

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Université Saâd DAHLAB-Blida 1
Faculté des Sciences
Département de Physique



*Laboratoire de Physique Théorique et Interactions Rayonnement-Matière
(LPTHIRM)*

Mémoire de Master

*présenté l'université Saâd DAHLAB-Blida 1
pour l'obtention du diplôme de master en :*

PHYSIQUE NUCLÉAIRE

ÉTUDE DES INTERACTIONS IONS COSMIQUES- ATMOSPHERE TERRESTRE PAR GEANT4

présenté par :

Belkherroubi Meriem
Zeggane Narimène

soutenu le 22 juin 2017 devant le jury composé de :

IR. R. KHELIFI	Professeur	U. S. D.-Blida 1	Président
IR. M. S. M. OULD MOHAMED	Maître assistant A	U. S. D.-Blida 1	Rapporteur
IR. A. A. AIDOUNI	Maître de Conférence B	U. S. D.-Blida 1	Examineur

Blida 2017

Remerciement

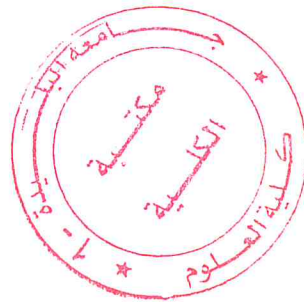
Nous exprimons tout d'abord nos vifs remerciements à notre directeur de mémoire monsieur Ould Mouhamed, d'avoir accepté de nous encadrer, et de nous guider tout au long de la réalisation de ce travail. nous le remercions particulièrement pour l'attention accordée durant la partie rédaction.

Nous voudrions remercier Mr.Khelifi d'avoir accepté d'être président du jury. Il nous a tout d'abord permis de découvrir un domaine intéressant, et nous a donné l'occasion de travailler librement et de faire des recherches au cours du déroulement de notre thèse, et s'est toujours intéressé à l'avancée de nos travaux.

Nous remercions également le jury Mr.Aidouni d'avoir accepté d'assister à la présentation de ce travail.

Nous remercions tous nos enseignants qui m'ont initié aux valeurs authentiques, en signe d'un profond respect.

C'est un honneur pour nous que d'avoir l'occasion de discuter des résultats de nos recherches.



Dédicace

Je dédie cette thèse à :

Mes parents, c'est grâce à vous que je suis arrivée là. Je n'aurais pu réussir mes études sans eux, je tiens ici à les remercier énormément.

Je remercie également ma famille et mes amis, mes collègues dont certains viennent de loin pour leur présence aujourd'hui.

Enfin je remercie ma chère binôme pour la bonne ambiance de travail mais également pour les bons moments passés ensemble

Table des matières

Résumé	1
1 Interaction rayonnement matière	5
1.1 Les interactions des particules chargées avec la matière	5
1.1.1 Les interactions des électrons avec la matière	5
1.1.2 Les interactions des particules lourdes chargées avec la matière	6
1.1.3 Perte spécifique de l'énergie	8
1.1.4 Parcours d'une particule chargée dans un milieu	9
1.1.5 Interaction ions-matière	11
1.1.5.1 les collisions élastiques liées aux chocs nucléaires	11
1.1.5.2 les collisions inélastiques liées à des excitations électroniques	12
1.1.5.3 Pouvoir d'arrêt	12
1.1.5.4 Estimation du pouvoir d'arrêt nucléaire	12
1.1.5.4.a Estimation du pouvoir d'arrêt électronique	13
1.1.5.4.b Le domaine des grandes vitesses	13
1.1.6 Courbe de Bragg	15
1.2 Interaction des particules neutres avec matière	15
1.2.1 Les neutrons	16
1.2.1.1 Classification des neutrons	16
1.2.1.2 Les interactions neutron-matière	16
1.2.1.2.a Diffusion élastique (n,n)	17
1.2.1.2.b Diffusion inélastique (n, γ)	18
1.2.1.2.c Capture radiative	18
1.2.1.2.d Réaction de fission	18
1.2.1.2.e Section efficace	19
1.2.2 Interaction photon-matière	20
1.2.2.1 Effet photo-électrique	20
1.2.2.2 Effet Compton	21
1.2.2.3 Production de paire	21
1.2.2.4 Section efficace des photons	22
1.3 La réaction spallation	24
1.3.1 Définition	24
1.3.1.1 La cascade intranucléaire	25

1.3.1.2	L'évaporation	25
1.3.1.3	La fission	25
2	Notions générales sur les rayons cosmiques	27
2.1	Introduction	27
2.2	Historique	27
2.3	Définition	28
2.4	Spectre d'énergie	28
2.4.1	Le rayonnement solaire	29
2.4.1.1	Le vent solaire	29
2.4.1.2	Les éruptions solaires	30
2.4.2	Les ceintures de radiations	30
2.5	L'environnement radiatif terrestre	31
2.6	Récapitulatif des environnements radiatifs	31
2.7	Les gerbes atmosphériques	32
2.7.1	Développement des gerbes atmosphériques	32
2.7.2	Développement des gerbes électromagnétiques	33
2.7.2.1	Modèle de Heitler	34
2.7.3	Développement des gerbes hadroniques	36
2.7.3.1	Longueur d'interaction	37
2.7.4	Modélisation de l'atmosphère terrestre	38
2.7.5	Le champ magnétique terrestre	41
3	Outil de simulation, Résultats et Discussion	42
3.1	Les techniques de Monte-Carlo	42
3.1.1	Principe de la simulation Monte Carlo	43
3.1.1.1	Nombres aléatoires	43
3.1.1.2	Transport des particules dans la méthode de Monte Carlo	44
3.2	Présentation générale du code GEANT4	45
3.2.1	Architecture globale	46
3.2.2	L'application utilisateur	47
3.2.2.1	Construction de la géométrie	47
3.2.2.2	Définition de la source des particules primaires	49
3.2.3	La physique de GEANT4	49
3.2.3.1	physique électromagnétique	50
3.2.3.2	Modèles standard	50
3.2.3.3	Modèles de basse énergie	50
3.2.3.4	Physique hadronique	50
3.2.3.4.a	Modèle de Bertini	51
3.2.3.4.b	Modèle des cascades Binaires	51
3.3	Résultats et Discussion	52
3.3.1	Interaction des ions extra-terrestre avec l'atmosphère	52
3.3.2	L'évolution de la perte d'énergie	52

TABLE DES MATIÈRES

iii

3.3.3	Spectres énergétiques des neutrons secondaires	59
3.3.4	Spectres énergétiques des neutrons secondaires	66
3.3.5	Les spectres énergétiques des ions secondaires	73
Conclusion Générale		80

Table des figures

1.1	Phénomène d'excitation	7
1.2	Diffusion inélastique d'un électron incident avec le noyau	7
1.3	Illustration du parcours projeté et du parcours moyen correspondant au trajet d'une particule	9
1.4	Parcours des particules électron, proton et α dans l'eau liquide[TRAORE-2013]	11
1.5	collision élastique entre deux particules[SCHLUTIG-2011]	11
1.6	Comparaison entre la perte d'énergie nucléaire et électronique dans le cas des ions d'uranium sur LiF[LEHMANN-1997]	15
1.7	Courbe de Bragg typique pour un proton d'énergie initiale de 110 MeV dans l'eau.[GLENN.F-2010]	15
1.8	Diffusion élastique entre le neutron et le noyau cible[https ://canteach]	17
1.9	Diffusion inélastique entre le neutron et le noyau cible[https ://canteach]	18
1.10	Capture radiative du neutron avec du noyau d'hydrogène [GLENN.F-2010]	19
1.11	Fission d'un noyau d'uranium [NUCLEAIR]	19
1.12	Processus effet photo-électrique	20
1.13	Processus effet Compton [NUCLEAIR]	21
1.14	Processus production de paire[GLENN.F-2010]	22
1.15	probabilités de réalisation des effets photoélectrique, Compton et de production de paires	23
1.16	Description de la réaction de spallation	24
2.1	Le spectre des rayons cosmiques.[KALLI-2017]	29
2.2	Déviation des rayons cosmiques par le champ magnétique solaire[SERRE-2010]	29
2.3	Cycle des éruptions solaires et des tempêtes magnétiques[RENARD-2013]	30
2.4	Vue d'artiste des ceintures de Van Allen entourant la Terre[MELANIE-2011]	30
2.5	Illustration des sources d'radiations issues de l'environnement spatial	31
2.6	la pluie cosmique de particules secondaires induite par l'interaction entre les particules issues de l'environnement spatial et l'atmosphère terrestre [NASA]	31
2.7	Développement d'une gerbe atmosphérique[KALLI-2017]	33
2.8	Schéma d'une cascade électromagnétique initiée par un électron énergétique	33
2.9	Schéma du développement d'une gerbe électromagnétique, dans l'approximation de Heitler[ARNAUD-2015]	36
2.10	Schéma du développement d'une gerbe hadronique[ARNAUD-2015]	36

2.11	Représentation d'une gerbe atmosphérique. Les différentes lettres grecques sont les noms de différents types de particules[CASSE]	38
2.12	Les cinq premières couches de L'atmosphère	40
3.1	Simulation Monte Carlo des interactions photons-matière[PELOWITZ-2008]	44
3.2	Catégorie de classes de Geant4	46
3.3	Les différents classes de Geant4[GLOVER-1994]	47
3.4	Perte d'énergie des particules α primaires en fonction de l'altitude	53
3.5	Perte d'énergie des ions de carbone primaires en fonction de l'altitude	54
3.6	Perte d'énergie des ions d'oxygène primaires en fonction de l'altitude	55
3.7	Perte d'énergie des ions de magnésium primaires en fonction de l'altitude	56
3.8	Perte d'énergie des ions de fer primaires en fonction de l'altitude	57
3.9	Perte d'énergie des ions de krypton primaires en fonction de l'altitude	58
3.10	Flux des neutrons secondaire produits par les particule α	60
3.11	Flux des neutrons secondaire produits par les ions de carbone	61
3.12	Flux des neutrons secondaire produits par les ions d'oxygène	62
3.13	Flux des neutrons secondaire produits par les ions magnésium	63
3.14	Flux des neutrons secondaire produits par les ions de fer	64
3.15	Flux des neutrons secondaire produits par les ions de krypton	65
3.16	Flux des protons secondaire produits par les particules α	67
3.17	Flux des protons secondaire produits par les ions de carbone	68
3.18	Flux des protons secondaire produits par les ions d'oxygène	69
3.19	Flux des neutrons secondaire produits par les ions de magnésium	70
3.20	Flux des protons secondaire produits par les ions de fer	71
3.21	Flux des protons secondaire produits par les ions de krypton	72
3.22	Flux des ions secondaire produits par les particules α	74
3.23	Flux des ions secondaire produits par les ions de carbone	75
3.24	Flux des ions secondaire produits par les ions d'oxygène	76
3.25	Flux des ions secondaire produits par les ions de magnésium	77
3.26	Flux des ions secondaire produits par les ions de fer	78
3.27	Flux des ions secondaire produits par les ions de krypton	79

Liste des tableaux

1.1	Perte spécifique d'énergie et parcours de l'électron dans l'eau	10
1.2	Perte spécifique de l'énergie et parcours de la particule alpha dans l'eau	10
1.3	Classification des neutrons en fonction de leurs énergies[JACQUES-2008]	17
2.1	Bilan des environnements radiatifs	32
2.2	Longueur d'interaction pour différents matériaux	38

Résumé

Dans cette étude, et en se basant sur une simulation Monte-Carlo (code Geant4), nous nous sommes intéressés à la propagation des ions cosmiques primaires (particules α , C, O, Mg, et Fe, Kr) ayant des énergies initiales entre 1 GeV et 3 GeV dans l'atmosphère terrestre, en particulier leurs profils du dépôt d'énergie en fonction de l'altitude, ainsi que les spectres énergétiques des particules secondaires produites (protons, neutrons et ions secondaires). Les principaux résultats de notre étude montrent que le dépôt d'énergie des ions de fer est au dessus de la zone avionique quelque soit l'énergie primaire. Contrairement aux particules α qui déposent la totalité de leurs énergies dans cette région ce qui peut produire des dysfonctionnements sur les circuits électroniques avioniques. Pour les autres ions le profil du dépôt d'énergie varie selon la masse et l'énergie de l'ion considéré. Nous constatons que les protons et les neutrons secondaires produits par les ions de carbone ont plus d'influences sur les circuits électroniques avioniques.

Mots-Clés

Ions cosmiques primaires, Particules secondaires, Atmosphère terrestre, Monte-Carlo, GEANT4.

Introduction Générale

Lorsque une particule primaire du rayonnement cosmique pénètre dans les hautes couches de l'atmosphère, cette dernière peut interagir avec les noyaux des molécules d'air (azote et oxygène majoritairement) par le biais des réactions nucléaires. Ces réactions se traduisent par des collisions inélastiques extrêmement violentes induisant la fragmentation du noyau cible en une multitude de particules secondaires de différentes natures. Ces particules secondaires vont à leur tour provoquer des réactions similaires en cascade et jusqu'au niveau du sol. Ces cascades de réactions nucléaires sont appelées les grandes gerbes atmosphériques.

Parmi les composantes des particules secondaires produites dans l'atmosphère, on dénombre les neutrons, les protons mais aussi les pions et muons. Du fait de leurs propriétés de transport, ces particules sont susceptibles de générer différents effets dans la matière dont l'étude de ces derniers peut se révéler nécessaire pour quantifier des risques. Les risques mentionnés concernent l'effet des radiations sur les composants électroniques.

