.

La longueur d'échappement est 5.5 g. cm^{-2}

Tableau IV - c

	Abondance au sommet de l'atmosphère	Abondance Al si ^{26}Al survit	
$\sigma = \sigma_{\text{silb}}$	$\left\{ \begin{array}{l} [27] = 0.310 \pm 0.093 \\ [28] = 0.059 \pm 0.017 \end{array} \right.$	$\Sigma = 0.369 \pm 0.110$	$[26] / [27] = 0.180$
$\sigma = \frac{1}{2} \sigma_{\text{silb}}$	$\left\{ \begin{array}{l} [27] = 0.290 \pm 0.087 \\ [28] = 0.039 \pm 0.012 \end{array} \right.$	$\Sigma = 0.329 \pm 0.099$	$[26] / [27] = 0.134$

Analyse des résultats

Il apparait sur les figures IV a, b, c que l'abondance élémentaire de Al, observée au sommet de l'atmosphère, est compatible avec les valeurs calculées quelles que soient les hypothèses formulées sur :

- les abondances à la source
- les longueurs d'échappement
- les sections efficaces

D'autre part, dans tous ces cas, la question de la décroissance de ^{26}Al ne peut être tranchée.

L'utilisation de ^{26}Al comme horloge cosmique ne sera donc possible que lorsque la composition isotopique de l'aluminium du rayonnement cosmique sera connue.

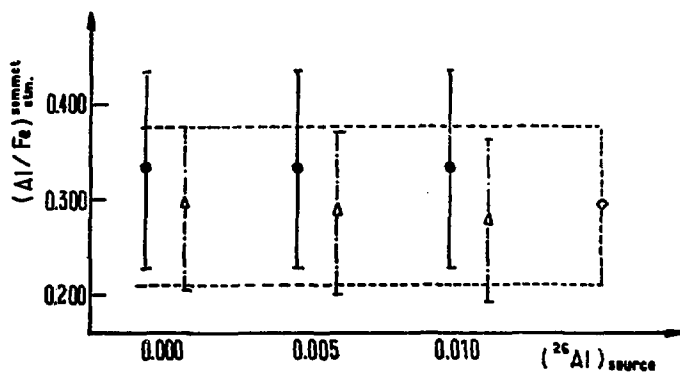


Figure IV-a : Abondances, relatives au fer, de l'aluminium au sommet de l'atmosphère pour des abondances de ^{26}Al à la source de 0.000, 0.005, 0.010.

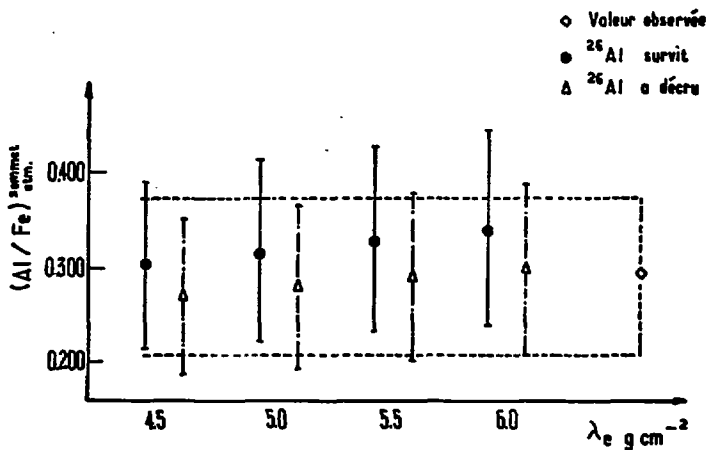


Figure IV-b : Abondances de l'aluminium au sommet de l'atmosphère pour quatre valeurs de la longueur d'échappement λ_e .