Les composants électroniques sont susceptibles d'être perturbé par les environnements radiatifs dans lequel ils évoluent, c'est le cas des radiations naturelles qui sont principalement des neutrons, protons et des ions, quelque soit d'origine terrestre ou d'origine extra-terrestre.

Les premières études des effets des radiations naturelles sur les composants électroniques datent de la fin des années 70 [Binder-1975, Ziegler-1979]. Les particules interagissent avec les matériaux constituant les composants électroniques, peuvent provoquer des défauts, ces défauts dépendent l'énergie et le type de la particule incidente.

Au début des années 90, l'intégration des hautes technologies et les besoins croissants en électronique ont conduit de plus en plus à s'intéresser aux effets des radiations au niveau des altitudes avioniques puis au niveau du sol, mais la plupart des études ont été concentré sur les effets des radiations naturelles de provenance terrestre ou les effets des neutrons atmosphériques issus des protons primaires sur ces composants [Ould Mohamed et al-2016, Sato-2008, Nesterenok-2013]. A titre d'exemple dans l'article de [Ould Mohamed et al-2016] montre que les protons primaires dont l'énergie cinétique initiale est comprise entre 200 MeV et 2 GeV n'ont pas une influence significatif sur les circuits électroniques avioniques contrairement aux neutrons primaires dans la même gamme d'énergie qui peuvent perturber le fonctionnement de ces circuits.

Par contre et après notre recherche bibliographique nous n'avons pas trouvé des travaux qui s'intéressent à l'effet des ions extra-terrestre sur les circuits électroniques avioniques, nous pensons que cette ignorance est motivé par le fait que le pourcentage de ces ions dans rayons cosmiques est de 1%, mais si un seul ion énergétique arrive à pénétrer jusqu'à la zone avionique, il peut engendrer un dysfonctionnement dans l'un des circuits électroniques avioniques. Dans cet état d'esprit que nous proposons dans ce mémoire une étude numérique basée sur les techniques Monte Carlo et en utilisant le code GEANT4 comme un outil de simulation, sur la propagation de ces ions dans l'atmosphère terrestre et les spectres énergétiques des protons, neutrons et les ions secondaires produits et cela pour des énergies cinétiques primaires allant de 1 GeV à 3 GeV.

Notre étude est scindé en trois chapitres, dans le premier chapitre nous donnons un aperçu général sur les processus d'interactions rayonnement(chargé et neutre)-matière, dans un second lieu nous présentons d'une manière générale la réaction nucléaire de la spallation. Le seconde chapitre, expose dans un premier temps des notions générales sur les rayons cosmiques, par la suite nous donnons les mécanismes des développements des gerbes hadroniques et électromagnétiques. Le dernier chapitre a été scindée en deux partie, la première partie est dédié à la description de la méthode de Monte Carlo et à la présentation du code de simulation GEANT4 qui simule le passage des particules dans la matière. La deuxième partie présente nos résultats et leurs interprétations.

Chapitre 1

Interaction rayonnement matière

Dans ce chapitre, nous présentons dans un premier temps les différents mécanismes d'interactions particules chargées et neutres avec la matière. Dans un second temps nous présentons brièvement la réaction de la spallation.

1.1 Les interactions des particules chargées avec la matière

1.1.1 Les interactions des électrons avec la matière

L'électron incident peut interagir avec les électrons des atomes de la cible par l'interaction coulombienne, ce qui conduit à l'excitation de l'atome cible ou l'émission d'un électron secondaire (ionisation de l'atome), c'est à dire une modification de sa configuration électronique. Pour se désexciter l'atome peut alors soit subir une transition électronique (transition Auger), soit subir une transition radiative, c'est à dire l'émission d'un photon qui pourra arracher un électron à un autre atome par l'effet photoélectrique. L'électron incident peut aussi interagir de façon quasi élastique avec un noyau atomique de la cible et subir une rétrodiffusion et sortir de la cible. Pour une énergie supérieure à 10 MeV, l'électron incident a une probabilité élevée de subir une décélération importante due au champ électrique d'un noyau atomique, l'électron perd alors son énergie en émettant un rayonnement de freinage (Bremstrahlung).

La trajectoire de l'électron incident dans la matière est une ligne fortement brisée. Les cascades de photons et d'électrons qu'il provoque contribuent à disperser spatialement l'énergie le long de sa trajectoire. On définit l'énergie critique T_c comme l'énergie de l'électron pour

laquelle la section efficace de perte d'énergie par rayonnement de freinage est égale à la section efficace de perte d'énergie par collision, c'est à dire la perte d'énergie par radiation devient prépondérante à partir de cette énergie critique. Une paramétrisation approximative de cette énergie critique en MeV est [RICOL-2008] :

$$T_c = \frac{800}{Z + 1.2} \quad (1.1)$$

Avec Z le numéro atomique de la cible.

1.1.2 Les interactions des particules lourdes chargées avec la matière

Lors de leurs interaction avec la matière, les particules chargées lourdes (protons, particules α , ions) ralentissent progressivement jusqu'à leur arrêt bien sur si l'épaisseur du milieu cible est suffisant, c'est à dire que ces particules ne disparaissent pas. En réalité, l'interaction avec la matière cible se décompose d'un très grand nombre de faibles transferts d'énergie cinétique, accompagnés de faibles changement de direction. Les interactions de ces particules avec la matière peuvent se faire suivant différentes modes :

1. *La diffusion élastique sur un électron* : elle n'a lieu que pour des particules chargées de faible énergie (< 100 eV) [TRAORE-2013].
2. *La diffusion inélastique avec un électron* : c'est le mode d'interaction prépondérant des particules lourdes chargées. En fonction de l'énergie incidente, l'interaction va conduire soit à l'excitation, soit à l'ionisation du milieu. Des particules secondaires sont créées (principalement des électrons de faible énergie) pendant le ralentissement. A titre d'exemple, une particule alpha de 5 MeV traversant de l'air va créer environ 150000 e^- jusqu'à son absorption totale. Dans certains cas, les électrons secondaires sont suffisamment énergétiques pour ioniser la matière à leur tour : ce sont des électrons . La figure 1.1 illustre cette diffusion.

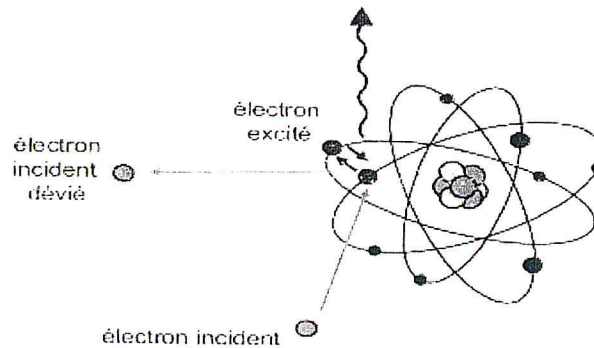


FIGURE 1.1 – Phénomène d'excitation

3. *La diffusion élastique sur un noyau atomique* : La particule incidente est déviée d'un angle θ sans rayonner ou exciter le noyau. Cette réaction a été mise en évidence par les expériences de Rutherford et de Geiger et Marsden en 1911. Notons ici que ce type de diffusion est beaucoup plus rare (σ de l'ordre du mb) que la diffusion sur des électrons.

4. *La diffusion inélastique avec un noyau* : La particule incidente est déviée et peut rayonner une partie de son énergie par rayonnement de freinage (voir figure 1.2). Elle peut aussi céder une partie de son énergie au noyau qui va alors se retrouver dans un état excité, ce phénomène rare est appelé excitation coulombienne.

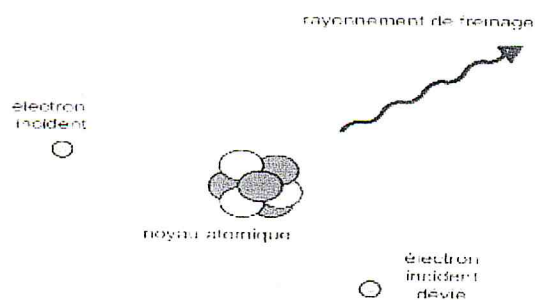


FIGURE 1.2 – Diffusion inélastique d'un électron incident avec le noyau

1.1.3 Perte spécifique de l'énergie

La perte spécifique d'énergie S pour une particule chargée est définie comme étant la différence d'énergie (perte d'énergie) de cette particule divisée par la distance parcourue dans le milieu traversé[SECH-2010] :

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} \quad (1.2)$$

Ce facteur traduit le taux de perte d'énergie par la particule dans un milieu donné. Plus ce coefficient est grand, plus vite la particule chargée est ralentie. Il a été démontré que S augmente quand la vitesse de la particule diminue.

Dans le cas des particules chargées lourdes, la formule classique pour S est connue sous le nom de la formule de Bethe et s'écrit comme suit :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2 z^2}{m_0 v^2} N B \quad (1.3)$$

Où :

$$B = Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (1.4)$$

m_0, e : masse au repos et charge de l'électron

v, z : vitesse et charge de la particule

$\beta = \frac{v}{c}$, où c 'est la vitesse de la lumière

N, Z : densité et numéro atomique des atomes du milieu

I : constante caractéristique de l'espèce atomique considérée, définie comme une énergie moyenne d'excitation et d'ionisation des atomes du milieu ($I = 10 Z$)

Dans le cas où la particule chargée est un électron, la perte spécifique de l'énergie a une expression un peu différente[SECH-2010]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2 z^2}{m_0 v^2} (A - B + C) \quad (1.5)$$

Où :

$$A = \ln \left(\frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta)} \right)$$

$$B = \ln \left(2(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}} - 1 + \beta^2 \right)$$

$$C = (1-\beta^2) + \frac{1}{8} (1 - (1-\beta^2)^{\frac{1}{2}})^2$$

Les paramètres dans cette équation ont la même signification que dans l'équation précédente. Les deux équations 1.3 et 1.5 traduisent la perte d'énergie par interaction coulombienne. Pour les électrons, il existe un autre mode de perte d'énergie, c'est la perte d'énergie par rayonnement de freinage (formule 1.6). Ce mode de perte est d'autant important quand l'énergie de l'électron augmente ou le nombre de protons du matériau traversé est grand. [SECH-2010]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ + e^4}{137m_0^2e^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (1.6)$$

Ce mode de perte d'énergie n'est pas significatif devant le mode de perte par interaction coulombienne et il n'est pris en considération que pour les matériaux de nombre de protons élevé

1.1.4 Parcours d'une particule chargée dans un milieu

Comme il a été discuté plus haut, une particule chargée perd d'une manière continue de l'énergie jusqu'à ce qu'elle soit stoppée par la matière traversée. Nous appelons *parcours de la particule* la distance nécessaire pour ralentir complètement cette particule. Elle dépend à la fois de l'énergie de la particule incidente et de la densité et de la nature chimique du milieu traversé [VANSTALLE-2011]. La figure 1.3 montre le parcours des particules chargées.

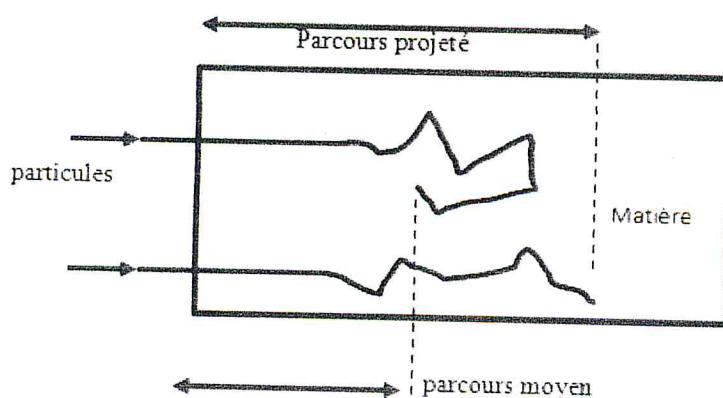


FIGURE 1.3 – Illustration du parcours projeté et du parcours moyen correspondant au trajet d'une particule

Dans les tableau 1.1 et tableau 1.2, nous rapportons respectivement quelques valeurs de la perte spécifique d'énergie et du parcours pour un électron dans l'eau et pour une particule α dans l'air.

Énergie de l'électron (keV)	Perte spécifique d'énergie(keV/m)	Parcours(m)
0.1	33.2	0.0030
0.5	18.6	0.0196
10	2.3	2.5
480	0.207	1650

TABLE 1.1 – Perte spécifique d'énergie et parcours de l'électron dans l'eau

Énergie de l'électron (MeV)	Perte spécifique d'énergie(keV/m)	Parcours(m)
1	181	618
3	107	21.5
5	77	43.8
8	55	90.5

TABLE 1.2 – Perte spécifique de l'énergie et parcours de la particule alpha dans l'eau

Le parcours de la particule et la dissipation de l'énergie sont étroitement liés. Plus vite la particule perd de l'énergie, plus faible sera son parcours dans le milieu absorbant. Également, le parcours de la particule est réduit considérablement quand la charge de la particule augmente. Ceci est dû à l'augmentation de la force coulombienne. Ainsi et comme le montre la figure 1.4, pour la même énergie, un proton est stoppé dans une distance plus courte que l'électron mais nettement plus grande que pour une particule α .

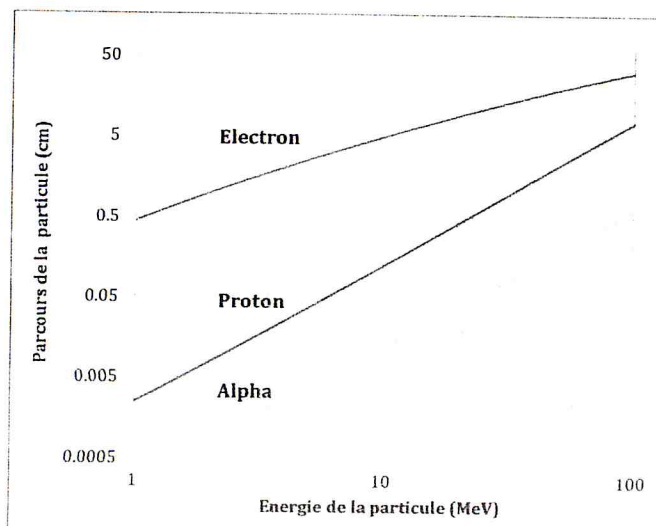


FIGURE 1.4 – Parcours des particules électron, proton et α dans l'eau liquide[TRAORE-2013]

1.1.5 Interaction ions-matière

Lors de l'irradiation d'un matériau par des particules chargées, ces dernières transfèrent progressivement leur énergie au milieu traversé par une succession d'interactions plus ou moins violentes, pouvant conduire à un endommagement de la cible. Une analyse complète de l'irradiation implique alors l'étude de l'ensemble des interactions particule-matière, considérant aussi bien les électrons et le noyau du projectile que ceux de la cible. Le ralentissement d'un ion dans la matière peut être décrit par deux processus quasi-indépendants

1.1.5.1 les collisions élastiques liées aux chocs nucléaires

lorsque l'ion incident transmet de façon élastique de l'énergie cinétique au noyau de l'atome cible. Au cours de cette collision nucléaire, l'interaction est de type coulombien, plus ou moins écrantée. Ces transferts directs d'énergie conduisent à un endommagement pour tous les types de cible (isolants, métaux...). La figures ci-dessus montre la collisions élastiques[ANAL-2000] :

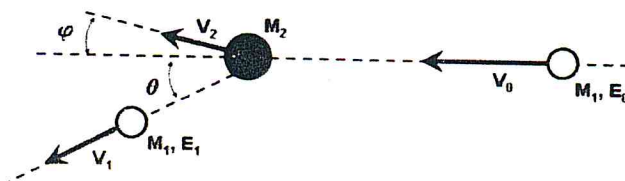


FIGURE 1.5 – collision élastique entre deux particules[SCHLUTIG-2011]

1.1.5.2 les collisions inélastiques liées à des excitations électroniques

l'ion incident peut interagir de façon inélastique avec les atomes de la cible (excitation électronique, ionisation des atomes au voisinage de la trajectoire des ions). Les défauts sont alors produits par conversion indirecte de l'énergie déposée dans les cibles. Ce processus d'endommagement est efficace essentiellement dans les isolants et dans certaines cibles métalliques dans le cas de fortes densités d'ionisation. Bien que ces deux processus de perte d'énergie existent toujours de façon simultanée, leur importance relative dépend de l'ion projectile, de son énergie et pour leur efficacité, de la nature de la cible[ANAL-2000].

1.1.5.3 Pouvoir d'arrêt

Lors d'une interaction ion-matière, l'ion incident transmet son énergie à la cible tout au long de son passage dans le matériau. La quantité d'énergie perdue par l'ion lors de son ralentissement dans la matière constitue alors un paramètre caractéristique concernant aussi bien les processus d'endommagement de la cible que l'émission de particules de cette dernière induite par irradiation. Ce paramètre est appelé pouvoir d'arrêt. Le pouvoir d'arrêt est caractéristique du milieu traversé et de la particule incidente (nature et énergie de l'ion projectile). Noté $-\frac{dE}{dX}$, on peut l'exprimer en $\text{keV} \cdot \text{nm}^{-1}$ ou en $\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Selon le processus collisionnel considéré, interactions inélastiques ou élastiques, un pouvoir d'arrêt électronique et un pouvoir d'arrêt nucléaire

sont définis [SCHLUTIG-2011]. la perte d'énergie ou pouvoir d'arrêt par unité de longueur dans la cible est obtenue en sommant les pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique[ANAL-2000] :

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_n + \left(\frac{dE}{dX}\right)_e \quad (1.7)$$

1.1.5.4 Estimation du pouvoir d'arrêt nucléaire

Les interactions entre l'ion incident et les atomes de la cible sont traitées comme des chocs élastiques de deux particules, régis par les lois de la mécanique classique. Pour les transferts d'énergie conduisant à des déplacements d'atomes, l'interaction est purement coulombienne[ANAL-2000]. La section efficace de collision, σ , représente la probabilité pour que le projectile cède de l'énergie à la particule cible lors du processus collisionne. L'ion incident (d'énergie cinétique initiale E_1 , de numéro atomique Z_1 et de masse M_1) en déplaçant de son site l'atome cible (de numéro atomique Z_2 et de masse M_2) lui communique une certaine quantité d'énergie cinétique T [LEHMANN-1997]. Pour transférer l'énergie T à l'atome de la cible, la section efficace de collision s'écrit dans ce cas :

$$\sigma(E_1, T_2) = \frac{(\pi Z_1 Z_2 e^2)^2 M_1}{T^2 E_1 M_2} \quad (1.8)$$

ou : $e^2 = 1.44 \cdot 10^{-7} \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-1}$ L'ion incident perd l'énergie dE le long d'un parcours dx . Le pouvoir nucléaire s'écrit alors :

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_n = 2\pi N \frac{M_1}{M_2} \frac{Z_1^2 Z_2^2}{E_1} e^2 \ln \frac{T_{max}}{T_{min}} \quad (1.9)$$

1.1.5.4.a Estimation du pouvoir d'arrêt électronique

La description des interactions inélastiques ion-atome cible est beaucoup plus complexe que celle des interactions élastiques. Le pouvoir d'arrêt électronique des ions est calculé avec précision lorsque l'interaction peut être considérée comme une perturbation (faible transfert d'énergie, faible durée d'interaction ou charge peu élevée). Ceci est vérifié pour les ions légers très rapides. Aux vitesses intermédiaires, l'état de charge de l'ion, dépendant du rapport des sections efficaces de capture et d'ionisation, doit être pris en compte ainsi que l'énergie maximale transmissible à un électron. En dessous d'une certaine énergie, l'ion n'est plus totalement épluché et n'est plus capable d'exciter les électrons des couches profondes de la cible.[ANAL-2000] Le pouvoir d'arrêt électronique diminue donc comme le carré de la charge

de l'ion et comme le nombre d'électrons actifs de la cible. Ainsi, l'expression du pouvoir d'arrêt électronique est différente selon le domaine de vitesse considéré [LEHMANN-1997].

1.1.5.4.b Le domaine des grandes vitesses

Dans ce cas, l'ion incident est complètement épluché de ses électrons et il peut être considéré comme un ion de charge ponctuelle $Z_1 e$. [ANAL-2000] L'expression utilisée dans ce cas est la formule de Bethe

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_e = 4\pi e^4 \frac{Z_1^2 Z_2}{m_e V_1^2} \ln \frac{T_{max}}{T_{min}} \quad (1.10)$$

N est la densité atomique de la cible,

Z_2 est le numéro atomique de la cible,

m_e est la masse de l'électron,

T_{min} est l'énergie moyenne d'ionisation (I) des atomes de la cible

$$T_{max} = \frac{4m_e M_1 E}{(M_1 + m_e)^2}$$

La perte d'énergie avec les noyaux de la cible est donc négligeable devant la perte d'énergie électronique, pour des énergies incidentes supérieures à 0.1 MeV/u (figure 1-16). Compte tenu que notre étude concerne les ions lourds de grande énergie, supérieurs à quelques MeV/u, le transfert d'énergie se fait majoritairement par collisions inélastiques [LEHMANN-1997].

la figure ci-dessus représente la comparaison entre la perte d'énergie électronique et nucléaire.

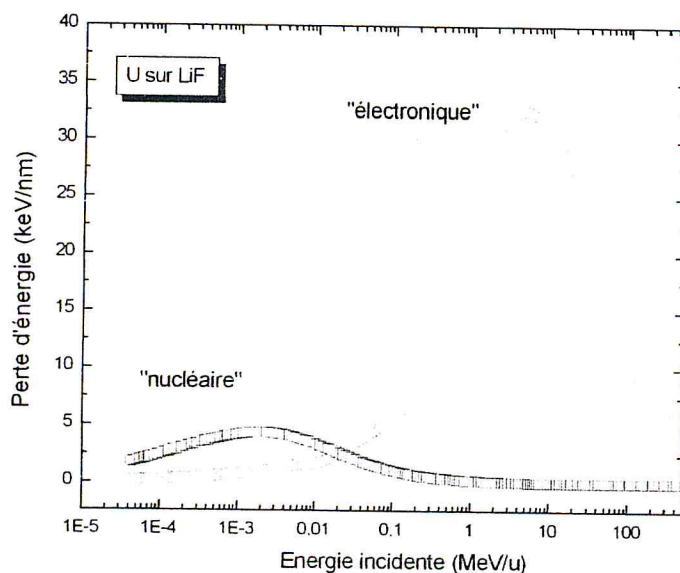


FIGURE 1.6 – Comparaison entre la perte d'énergie nucléaire et électronique dans le cas des ions d'uranium sur LiF [LEHMANN-1997]

1.1.6 Courbe de Bragg

Les particules chargées ne perdent pas toutes leur énergie de la même façon. Le proton dépose presque la totalité de son énergie à la fin de son parcours. La particule α quand à elle dépose de plus en plus d'énergie le long de son parcours. Il reste qu'une bonne partie de son énergie est déposée à la fin du trajet. La situation pour les électrons est presque similaire à celle des protons, au début, la perte de l'énergie est faible et constante et ce n'est qu'à la fin du parcours qu'on assiste à une perte majeure de l'énergie de l'électron.

Nous appelons *la courbe de Bragg* la courbe représentant la perte d'énergie en fonction de la distance parcourue dans le milieu cible. Si toute l'énergie est déposée en un seul point, il en résulte une production d'une forte densité de populations d'électrons libre, d'ions, de molécules excitées, de radicaux libres et de d'autre espèces physique comme par exemple les excitons et les phonons.

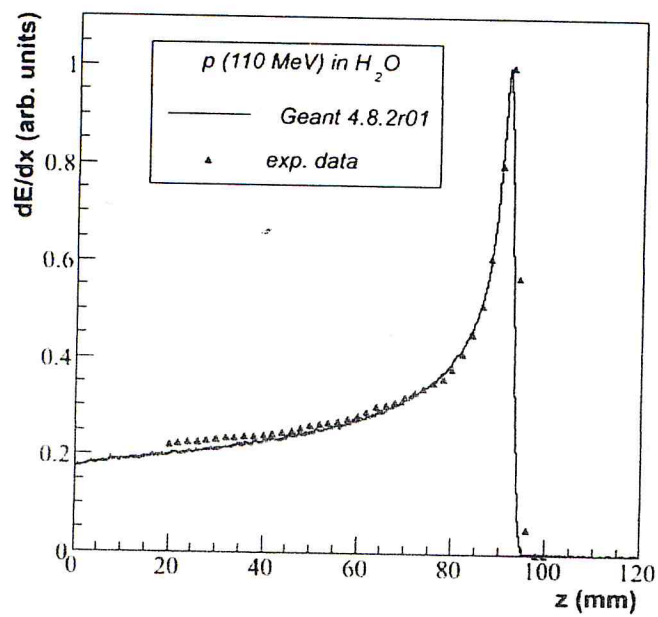


FIGURE 1.7 – Courbe de Bragg typique pour un proton d'énergie initiale de 110 MeV dans l'eau.[GLENN.F-2010]

1.2 Interaction des particules neutres avec matière

Nous distinguons deux types de particules non chargées : les neutrons et les photons.

1.2.1 Les neutrons

1.2.1.1 Classification des neutrons

Les neutrons sont des particules neutres de masse voisine de celle du proton. Ils sont instables lorsqu'ils sont libres, avec une demi-vie de 12 minutes. Ils font partie des rayonnements indirectement ionisants [IAE-1970]. Les neutrons sont généralement classés en fonction de leurs énergies, par conséquent plusieurs catégories sont ainsi définies :

- Les neutrons thermiques sont des neutrons qui ont une énergie cinétique telle qu'à la température ambiante, l'énergie cinétique la plus probable des neutrons thermiques est :

$$E_n = k \times T = \frac{1}{2}mv^2 \quad (1.11)$$

où

m : La masse du neutron

k : La constante de Boltzmann

T : La température

A 20° C cette énergie est de 0.0253 eV. A cause de la distribution de la vitesse en fonction de la température du milieu dans lequel ils interagissent, il est évident que les neutrons n'ont pas tous l'énergie cinétique. Leur énergie moyenne situe autour de la valeur la plus probable.

- Les neutrons intermédiaires résultent de la collision élastiques entre des neutrons rapides et un noyau cible léger d'un matériau (un ralentisseur de graphite, de corps humain...). Ces neutrons engendrés dans la gamme d'énergie 1 keV et 500 keV.

Le tableau 1.3 présente les différent type de neutrons existants :

1.2.1.2 Les interactions neutron-matière

Les neutrons n'interagissent qu'avec les noyaux des atomes du milieu traversé, les forces coulombiennes perdent dans ce cas leur importance et la grande majorité des interactions est due à des forces nucléaires.