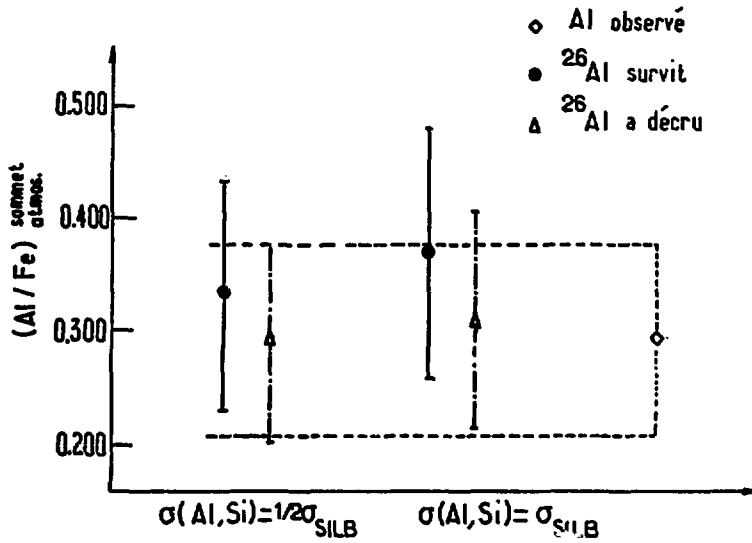


Figure IV-c : Abondances de l'aluminium calculées au sommet de l'atmosphère pour deux ensembles de valeurs des sections efficaces de spallation.

RESUME ET CONCLUSION

Nous avons entrepris la mesure des sections efficaces de production des horloges cosmiques ^{26}Al ($T = 7.16 \cdot 10^5$ ans) et ^{10}Be ($T = 1.5 \cdot 10^6$ ans) par des méthodes radiochimiques. A cet effet, des cibles de fer ont été irradiées par des protons de 24 GeV et 600 MeV et des cibles de silicium et d'aluminium par des protons de 600 MeV.

Les résultats obtenus pour la production de ^{26}Al dans le fer et le silicium confirment ceux de Regnier aux mêmes énergies, la section efficace de la réaction $^{27}\text{Al}(p, pn)^{26}\text{Al}$ constitue un résultat nouveau.

La présence d'une activité β importante dans les blancs de fer et de silicium, ainsi vraisemblablement, qu'une sélectivité insuffisante de la séparation chimique ne nous ont pas permis de déterminer les sections efficaces de ^{10}Be . Par contre les sections efficaces de production de ^7Be dans le fer, le silicium et l'aluminium ont pu être mesurées. Ces résultats, obtenus par la détection γ de cet isotope, sont comparables à ceux publiés par d'autres auteurs.

Les calculs de propagation de ^{26}Al nous ont permis d'établir que la seule mesure de l'abondance de Al au sommet de l'atmosphère ne suffit pas à résoudre le problème de la survie ou de la décroissance de ^{26}Al . Une mesure de composition isotopique de l'aluminium dans le rayonnement cosmique est nécessaire.