Neutron	Énergie
Froids	Inférieur à 0.0225 eV
Thermiques	0.025 eV
Epithermiques	Comprise entre 0.5 eV et 1 keV
Intermédiaires	Comprise entre 1 keV et 500 keV
Rapides	Comprise entre 500 keV et 50 MeV
Relativistes	supérieur à 50 MeV

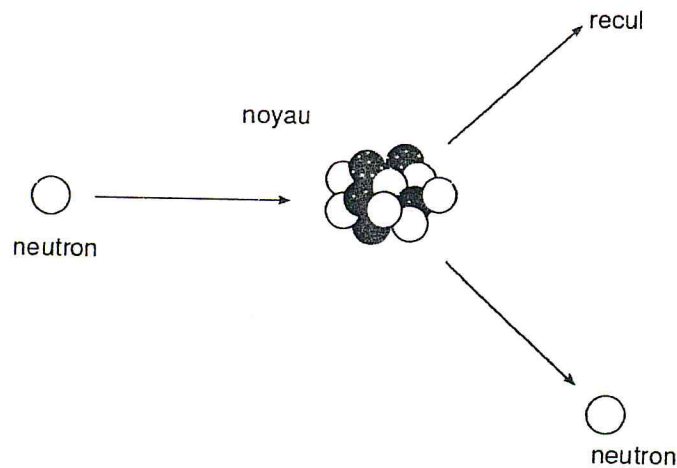
TABLE 1.3 – Classification des neutrons en fonction de leurs énergies[JACQUES-2008]

Les neutrons se déplacent donc à travers la matière jusqu'à ce qu'ils entrent en collision avec un noyau[IAE-1970]. C'est la raison pour laquelle, le rayonnement neutronique est très pénétrant. Les neutrons peuvent interagir avec des électrons, la probabilité de ces interactions est très inférieure à celle des interactions avec les noyaux des atomes (environ 10^6 fois moins probable). Les sections efficaces des interactions nucléaires dépendent. Il existe quatre mécanismes d'interactions dominantes qu'un neutron peut subir lors d'une interaction :

1. *Diffusion élastique* : ${}_0^1n + {}_1^2H \longrightarrow {}_0^1n + {}_1^2H$
2. *Diffusion inélastique* : ${}_0^1n + {}_{92}^{238}U \longrightarrow {}_0^1n + {}_{92}^{238}U + \gamma$
3. *Capture radiative* : ${}_0^1n + {}_1^1H \longrightarrow {}_1^2H + \gamma$
4. *Réaction de fission* : ${}_0^1n + {}_{92}^{235}U \longrightarrow {}_{36}^{92}Kr + {}_{56}^{141}Ba + 3{}_0^1n$

1.2.1.2.a Diffusion élastique (n,n)

Lors d'une collision élastique, le neutron incident diffuse sur le noyau cible et lui transfère une partie de son énergie (La quantité d'énergie transférée du neutron au noyau dépend de l'angle sous lequel le noyau est frappé par le neutron et de la masse du noyau). Après le choc, le neutron et le noyau rebondissent dans des directions et à des vitesses différentes de ce qu'ils avaient initialement (figure 1.6). Parfois le noyau absorbe le neutron puis le réémet avec la même énergie cinétique[GLENN.F-2010]. La fraction de l'énergie de départ qui sera absorbée par le noyau dépend de l'angle sous lequel le noyau est frappé par le neutron. Le noyau cible absorbe l'énergie perdue par le neutron et se déplace ensuite à plus grande vitesse. La relation non-relativiste entre l'énergie incidente avant collision et celle après collision peut se résumer

FIGURE 1.8 – Diffusion élastique entre le neutron et le noyau cible[<https://canteach>]

dans la relation suivante, exprimée dans le référentiel du laboratoire [ALAIN].

$$\frac{E'}{E} = \frac{1 + A^2 + 2A \cos \phi}{(A + 1)^2} \quad (1.12)$$

E : est l'énergie du neutron avant collision.

E' : est l'énergie du neutron après collision.

A : la masse atomique du noyau.

ϕ : est l'angle entre noyaux et neutron.

1.2.1.2.b Diffusion inélastique (n, γ)

Le noyau cible capture dans un premier temps le neutron, devenant alors un noyau excité. Il se désexcite en émettant un neutron de plus faible énergie, ainsi qu'un ou plusieurs photons caractérisant le rayonnement gamma de ce type d'interaction [JACQUES-2008]. La figure 1.9 illustre cette diffusion.

Le neutron transfère par collision élastique plus d'énergie à un noyau léger qu'à un noyau lourd. C'est la raison pour laquelle on utilise l'eau (légère ou lourde) pour ralentir les neutrons dans un réacteur nucléaire.

1.2.1.2.c Capture radiative

C'est la réaction nucléaire la plus courante. Le noyau composé ainsi formé, après une brève durée de vie, émet un photon γ . En d'autres termes, le noyau produit est un isotope du noyau cible [GLENN.F-2010, <https://canteach>]. La capture radiative la plus simple est l'absorption

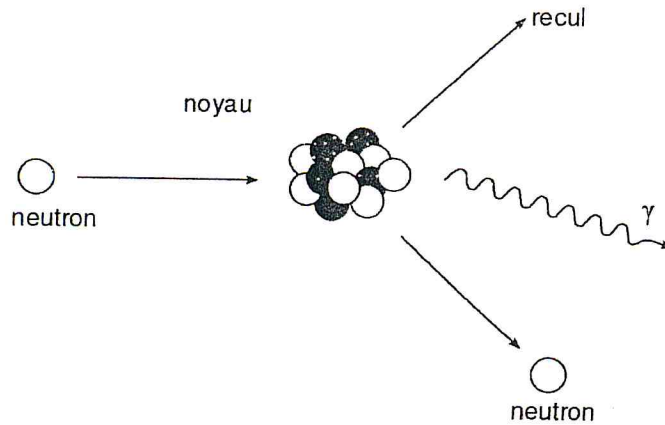


FIGURE 1.9 – Diffusion inélastique entre le neutron et le noyau cible[<https://canteach>]

d'un neutron par un noyau d'hydrogène pour former du deutérium (ou hydrogène lourd). Le deutérium formé est un noyau stable. Toutefois, plusieurs noyaux produits par la capture radiative sont radioactifs et émettent des photons γ . La figure 1.10 illustre la capture radiative :

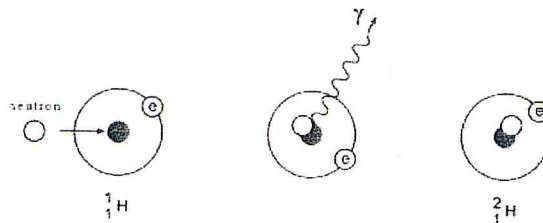


FIGURE 1.10 – Capture radiative du neutron avec du noyau d'hydrogène [GLENN.F-2010]

1.2.1.2.d Réaction de fission

La fission est la cassure d'un noyau lourd en noyaux plus légers. A titre d'exemple sous l'impact d'un neutron, le noyau d'uranium 235 se brise en deux noyaux plus légers et deux ou trois neutrons, tout en libérant une énergie importante [NUCLEAIR]. La figure 1.11 illustre cette réaction :

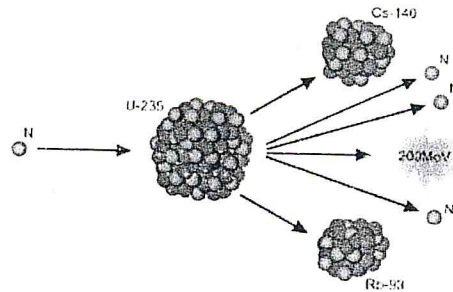


FIGURE 1.11 – Fission d’un noyau d’uranium [NUCLEAIR]

Dans cette réaction le nombre de masse et du nombre de charge sont conservés et l’énergie libérée par cette réaction est considérable :

$$E = E_{\text{reactifs}} - E_{\text{produits}} = (m_n c^2 + m_U c^2) - (m_{Cs} c^2 + m_{Rb} c^2 + 3m_n c^2) \quad (1.13)$$

Chacune des réactions énumérées pour le neutron a une probabilité finie de se produire qui est décrite par une section efficace. La section efficace est une donnée microscopique et est exprimée par noyau. Il est important de noter que la probabilité d’interaction d’un neutron avec un noyau atomique dépend fortement de l’énergie du neutron. On parle alors de section efficace de diffusion élastique, de diffusion inélastique, ou de capture radiative, et la fission :

1.2.1.2.e Section efficace

Dans la pratique, on utilise la section efficace macroscopique Σ est définie par [GLENN.F-2010] :

$$\Sigma = N\sigma \text{ Où}$$

N : la densité des noyaux du matériau en interaction avec les neutrons

Σ : appelée la section efficace macroscopique

σ : appelée la section efficace microscopique

La section efficace macroscopique totale est la somme de toutes les sections efficaces macroscopiques des différentes interactions possibles [GLENN.F-2010] :

$$\Sigma_{\text{totale}} = \Sigma_{\text{élastique}} + \Sigma_{\text{inélastique}} + \Sigma_{\text{capture}} + \Sigma_{\text{fission}}$$

$$\Sigma_{\text{diffusion}} = \Sigma_{\text{élastique}} + \Sigma_{\text{inélastique}}$$

$$\Sigma_{\text{absorption}} = \Sigma_{\text{capture}} + \Sigma_{\text{fission}}$$

La section efficace d’absorption est prépondérante pour les neutrons thermiques et celle de diffusion est prédominante pour les neutrons rapides ou d’énergie intermédiaire. La section efficace macroscopique traduit l’atténuation linéaire d’un faisceau de neutron par un matériau. Ainsi après avoir traversé un matériau d’épaisseur I l’intensité initiale I_0 d’un faisceau de

neutron se réduit à [GLENN.F-2010] :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\Sigma t - I} \quad (1.14)$$

1.2.2 Interaction photon-matière

Le photon est une onde électromagnétique, son énergie varie d'un peu moins de 100 keV à quelques MeV [IAE-1970] de ce fait, son parcours dans la matière sera très important : de l'ordre de plusieurs centaines de mètres dans l'air. Il existe trois processus d'interaction prépondérant des photons avec la matière : effet photo-électrique, diffusion Compton et production de pair.

1.2.2.1 Effet photo-électrique

L'effet photo-électrique est prépondérant à des énergies de photon faible (< 100 keV) et pour des atomes de grand nombre Z [ROZON-1992]. Le photon incident cède toute son énergie à un électron atomique de la matière cible. Après le choc, le photon disparaît complètement et l'électron est éjecté avec une énergie :

$$E_c = h\nu - E_b \quad (1.15)$$

E_c : L'énergie cinétique de l'électron éjecté.

$h\nu$: L'énergie du photon incident.

E_b : L'énergie de liaison de l'électron.

Dans cette interaction, une émission d'un rayon X est possible si l'électron éjecté est celui des couches atomique interne. La figure 1.12 illustre ce processus :

La probabilité d'interaction est une fonction croissante du numéro atomique Z . Le coefficient d'interaction photoélectrique, noté Γ peut se résumer dans la relation suivante [GLENN.F-2010] :

$$\Gamma (cm^{-1}) Z^n / (h\nu)^{3.5} \quad (1.16)$$

1.2.2.2 Effet Compton

L'effet Compton est dominant à des énergies de rayons gamma moyen (> 100 keV et < 2 MeV) [ROZON-1992]. La probabilité d'interaction favorisée pour des numéros atomiques Z élevé mais de façon plus limitée que pour les effets photoélectrique et de production de paire. Le photon gamma γ incident (E_γ) est partagée entre l'électron atomique avec lequel ce rayonnement a interagi (E_c) et un rayonnement électromagnétique diffusé (E_γ'). Il est plutôt dévié avec une énergie plus faible sous un angle θ et l'électron cible est diffusé sous un angle Φ comme montré dans la figure 1.13 :

Contrairement à l'effet photoélectrique, le rayon gamma incident n'est pas complètement absorbé. L'énergie de l'électron Compton est égale à l'énergie incidente du rayon gamma moins l'énergie du rayon gamma diffusé ($(h\nu - h\nu')$).

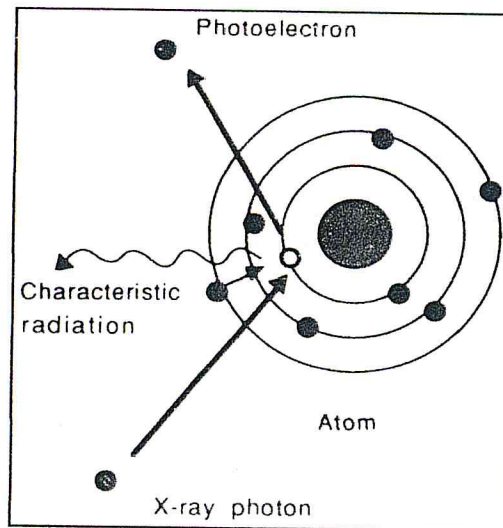


FIGURE 1.12 – Processus effet photo-électrique

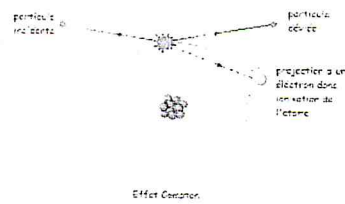


FIGURE 1.13 – Processus effet Compton [NUCLEAIRE]

Le coefficient d'interaction, noté σ , est donnée par [GLENN.F-2010] :

$$\sigma(cm^{-1}) \sim \frac{Z}{(h\nu)} \quad (1.17)$$

L'expression qui relie le transfert d'énergie et l'angle de diffusion peut être dérivée simplement en écrivant les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. On peut montrer que l'énergie du photon diffusé est donnée par :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (1.18)$$

ou m_0c^2 est la masse de l'électron au repos (0.511 MeV). Un minimum d'énergie est transféré quand $\theta=0$ et le maximum d'énergie est transféré lorsque $\theta=\pi$

1.2.2.3 Production de paire

La création de paire n'aura lieu que pour des énergies de rayons gamma très élevées (> 2 MeV). Elle résulte de l'interaction d'un rayonnement électromagnétique avec les noyaux des atomes de la matière cible. La probabilité de cette interaction croit avec l'énergie des photons et le carré du nombre Z de l'atome cible [ROZON-1992].

Quand un photon gamma de haute énergie pénètre un noyau d'un atome et interagit avec son champ électromagnétique intense, il y a une forte probabilité pour qu'il soit complètement transformé en une paire électron-positron. En raison de la conservation de la masse et de l'énergie, l'énergie minimale requise pour la production de paires est la masse de la paire positron-électron, soit 1.022 MeV. Le coefficient d'interaction, noté π , peut être approximé par [GLENN.F-2010] :

$$\pi(cm^{-1}) \sim Z^2(h\nu - 1.022) \quad (1.19)$$

Le positron n'est pas une particule stable. Une fois ralenti dans le matériau par collisions multiples, il va s'annihiler avec son antiparticule pour produire deux photons d'annihilation de 511 keV à 180° l'un de l'autre. la figure 1.14 illustre cette production :

1.2.2.4 Section efficace des photons

La probabilité totale d'interaction d'un photon gamma est la somme des trois coefficients partiels correspondant aux trois types d'interaction du rayonnement avec la matière. Elle est notée :

$$\mu = \pi + \Gamma + \sigma \quad (1.20)$$

On a également

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\pi}{\rho} + \frac{\Gamma}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} \quad (1.21)$$

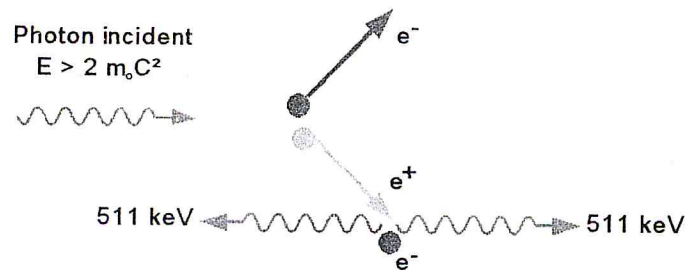


FIGURE 1.14 – Processus production de paire[GLENN.F-2010]

μ : La probabilité totale d'interaction.

π : Matérialisation.

Γ : Effet photo-électrique.

σ : Effet Compton.

ρ : La densité de la cible matérielle.

La variation du flux des rayons gamma en fonction de la distance parcourue dans le matériau est donnée en forme différentielle par :

$$\frac{dI}{dx} = -\mu I \quad (1.22)$$

Ou en forme intégrale comme :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} \quad (1.23)$$

Un exemple de la section efficace totale des rayons γ dans les tissus biologiques, nous montre clairement l'importance relative de l'effet photoélectrique, effet Compton et production de paire et cela en fonction de l'énergie des photons incidents.

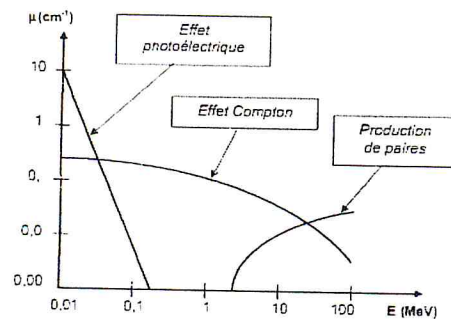


FIGURE 1.15 – probabilités de réalisation des effets photoélectrique, Compton et de production de paires

1.3 La réaction spallation

1.3.1 Définition

La spallation (de l'anglais to spall, produire des éclats) est une réaction nucléaire nucléaire entre un hadron, ou un ion léger, et un noyau lourd à des énergies cinétiques varient entre une centaine de MeV et quelques GeV par nucléon. Cette réaction conduit à l'émission de hadrons (nucléons, pions . . .) et autres particules (muons, neutrinos . . .). Elle est très neutrogène : à titre d'exemple, la spallation induite par un proton de 1 GeV sur un noyau de ^{208}Pb conduit en moyenne à l'émission de 17 neutrons d'environ 6 MeV d'énergie moyenne [TOCCOLI-2000]. La spallation intervient également dans l'interaction des rayonnements cosmiques avec la matière. Au cours de cette réaction certains des hadrons émis ont une énergie suffisante pour provoquer, à leur tour, des réactions de spallation avec des noyaux voisins . Elle résulte en outre en une transformation plus ou moins importante du noyau. La spallation est interprétée comme un mode d'interaction en deux étapes (voir figure 1.16) :

1. Une première étape rapide de l'ordre de 10^{-22} à 10^{-23} s. Elle correspond à l'interaction du hadron incident avec les nucléons du noyau vus de manière individuelle. Il s'en suit une succession de collisions nucléon-nucléon lors desquelles des particules rapides vont être éjectées et laissent place à un noyau fortement excité (de l'ordre de quelques centaines de MeV) : on parle de cascade intranucléaire.
2. Une seconde étape plus lente 10^{-18} à 10^{-19} s pendant laquelle ce noyau chaud va se désexciter totalement . Cette désexcitation peut procéder par évaporation de particules légères (n, p, d) t, ^3He et a) et/ou fission et/ou fragmentation. Les processus de refroidissement sont en compétition et se combinent jusqu'à ce que l'énergie d'excitation du noyau résultant soit inférieure à l'énergie de liaison du nucléon le moins lié . Le noyau alors obtenu va poursuivre son refroidissement par émission γ et/ou conversion interne jusqu'à atteindre le niveau fondamental ou un éventuel état isomérique.

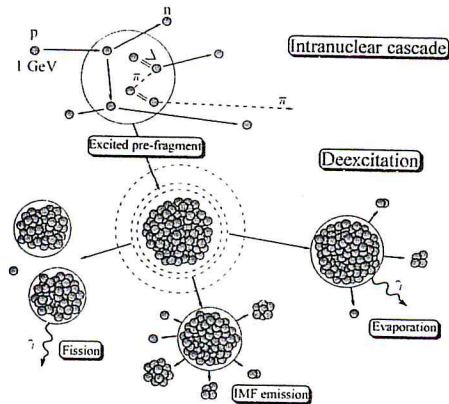


FIGURE 1.16 – Description de la réaction de spallation

1.3.1.1 La cascade intranucléaire

L'interaction primaire entre un nucléon relativiste et un noyau cible s'effectue par une succession de collisions individuelles nucléon-nucléon. Dans son article de 1947 [SERBER-1947] Serber est l'un des premiers à avoir donné une interprétation théorique de cette étape. Selon Serber, la longueur d'onde de Broglie associée à la particule incidente devient inférieure à la distance moyenne inter-nucléon. La particule incidente voit alors les nucléons du noyau de façon individuelle. De plus, le temps du choc entre un nucléon du noyau et la particule incidente est plus court que le temps écoulé lors des chocs entre les nucléons dans le noyau. Les collisions sont alors traitées comme des chocs libres. Le noyau est assimilé à un gaz de Fermi complètement dégénéré au zéro absolu.

Depuis l'interprétation théorique de la cascade intranucléaire proposé par Serber, plusieurs modèles ont été établis afin de traiter la cascade intranucléaire numériquement tel que *le modèle de Bertini*, *le modèle de Cugnon*, *le modèle de Duarte*,.... Tous ces modèles, sont établis sur le même principe : des sections efficaces différentielles de particules libres, conjuguées à des techniques Monte Carlo, sont utilisées pour déterminer le lieu, la nature et l'angle de diffusion des collisions. Il s'agit de modèles microscopiques semi-classiques se différenciant principalement par la description nucléaire adoptée et par le suivi du processus de cascade. Pour plus de détail sur ses modèles voir [TOCCOLI-2000]

1.3.1.2 L'évaporation

L'évaporation est le mode de désexcitation privilégié des noyaux excités non ou faiblement fissiles possédant une énergie d'excitation supérieure à l'énergie de séparation du neutron. Dans ces conditions le noyau chauffé évacue son excitation par émission séquentielle de nucléons ou de composites légers : d, t, ^3He , voire lithium ou béryllium à des énergies d'excitation élevées. Cette émission tire son nom du processus analogue qui voit un liquide chauffé évaporer des molécules et évacuer ainsi son énergie thermique au travers de la chaleur latente équivalente

à l'énergie de séparation. Ce modèle désexcitation est dominant pour les noyaux de masse inférieure à 200 lorsque l'excitation, induite par exemple par une réaction nucléaire directe ou par excitation électromagnétique, est répartie suivant l'ensemble des degrés de liberté du noyau. Ce mode de refroidissement semble dominer très nettement lors de collisions nucléon-noyau (réactions de spallation) ou lors de collisions périphériques noyau-noyau aux énergies relativistes mettant en jeu des noyaux de masse modérée.

1.3.1.3 La fission

La fission est, avec l'évaporation, le mode de désexcitation dominant. Lorsque le noyau "choisit" de fissionner il se déforme jusqu'à atteindre le point selle, où la fission est définitivement acquise, puis le point de scission où finalement le noyau se divise en deux fragments de masses, en général, différentes. La fission des actinides conduit systématiquement, à basse excitation, à deux fragments de masse différente et à une distribution en masse bien connue en double bosse. Ceci est dû aux effets de couche qui privilégient notamment les couches, sphériques à $Z=50$ et $N=82$ et, déformée à $N=87$. La fission chaude ($E^* \gtrsim 50$ MeV environ) des actinides ou des éléments plus légers conduit elle à deux fragments de masse égale en moyenne. Notons que la fission s'inscrit en générale dans la chaîne séquentielle d'évaporation ; elle est alors précédée et/ou suivie de pas d'évaporation.

Chapitre 2

Notions générales sur les rayons cosmiques

2.1 Introduction

La Terre est continuellement exposée à un rayonnement ionisant de haute énergie d'origine cosmique. Ces rayons cosmiques sont des noyaux atomiques et des particules élémentaires qui voyagent dans l'espace à des vitesses voisines de celle de la lumière. Certains d'entre eux parviennent à pénétrer dans l'atmosphère terrestre, entrent en collision avec des noyaux d'oxygène ou d'azote, et produisent des générations successives de particules secondaires dont certaines, notamment des neutrons, atteignent le sol. Ces proliférations de rayons cosmiques dans l'atmosphère sont appelées "grandes gerbes" [SERRE-2010].

2.2 Historique

Dès le début du 20^{ème} siècle, les physiciens avaient remarqué que leurs électroscopes se déchargeaient lentement, conséquence de l'ionisation provoquée par l'action d'un rayonnement énergétique [KALLI-2017, AUBLIN-2006, ETIENNE-2005]. En 1910 Premières mesure par Th. Wulf au sommet de la Tour Eiffel, 1911 Mesures par vol en ballon par Victor Hess. Les expériences réalisés en ballon par le physicien autrichien Victor Hess en 1912, apportèrent la preuve que ce rayonnement provenait de l'espace. En effet, l'intensité des décharges augmentait avec l'altitude ce qui permit d'écarter l'hypothèse d'une source radioactive naturelle d'origine terrestre [ETIENNE-2005]. En 1925 Millikan introduit le terme *rayons cosmiques*.

Plusieurs particules furent découvertes dans les rayons cosmiques. Le positron, dont l'existence était prédite par Dirac en 1928, fut découvert en 1932 par C. Anderson qui partagea le prix Nobel de physique avec V. Hess en 1936. Anderson découvre aussi le muon dans les rayons cosmiques en 1938. L'une des dates marquant l'histoire des rayons cosmiques fut l'année 1938, quand l'astronome français Pierre Auger découvrait les grandes gerbes atmosphériques, formées suite à l'interaction de ces rayons cosmiques dans l'atmosphère[KALLI-2017].

2.3 Définition

Le terme rayons cosmiques désigne des particules capables de parcourir des distances cosmologiques avant d'atteindre la Terre. Ces particules proviennent de tout l'Univers : Soleil, notre galaxie, les galaxies voisines, des galaxies lointaines...etc. Les rayons cosmiques englobent des particules élémentaires ainsi que des noyaux. On y trouve des électrons, des rayons gamma, des neutrinos, des protons, des noyaux d'hélium, des noyaux de lithium, en plus de noyaux plus lourds. Les particules chargées dominent les autres composantes. Les rayons cosmiques sont également appelés astroparticules.