BIBLIOGRAPHIE

- ASH 60 A. ASCHMORE, G. COCCONI, A.N. DIDDENS and
A.M. WERTHERELL - Phys. Rev. Lett. 5, 576 (1960)
- BAK 75 M. BAKLOUTI - Thèse de Docteur-Ingénieur
Bordeaux, 1975
- BRO 73 J. W. BROWN, E. C. STONE and R. E. VOGT -
The 13th International Cosmic Rays Conference -
Denver, Colorado - U.S.A. - 484, August 1973
- CAS 75 M. CASSE - 14th International Cosmic Rays Conference -
München, OG 9-5-9, page 50, August 1975
- CRE 71 Ph. J. CRESSY, Jr - Geochim. Cosmochim. Acta
35, 1283 (1971)
- DAM 73 S. V. DAMLE, W. R. WEBBER, J. KISH -
13th International Cosmic Rays Conference,
Denver, U.S.A., 3055 - August 1973
- EHM 58 W. D. EHMANN and T. P. KOHMAN -
Geochim. Cosmochim. Acta, 14, 340 (1958)
- FUR 71 M. FURUKAWA, K. SHIZURI, K. KOMURA, K. SAKAMOTO
and S. TANAKA - Nucl. Phys. A174, 539 (1971)
- FUS 69 K. FUSE and E. ANDERS - Geochim. Cosmochim. Acta
33, 653 (1969)
- GLO 69 G. GLOECKER and J. R. JOKIPII -
Phys. Rev. Lett. 22, 1448 (1969)
- GIN 64 V. L. GINSBURG and S. E. SYRAVATSKY -
The origin of Cosmic Rays - Pergamon Press - (1964)
- GUS 61 M. GUSAKOW, G. ALBOUY, N. POFPE et C. RIEHL -
J. de Physique et le Radium, 22, 636 (1961)
- HEI 74 M. HEIMANN, P. P. PAREKH and W. HERR -
Geochim. Cosmochim. Acta, 38, 217 (1974)
- HER 71 G. F. HERZOG and E. ANDERS -
Geochim. Cosmochim. Acta, 35, 605 (1971)
- HEY 67 D. HEYMANN and E. ANDERS -
Geochim. Cosmochim. Acta, 31, 1793 (1967)
- KOR 65 J. KORKISH and F. FEIK - Analytical Chemistry,
37, 757 (1965)
- KRI 60 E. L. KRINOV - Principles of meteorites - Pergamon Press
284 (1960)
- LED 68 C. M. LEDERER, J. M. HOLLANDER and I. PERLMAN -
Table of Isotopes - 6ème Edition (1968)

- MEN 75 M. MENEGUZZI, C.J. CESARSKY and J. P. MEYER -
14th International Cosmic Rays Conference -
München, Ref OG 9-5-11 (August 1975)
- MEY 75 J. P. MEYER - Compte-rendu de la 14th International Cosmic
Rays Conference, München 1975 - "Isotopic composition of
Cosmic Rays"
- MEY 74 P. MEYER, R. ROMATY, W.R. WEBBER -
Physics to day, 23 (October 1974)
- O'DE 75 F. W. O'DELL, M. M. SHAPIRO, R. SILBERBERG and
C. H. TSAO - "New observation of the Be/B ratio"
- ORT 76 C. J. ORTH et al.
J. Inorg. Nucl. Chem. 38, 13 (1976)
- PER 75 C. PERRON - Thèse - Orsay (1975)
- RAI 74 G. M. RAISBECK et F. YIOU
Phys. Rev. C, 9, 1385 (1974)
- RAY 68 S. RAYUDU - J. Inorg. Nucl. Chem. 30, 2311 (1968)
- REE 74 H. REEVES - Proceedings of the NATO advanced Study Institute
- Durham, England, 135 - August 26 - Septembre 6 (1974)
- REG 73 S. REGNIER, M. LAGARDE, G.N. SIMONOFF et Y. YOKOYAMA -
Earth and Planetary Science Letters, 18, 9 (1973)
- REY 77 J. L. REYSS - Thèse, Gif sur Yvette (1977)
- SIL 73 R. SILBERBERG and C. M. TSAO - Astroph. J. Supp. 220
25, 315 (1973)
- SIL 73-3 R. SILBERBERG and C. M. TSAO - Astroph. J. Supp. 220
25, 361 (1973)
- TOB 71 J. TOBAILEM et al. - Réactions nucléaires moniteurs
C. E. N. Saclay (1971)
- YIO 73 F. YIOU, G. RAISBECK, C. PERRON and P. FONTES -
The 13th International Cosmic Rays Conference -
Denver - U. S. A. 512 (1973)
-

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Production de béryllium-7 dans le fer et le silicium par des protons de 0,6 et 24 GeV.* Note (*) de MM. Serge Regnier, Philippe Paillard et Gabriel Simonoff, présentée par M. Francis Perrin.

On a mesuré les taux de production de ${}^7\text{Be}$ dans des cibles de fer et de silicium irradiées par des protons de 0,6 et 24 GeV. Les sections efficaces de formation de ${}^7\text{Be}$ sont : dans le silicium $5,8 \pm 2,0$ et $10,5 \pm 3$ mb; dans le fer $1,8 \pm 0,6$ et $10,2 \pm 1,0$ mb respectivement à 0,6 et 24 GeV.