Les rayons cosmiques sont composés principalement des protons (87%), des noyaux atomiques (12%, essentiellement de l'hélium) et des électrons (1%)

2.4 Spectre d'énergie

Le spectre des rayons cosmiques, comme le montre la figure 2.1, s'étend sur 12 décades d'énergie allant de 10^{10} eV à 10^{20} eV, soit quelques Joules. L'énergie est de magnitude macroscopique à ce niveau. Le flux s'étale, quant à lui, sur 32 ordres de grandeur et il varie notablement selon les valeurs de l'énergie. Il passe d'une particule par m^2 et par seconde pour $E \sim eV$ à une particule par m^2 et par an quand $E \sim eV$ pour enfin se réduire à une particule par km^2 et par an pour une énergie supérieure à 10^{18} eV. Ce spectre est décrit par une loi en puissance, d'indice spectral α [KALLI-2017]

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (2.1)$$

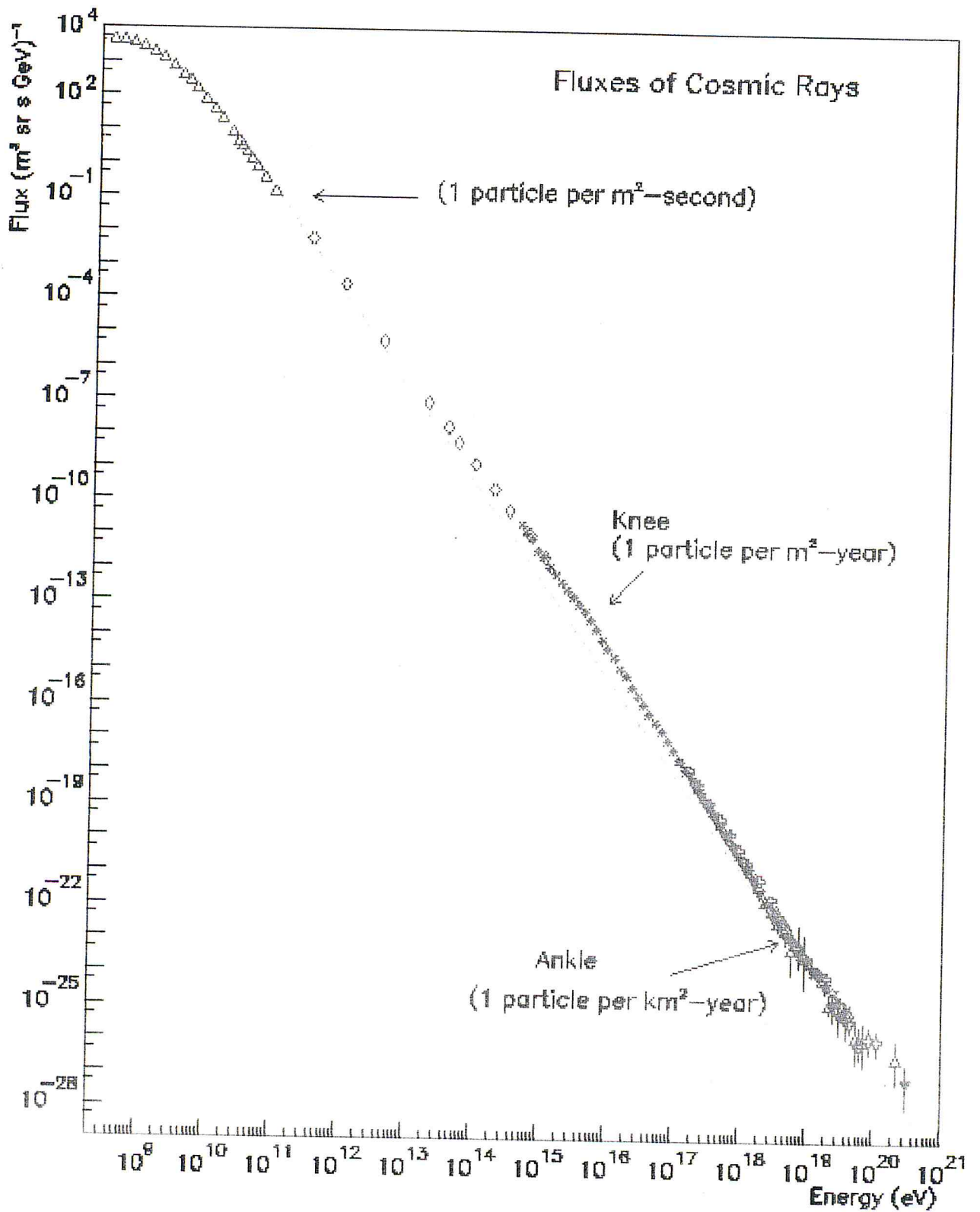


FIGURE 2.1 - Le spectre des rayons cosmiques.[KALLI-2017]

2.4.1 Le rayonnement solaire

Le rayonnement solaire est l'ensemble des ondes électromagnétiques émises par le Soleil. Il est composé de toute la gamme des rayonnements, de l'ultraviolet lointain comme les rayons gamma aux ondes radio en passant par la lumière visible. Le rayonnement solaire contient aussi des rayons cosmiques de particules animées d'une vitesse et d'une énergie extrêmement élevées. Le rayonnement solaire se décompose en deux parties : le vent solaire et les éruptions solaires.

2.4.1.1 Le vent solaire

Le vent solaire est un flux de plasma constitué principalement de protons et d'ions et d'électrons en grande majorité. Les électrons sont injectés de la haute atmosphère du soleil. Le vent solaire désigne l'atmosphère du Soleil. L'intensité du vent solaire varie selon les phases du cycle de l'activité solaire. Cette dernière n'est pas constante au cours du temps. Nous observons, durant des périodes de grande activité se répétant tous les onze ans en moyenne, la présence d'un grand nombre de perturbations locales à la surface du soleil dont les plus remarquables manifestations sont les taches solaires. La montée de chaque cycle, qui dure quatre ans et demi environ, est nettement plus rapide que sa descente (six ans et demi environ). Les taches solaires mettent alors en évidence l'existence d'une activité accrue due à la concentration de champs magnétiques intenses. Durant une période de grande activité solaire, le vent solaire s'intensifie d'un facteur de l'ordre de 10^6 [SERRE-2010].

2.4.1.2 Les éruptions solaires

Les éruptions solaires sont des événements pouvant durer quelques heures ou quelques jours. Elles possèdent un flux très élevé d'électrons, de protons, de particules α et également d'ions lourds. Outre leurs intenses participations en apport de particules, ces événements jouent également un autre rôle. En effet, le vent solaire interagit avec les ions des rayons cosmiques et influence la dynamique des ceintures de Van Allen[RENARD-2013]. Des études sur le long terme montrent que l'activité solaire en figure 2.3 est cyclique avec une période de 11 ans :

2.4.2 Les ceintures de radiations

Une partie de ces particules est cependant piégée par ce champ et forme des *ceintures de radiation* autour de la Terre. Ces ceintures sont appelées *ceintures de Van Allen*, du nom du scientifique américain qui développa le système de mesure du satellite Explorer, qui les mit en

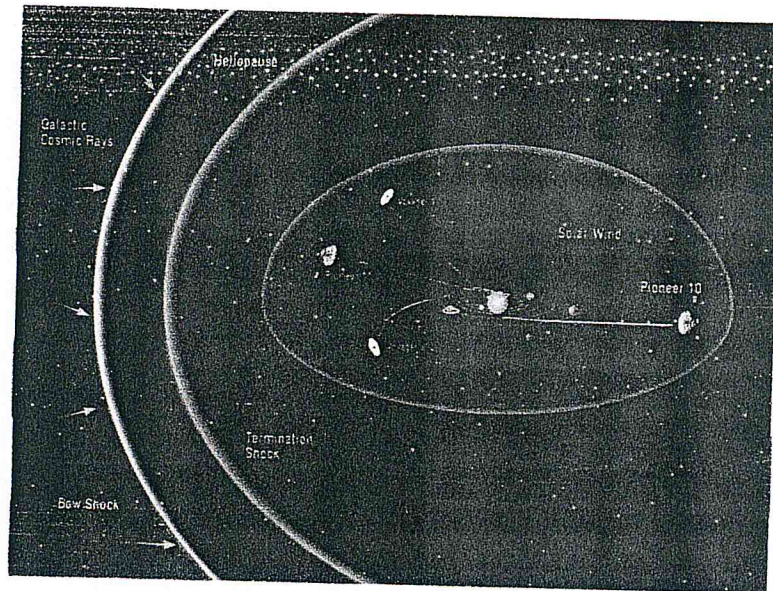


FIGURE 2.2 – Déviation des rayons cosmiques par le champ magnétique solaire[SERRE-2010]

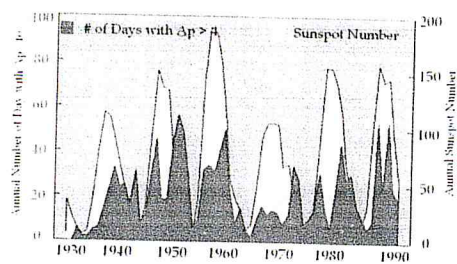


FIGURE 2.3 – Cycle des éruptions solaires et des tempêtes magnétiques[RENARD-2013]

évidence pour la première fois. Elles sont constituées d'électrons, de protons et d'ions lourds. Les électrons piégés ont des énergies allant jusqu'à 7 MeV tandis que les énergies des protons et des ions lourds piégés vont jusqu'à la centaine de MeV/A[MELANIE-2011]. La figure 2.4 présente une vue d'artiste de la structure de ces ceintures de radiation, constituées d'une zone intérieure où se regroupent les protons et une partie des électrons, et d'une zone extérieure où l'on trouve la majorité des électrons. Ces deux ceintures sont respectivement situées à environ 3000 km et 16000 km autour de la Terre.

ur de la Terre.

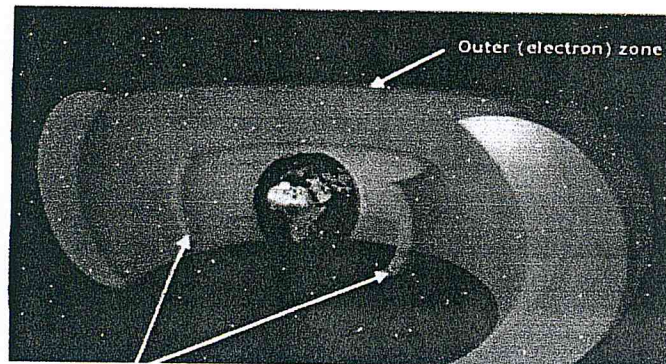


FIGURE 2.4 – Vue d'artiste des ceintures de Van Allen entourant la Terre[MELANIE-2011]

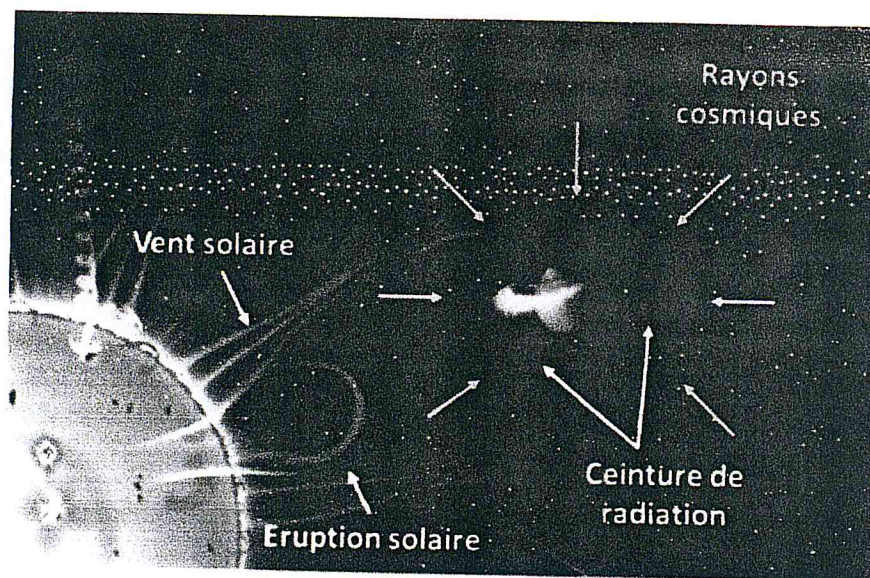


FIGURE 2.5 – Illustration des sources d'radiations issues de l'environnement spatial

2.5 L'environnement radiatif terrestre

Au voisinage de la Terre, la plupart des particules issues du rayonnement cosmique et des événements solaires sont soit déviées par la magnétosphère, soit repoussées dans les ceintures de Van Allen. Les radiations spatiales qui parviennent malgré tout à franchir ces barrières vont quant à elles interagir avec l'azote et l'oxygène de l'atmosphère, formant ainsi une *pluie de particules secondaires* (neutrons, protons, pions et muons), appelée pluie cosmique (cosmic shower) [J. F. Ziegler-1996]. La Figure 2.6 est une vue d'artiste illustrant cette pluie de particules.

Parmi ces particules secondaires, les neutrons appelés (neutrons atmosphériques) sont capables d'induire des ions lourds par réaction nucléaire et sont donc indirectement responsables d'erreurs dans les composants électronique [SILBERBERG-1984]. Ils peuvent notamment être à l'origine d'erreurs en avionique. Il convient donc de les prendre en compte au stade du choix ou de la conception de l'électronique utilisée pour ces applications.