La mesure des sections efficaces des réactions nucléaires conduisant aux isotopes du béryllium présente un intérêt particulier pour l'étude du rayonnement cosmique. Dans ce rayonnement, le béryllium est produit dans les réactions de spallation d'éléments plus lourds; principalement le carbone, l'azote, l'oxygène mais aussi le néon, le magnésium, le silicium et le fer avec les atomes d'hydrogène et d'hélium du milieu interstellaire (*). En mesurant la composition isotopique du béryllium dans le rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère, on obtiendrait des informations de nature à préciser l'histoire du rayonnement depuis sa formation : quantité de matière traversée, volume de confinement, durée du voyage dans la galaxie, etc. De telles mesures sont programmées pour les années à venir dans plusieurs laboratoires de physique cosmique. Pour les interpréter correctement il convient de connaître le taux de production des isotopes du béryllium dans toutes les cibles susceptibles d'en produire en quantité notable dans le rayonnement cosmique.

Cette Note expose les résultats préliminaires d'une étude des sections efficaces de formation de ${}^7\text{Be}$ et ${}^{10}\text{Be}$ dans des cibles de fer, de calcium, de silicium et d'aluminium bombardées par des protons de haute énergie.

TABLEAU

Sections efficaces de ${}^7\text{Be}$ dans le fer et le silicium en fonction de l'énergie E_p des protons incidents

Cible	E_p (GeV)	(mb)
Fe.....	0,6	$1,8 \pm 0,6$
	24	$10,2 \pm 1,0$
Si.....	0,6	$5,8 \pm 2,0$
	24	$10,5 \pm 3,0$

Des cibles très pures de fer et de silicium ($\geq 99,999\%$) sont irradiées au synchrocyclotron et au proton synchrotron du C.E.R.N. à 0,6 et 24 GeV. L'intensité du faisceau de protons est déterminée au moyen de la réaction moniteur ${}^{27}\text{Al} (p; 3p\ 3n) {}^{22}\text{Na}$ dont les sections efficaces sont 17,3 mb à 0,6 GeV et 10,1 mb à 24 GeV (*). Les isotopes du béryllium dont la mesure est accessible par les techniques de la radiochimie sont ${}^7\text{Be}$ et ${}^{10}\text{Be}$. Pour ce dernier, émetteur β^- , de période $1,5 \cdot 10^6$ ans, une séparation chimique très sélective [déjà décrite dans (**)] est nécessaire. Et son activité ne peut être mesurée qu'après la décroissance complète de ${}^7\text{Be}$.

Le béryllium-7 se désintègre par capture électronique, avec une période de 53,4 jours, en émettant un rayonnement γ de 477 keV avec un rapport d'embranchement de 10,3 % (*). Son activité est déterminée en utilisant un cristal NaI (Tl) de 76 mm de diamètre. Après avoir suivi sa décroissance sur plusieurs périodes, on calcule la quantité de ^7Be à la fin de l'irradiation par une méthode de moindres carrés.

Les sections efficaces de formation de ^7Be dans le fer et le silicium sont présentées dans le tableau. Nos résultats dans le fer sont en bon accord avec ceux de Lavrukhina et coll. (†) à 0,66 GeV ($2 \pm 0,3$ mb) et de Perron (‡) à 21 GeV ($11,4 \pm 1,2$ mb). Dans le silicium la mesure à 0,6 GeV est en accord avec celle de Raisbeck et coll. (§) ($5,3 \pm 1,2$ mb) à la même énergie mais pas avec celles de Rayudu (¶) à 0,5 GeV ($2,9 \pm 0,6$ mb) et à 0,8 GeV ($3,0 \pm 0,6$ mb) ramenées aux mêmes valeurs des sections efficaces moniteurs.

(*) Séance du 17 mars 1975.