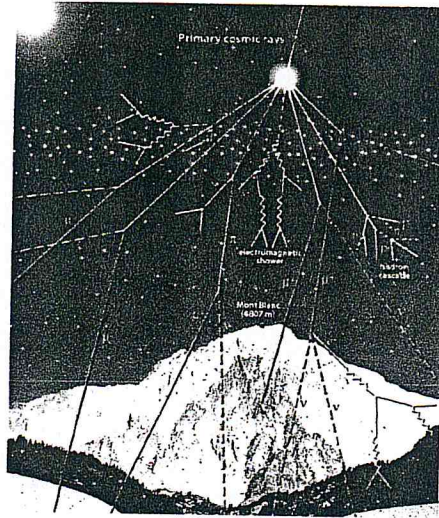


FIGURE 2.6 – la pluie cosmique de particules secondaires induite par l’interaction entre les particules issues de l’environnement spatial et l’atmosphère terrestre [NASA]

2.6 Récapitulatif des environnements radiatifs

Le tableau 2.1 dresse un bilan des environnements radiatifs décrits précédemment, en indiquant leur nature ainsi que les énergies et flux associés. Ce récapitulatif illustre bien la variabilité des menaces auxquels sont susceptibles d’être soumis les composants électroniques, aussi bien en termes de types de particules que d’énergies, et pour un large champ d’applications [MELANIE-2011]

Provenance	Particules	Énergie	Flux (particules $cm^{-2}s^{-2}$)
Rayonnement Cosmique	Proton (87%)	$10 \text{ MeV}/A \rightarrow 1 \text{ TeV}$	1 (à 100 MeV)
	Alpha (12%)		10^{-4} (à 1 TeV/A)
	Ions lourds (1%)		
Éruption solaires	Proton Ions lourds	$10 \text{ MeV}/A \rightarrow 100 \text{ MeV}/A$	Jusqu’à $2 \cdot 10^5$
Vent solaire	Électron	$< 100 \text{ keV}$	$10^8 \text{ à } 10^{10}$
	Proton	$< 100 \text{ keV}$	

TABLE 2.1 – Bilan des environnements radiatifs

2.7 Les gerbes atmosphériques

Lorsqu'une particule énergétique pénètre dans l'atmosphère, elle interagit avec les constituants de l'atmosphère formant ce qu'on appelle une *gerbe atmosphérique*. Lors de la première collision, il se crée une multitude de particules énergétiques qui à leur tour entrent en interaction avec l'atmosphère. Les particules se multiplient donc grâce à une cascade d'interactions hadroniques et électromagnétiques. La gerbe se développe ainsi tant que l'énergie des collisions est suffisante pour créer de nouvelles particules[PIERRE-2005].

Une gerbe atmosphérique est un phénomène assez complexe que l'on va séparer en différentes parties pour clarifier sa description. Ainsi après l'interaction primaire qui initie la gerbe atmosphérique, on distingue deux parties de natures différentes :

- Une gerbe hadronique
- Une gerbe électromagnétique

2.7.1 Développement des gerbes atmosphériques

L'interaction d'un rayon cosmique avec l'atmosphère terrestre induit un enchaînement de réactions secondaires et la production d'un nombre considérable de particules. Ce phénomène, mis en évidence dès 1938 par Pierre Auger, est communément appelé une gerbe atmosphérique. Lorsque le rayon cosmique incident ou primaire est suffisamment énergétique, la gerbe peut alors être détectée grâce aux particules arrivant jusqu'au sol ou via la lumière de fluorescence émise par l'azote moléculaire de l'atmosphère au passage des particules chargées de la gerbe. Le nombre de particules au sol et l'émission de fluorescence sont d'autant plus conséquents que l'énergie du primaire est élevée. Dans ce paragraphe, nous décrivons les principales propriétés des gerbes atmosphériques, en termes de développement longitudinal et latéral de la gerbe, en soulignant les caractéristiques propres à chaque mode de détection. Afin de rendre compte du développement longitudinal de la gerbe, nous introduisons la grandeur X ou profondeur atmosphérique caractérisant la quantité de matière traversée par une particule. Cette distance parcourue s'exprime alors comme l'intégrale de la colonne de densité d'air le long de la trajectoire et a pour unité le g/cm^2 [KALLI-2017].

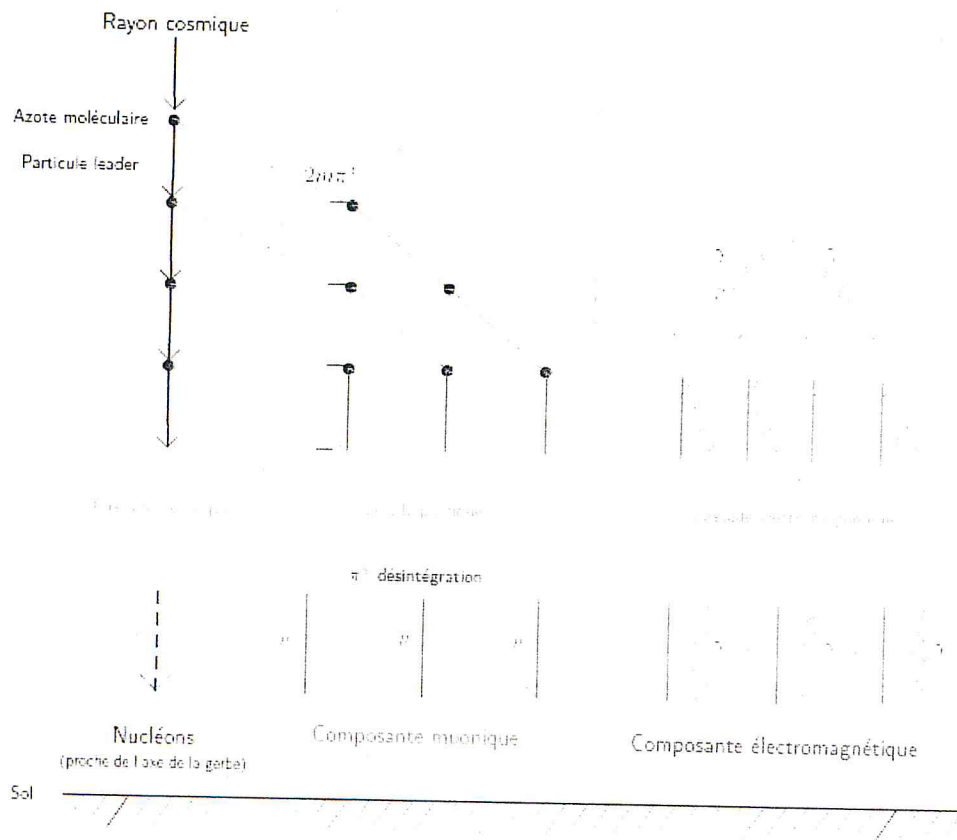


FIGURE 2.7 – Développement d'une gerbe atmosphérique[KALLI-2017]

2.7.2 Développement des gerbes électromagnétiques

Ces gerbes sont principalement créées par des électrons, des photons ou des pions neutres de haute énergie lorsque ces particules traversent de la matière [ARNAUD-2015]. Nous prenons l'exemple d'une cascade initiée par un électron pour décrire le phénomène de gerbe électromagnétique. Lorsqu'un électron de haute énergie traverse l'atmosphère, il donne naissance à un photon de freinage [ARNAUD-2015]. L'électron a perdu de l'énergie, sa trajectoire a été déviée. Les photons émis vont se convertir en paire électron-positron qui vont à leur tour perdre de l'énergie sous forme de rayonnement. Ces interactions créent un phénomène de cascade. Les photons peuvent se convertir en paire, tant que leur énergie est supérieure à 1.022 keV. La cascade se terminera avec les processus de basse énergie comme la diffusion Compton, l'effet photo-électrique, l'annihilation de positon. La figure 2.8 montre le développement de la gerbe électromagnétique. Les cascades électromagnétiques peuvent aussi être initiées par des photons

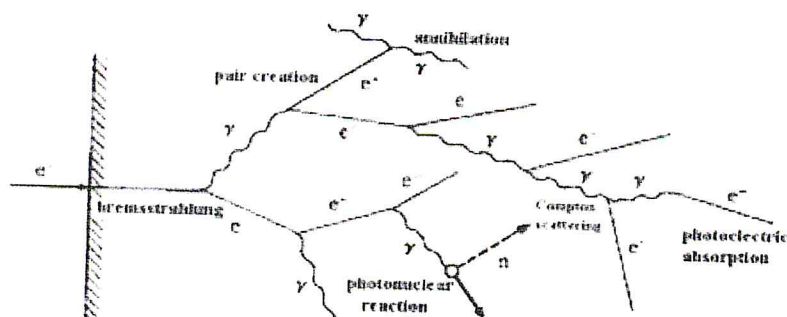


FIGURE 2.8 – Schéma d'une cascade électromagnétique initiée par un électron énergétique

de haute énergie. Les pions neutres peuvent aussi être le point de départ d'une telle cascade. Le temps de vie des pions neutres est très faible ($t_0 = 8.4 \pm 0.5 \times 10^{-17} s$) et ils se désintègrent à 98.8% en paires de photons qui déclenchent des cascades électromagnétiques [ARNAUD-2015].

2.7.2.1 Modèle de Heitler

Il décrit le développement d'une gerbe électromagnétique, en ne considérant que la création de paire $e^- e^+$ et l'émission de photons par Bremsstrahlung. La quantité de matière ca-

ractéristique pour ces réactions est la longueur de radiation X_0 valant environ 37 g.cm^{-2} dans l'air. Pour simplifier, tant que l'énergie est au dessus d'une énergie critique $E_c \sim 80 \text{ MeV}$, on considère que l'on a une interaction après chaque pas $X = \ln 2$. Chacune des deux particules issues de l'interaction ($\gamma \rightarrow e^- + e^+$) ou ($e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$) emporte la moitié de l'énergie. Après n étapes, la cascade contient 2^n particules d'énergie $E/2^n$. Lorsque l'énergie par particule devient trop faible, c'est-à-dire inférieure à E_c , il n'y a plus de création de particules mais simplement des pertes par ionisation [COLAS-2009].

On définit alors le nombre maximal de particules N_{max} et la quantité de matière traversée au moment du maximum X_{max} de la manière suivante :

$$N_{max} = \frac{E}{E_c} \quad (2.2)$$

$$X_{max} = X_0 \ln \frac{E}{E_c} \quad (2.3)$$

N_{max} : Le nombre de particules au maximum.

E : L'énergie du rayon cosmique primaire.

E_c : L'énergie critique.

X_{max} : La quantité de matière traversée au maximum de développement.

X_0 : La longueur de radiation en g.cm^{-2} .

Les grandeurs obtenues avec ce modèle sont approximativement en accord avec la réalité. Nous remarquons notamment que le nombre de particules au maximum N_{max} est proportionnel à l'énergie E du rayon cosmique primaire, et que la quantité de matière traversée au maximum de développement X_{max} varie avec le logarithme de E . On introduit au passage le taux de variation du X_{max} par rapport au logarithme de l'énergie λ_r , généralement appelé taux d'élongation. La figure 2.9 illustre le modèle de Heitler.

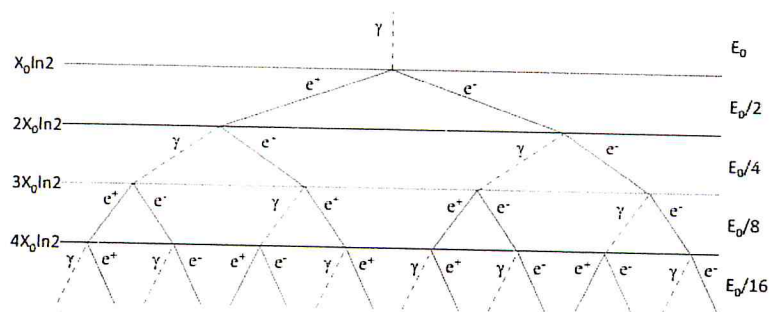


FIGURE 2.9 – Schéma du développement d’une gerbe électromagnétique, dans l’approximation de Heitler[ARNAUD-2015]

2.7.3 Développement des gerbes hadroniques

Le phénomène de gerbe hadronique s’observe dans les expériences de physique des particules où des hadrons à haute énergie sont créés dans des jets. Ces hadrons interagissent avec l’absorbeur des calorimètres et déclenchent le phénomène de la gerbe hadronique. Le phénomène de cascade hadronique s’observe aussi dans l’atmosphère lorsqu’un rayon cosmique hadronique pénètre et interagit dans l’atmosphère[ARNAUD-2015].

Les cascades hadroniques sont plus compliquées que les cascades électromagnétiques. Elles sont initiées par un hadron de haute énergie qui interagit avec un noyau du milieu. Cette interaction crée de nombreuses particules filles ou secondaires. Si l’énergie des particules filles est suffisante, de nouvelles réactions avec les noyaux du milieu créent de nouvelles particules. Ce processus continue jusqu’à ce que l’énergie des particules secondaires soit insuffisante pour déclencher les réactions de multiplications. Les pions chargés qui sont abondamment produits dans la cascade, se désintègre en muons et neutrinos. Les muons interagissent avec la matière principalement par ionisation et l’énergie portée par ces muons est souvent perdue. Enfin, pendant le processus de multiplication, des particules se désintègrent électromagnétiquement sont créées[ARNAUD-2015]. La figure 2.10 illustre un schéma d’un développement d’une gerbe hadronique.

- Pour des réactions élastiques, le hadron garde son identité après interaction. Ce type d’interaction est dominant à basse énergie

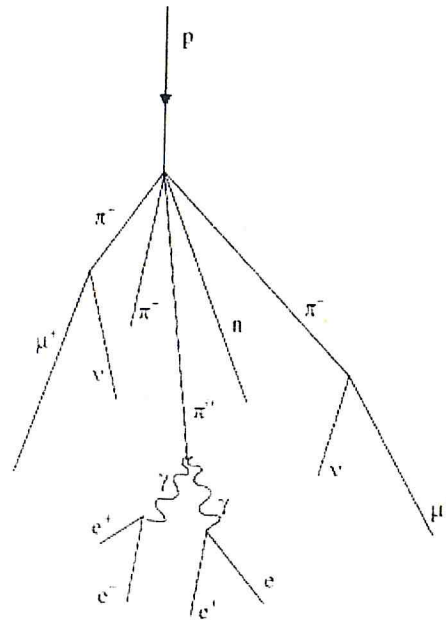


FIGURE 2.10 – Schéma du développement d'une gerbe hadronique[ARNAUD-2015]

- Pour des réactions inélastiques, les hadrons secondaires sont créés : $p + N \longrightarrow p, n, \pi \dots$ A haute énergie, c'est le processus dominant[EVE-2010]

2.7.3.1 Longueur d'interaction

La longueur d'interaction λ_I est la grandeur analogue à la longueur de radiation pour les gerbes hadroniques. Elle est définie comme la longueur moyenne nécessaire qu'un hadron de haute énergie doit parcourir dans un matériau avant de déclencher une réaction nucléaire.