(†) M. MENGOUZZI, J. AUDOUZE et H. REEVES, *Astron. and Astrophys.*, 15, 1971, p. 337.

(‡) J. TOBIALEM, C. H. DE LAMUS SAINT GENES et L. LEVROUX, Note CEA-314-1466 (1), 1971.

(§) S. REJNBER, M. LAGARDE, G. N. SIMONOFF et Y. YOKOYAMA, *Earth and Planet. Sc. Lett.*, 18, 1973, p. 9.

(¶) C. M. LEDERER, J. M. HOLLANDER et I. PERLMAN, *Table of Isotopes*, 6th Ed. Wiley, New York, 1967.

(*) A. K. LAVRUKHINA, L. U. REVINA, V. V. MALYBNEV et L. M. SATAROVA, *Soviet Phys. JETP*, 17, 1963, p. 960.

(†) C. PERRON, *Thèse*, Orsay, 1975.

(‡) G. M. RAISBECK et F. YIOU, *Phys. Rev.*, C9, 1974, p. 1385.

(§) G. V. S. RAYUDU, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 30, 1968, p. 2311.

Centre d'Études nucléaires,
Équipe de Recherche associée 144,
Le Haut Vigneau,
33170 Gradignan.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I	1
RAYONNEMENT COSMIQUE	
A - Composition chimique	
B - Composition isotopique	
C - Spectre en énergie	
D - Source du rayonnement cosmique	3
1 - Localisation	
2 - Nature des sources	
3 - Composition des sources de R. C.	4
E - Propagation du rayonnement cosmique	5
1 - ^{10}Be - $T = 1.5 \cdot 10^6$ ans	
2 - ^{26}Al - $T = 7.16 \cdot 10^5$ ans	6
3 - ^{36}Cl - $T = 3.1 \cdot 10^5$ ans	
LES METEORITES	7
A - Composition chimique	
B - Age d'exposition au rayonnement cosmique	8
C - Influence de la taille des météorites sur la production des nucléides	9
D - Constance du rayonnement cosmique dans le temps	10
BUT DE NOTRE TRAVAIL	11
CHAPITRE II - MODE EXPERIMENTAL	12
I - PREPARATION DES ECHANTILLONS	
A - Cibles	
B - Irradiations	13
C - Monitoring	
II - SEPARATION CHIMIQUE	14
A - Traitement des cibles de fer	
B - Traitement des cibles de silicium	17
C - Traitement des cibles d'aluminium	
III - MESURE DES ACTIVITES	
A - Mesure de ^{26}Al	18
1 - Rappel des données nucléaires	
2 - Dispositif de mesure	
3 - Performance de l'appareil	19
4 - Résultats des mesures	

B - Mesure de l'activité ^{10}Be	19
1 - Rappel des données nucléaires	
2 - Analyse du ^{10}Be	
3 - Taux de comptage observés en cpm	22
4 - Section efficace de la réaction Si (p, X) ^{10}Be	
C - Mesure de l'activité ^7Be	23
1 - Rappel des données nucléaires	
2 - Mesure de l'activité	
CHAPITRE III - RESULTATS	25
SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE L'ALUMINIUM 26	
Production dans le silicium	
Production dans l'aluminium	26
Production dans le fer	27
Précision des résultats	
SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DE ^7Be	28
FORMULE SEMI-EMPIRIQUE DE SILBERBERG ET TSAO	29
CHAPITRE IV - CALCUL DE PROPAGATION	33
I - RAPPEL DES BASES DE CALCUL	
a) Modèle de diffusion	
b) Approximations : état stationnaire et "leaky box"	34
c) Utilisation de cette relation	35
II - PROPAGATION DE ^{26}Al	37
a) Influence de la composition de la source	
b) Influence de la longueur d'échappement	38
c) Influence des sections efficaces	
d) Analyse des résultats	39
RESUME ET CONCLUSION	40
BIBLIOGRAPHIE	41
APPENDICE	

Vu et approuvé

Talence, le

Pour le Président de l'Université de Bordeaux I

Le Vice-Président