La longueur d'interaction est inversement proportionnelle à la section efficace totale de collision σ_{Tot} . La longueur d'interaction est donnée par la formule suivante :

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \sigma_{Tot}} \propto A^{1/3} \quad (2.4)$$

λ_I : La longueur d'interaction exprimée en g/cm^2 .

A : Le nombre de nucléon du noyau.

σ_{Tot} : La section efficace totale.

N_A : Nombre d'Avogadro.

La section efficace totale varie avec la taille du noyau cible. Elle varie donc comme r^2 , où r est le rayon du noyau. Le volume du noyau ($\propto r^3$) est proportionnel au nombre de nucléon A . La section efficace totale varie aussi avec la taille du hadron incident. La longueur d'interaction est donc légèrement plus grande pour les pions que pour les protons [ARNAUD-2015]. De même que la longueur de radiation, la longueur d'interaction s'exprime en $g.cm^{-2}$ il suffit de diviser λ_I par la densité pour obtenir une grandeur homogène à une longueur.

Le tableau 1 illustre les longueurs d'interaction pour les pions pour différents matériaux.

Matériau	Densité($g.cm^{-3}$)	$\lambda_I(g.cm^{-2})$	$\lambda_I(cm)$
Eau	1.000	115.2	115.2
Carbone (graphite)	2.210	117.8	53.30
Aluminium	2.699	136.7	50.64
Fer	7.874	169.8	20.42
Cuivre	8.960	165.9	18.51
Tungstène	19.30	218.7	11.33
Plomb	11.35	226.2	19.93

TABLE 2.2 – Longueur d'interaction pour différents matériaux [ARNAUD-2015]

La figure ci-dessous nous résume le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques.

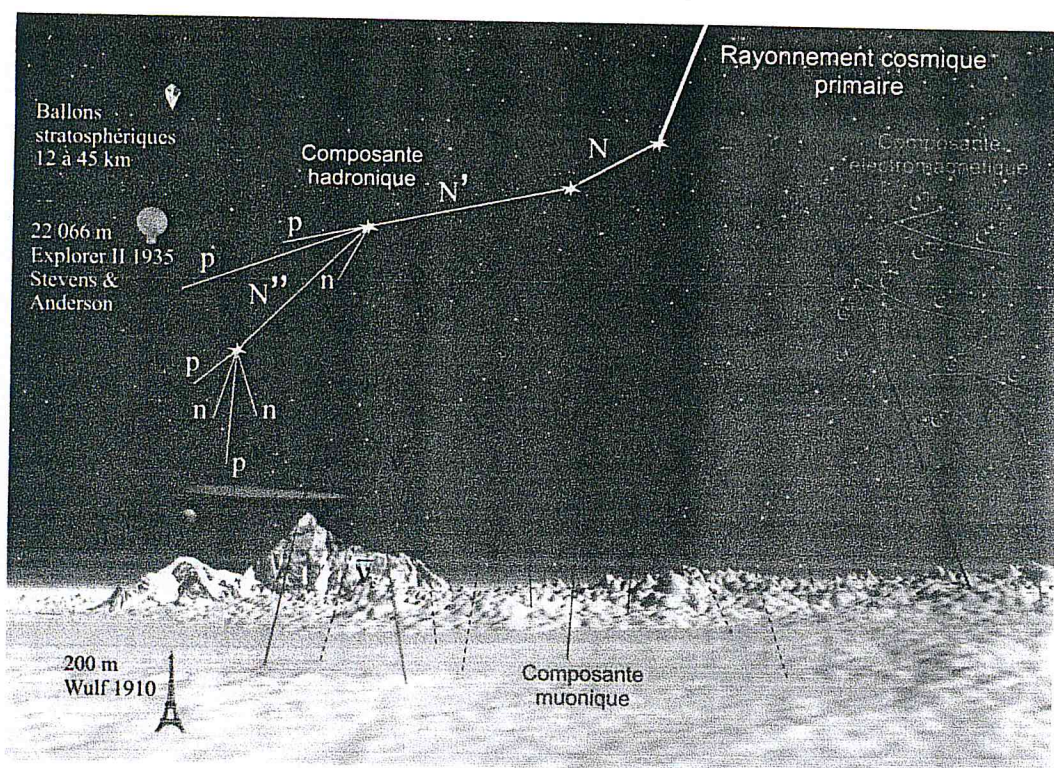


FIGURE 2.11 – Représentation d’une gerbe atmosphérique. Les différentes lettres grecques sont les noms de différents types de particules[CASSE]

2.7.4 Modélisation de l'atmosphère terrestre

L'atmosphère de la Terre est une couche d'air s'étendant de la surface de la terre au bord de l'espace, il se compose de 78.087 % de diazote, 20,95 % de dioxygène, 0,93 % d'argon, 0,04 % de dioxyde de carbone et des traces d'autres gaz. La gravité maintient l'atmosphère à la surface de la Terre.

Dans l'atmosphère, des effets chimiques, thermodynamiques et de dynamique des fluides très complexes se produisent, L'atmosphère n'est pas uniforme; Les propriétés fluides changent constamment avec le temps et le lieu. Nous appelons ce changement la météo.

Plusieurs modèles ont été réalisés par les scientifiques afin de décrire l'atmosphère terrestre (la variation de la température, la pression en fonction de l'altitude ainsi que la variation de la densité de l'air), tel que *Le modèle d'atmosphère PLANETE SCIENCES, l'atmosphère standard*. Dans notre étude nous avons choisi de travailler avec le modèle de l'atmosphère standard. Dans ce modèle l'atmosphère est divisé en trois grande couches principales : la troposphère, la stratosphère inférieure et la stratosphère supérieure.

La troposphère s'étend de la surface de la Terre à 11000 mètres. Dans la troposphère, la température diminue linéairement et la pression diminue de façon exponentielle, la température, la pression sont données par les formules suivantes :

$$T = 15,04 - 0.00649 * h \quad (2.5)$$

$$p = 101.29 * [(T + 273.1)/288.08]^{5.256} \quad (2.6)$$

Où h représenté l'altitude en mètre par rapport à la surface de la mer, T la température donnée en degrés Celsius, et p la pression en kilo-Pascals.

La stratosphère inférieure passe de 11000 mètres à 25000 mètres. Dans la stratosphère inférieure, la température est constante et la pression diminue de façon exponentielle.

$$T = -56,46 \quad (2.7)$$

$$p = 22,65 * \exp(1,73 - 0.00157 * h) \quad (2.8)$$

Pour des altitudes supérieures à 25000 mètres la température augmente légèrement et la pression diminue exponentiellement.

$$T = -131.21 + 0.00299 * h \quad (2.9)$$

$$p = 2.488 * [(T + 273.1)/216.6]^{-11.388} \quad (2.10)$$

Dans chaque zone, la densité de l'air ρ (kg/m^3) est donné par la formule.

$$\rho = p/[0.2869 * (T + 273.1)] \quad (2.11)$$

Pour notre étude, et en se basant sur les équations citées au-dessus nous avons partagé l'atmosphère en 30 couches qui d'étale de 100 km, dont chaque couche est caractérisée par une température, pression et une densité. Pour cela nous avons réalisé un programme C++ (Annexe A) qui nous fournit les valeurs de la température, la pression et la densité bien sûr après l'exécution. Notons ici que nous avons pris comme origine des altitudes, la valeur 6370 km (le rayon de la Terre), c'est-à-dire que notre atmosphère s'étale de la valeur 6370 jusqu'à 6470.

La figure ci-dessous montre les cinq premières couches de notre atmosphère simulé le code GEANT4

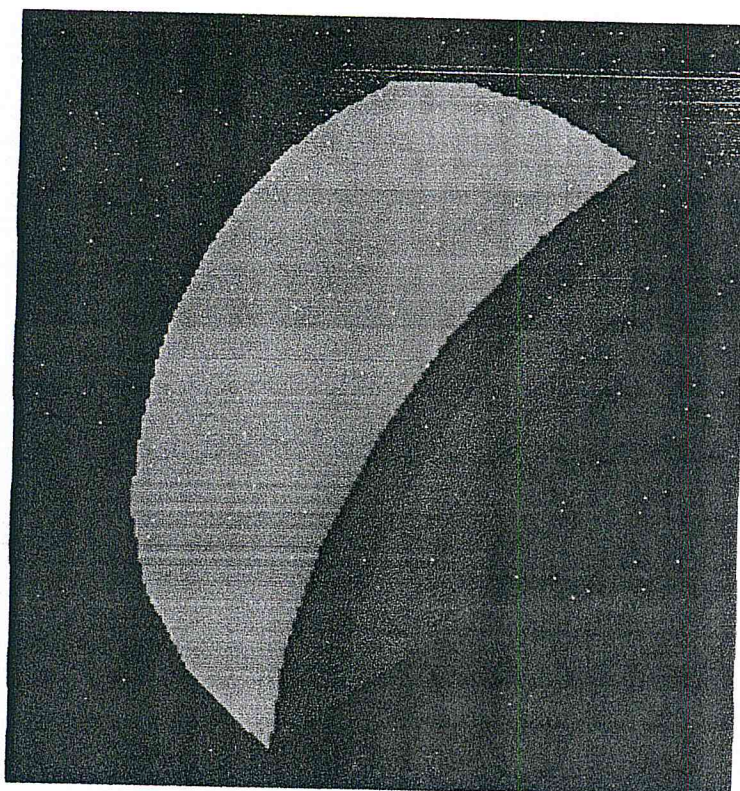


FIGURE 2.12 – Les cinq premières couches de L'atmosphère

2.7.5 Le champ magnétique terrestre

Le champ magnétique terrestre, aussi appelé bouclier terrestre, est un champ magnétique présent dans un vaste espace autour de la Terre (de manière non uniforme du fait de son interaction avec le vent solaire) ainsi que dans la croûte et le manteau. Il a son origine dans le noyau externe, par un mécanisme de dynamo auto-excité. La valeur de l'intensité de ce champ varie entre $30\mu\text{T}$ et $60\mu\text{T}$ [BEKTASOGLU-2012, Ould Mohamed et al-2016].

Dans notre étude nous avons choisi une valeur moyenne qui vaut $45\mu\text{T}$ Mohamed est cela pour tout le globe terrestre.

Chapitre 3

Outil de simulation, Résultats et Discussion

Ce chapitre est consacré, d'une part, à la présentation de la méthode de Monte Carlo, et en particulier du code GEANT4 utilisé au cours de cette étude et, d'autre part, à la présentation détaillée de toutes nos calculs : l'énergie déposée par les ions extraterrestres (particule α , C O, Mg, Kr, et les ions de Fer) dans l'atmosphère terrestre dont l'énergie cinétique primaires de ces ions varie de 1 GeV à 3 GeV avec un incrément de 1 GeV, ainsi les spectres énergétiques des particules secondaires résultants particulièrement les protons et les neutrons.

3.1 Les techniques de Monte-Carlo

Le terme *méthode de Monte Carlo* désigne toute méthode visant à calculer une valeur numérique en utilisant des techniques fondées sur la génération de nombres aléatoires.

Les techniques de Monte-Carlo sont des méthodes statistiques basées sur des tirages de nombres aléatoires suivant des lois de probabilité (ou densité de probabilité) qui décrivent les phénomènes physiques mis en jeu et permettent de simuler leur caractère aléatoire. Ces méthodes sont issues du calcul des probabilités qui trouve ses origines dans les jeux de hasard. La première théorie des probabilités à été faite par Blaise Pascal pour résoudre le problème des partis mais la théorie moderne à été fondée par *N.*

Les techniques de Monte-Carlo permettent de résoudre de façon numérique des problèmes physiques qui n'ont pas de solutions analytiques. En effet, s'il est impossible de faire des prédictions sur une grandeur physique, la densité de probabilité de cette grandeur est elle complètement

déterministe, c'est-à-dire qu'on peut prédire quelle sera son évolution, au cours du temps par exemple. Les techniques de Monte-Carlo sont bien adaptées pour décrire les phénomènes d'interaction des particules avec la matière, puisque ceux-ci sont caractérisés par des sections efficaces d'interaction qui sont homogènes à des probabilités pour que les particules interagissent avec le milieu.[COURTINE-2007]

3.1.1 Principe de la simulation Monte Carlo

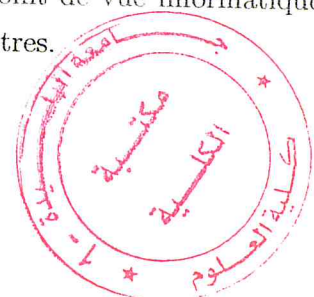
Le nom Monte-Carlo est attribué à toute méthode utilisant des séquences de nombres aléatoires pour simuler un phénomène physique ou un modèle mathématique donné. Cette technique a trouvé son essor durant les dernières décennies et s'avère très efficace pour mener des applications dotées d'une grande complexité. L'appellation Monte-Carlo a été introduite par Metropolis pour désigner la méthode qu'il a utilisée durant le fameux projet MANHATTAN de la conception de la première bombe nucléaire pour calculer la diffusion des neutrons à travers la matière simulant les collisions entre les atomes de l'uranium et les neutrons eux-mêmes[GLOVER-1994].

3.1.1.1 Nombres aléatoires

Les nombres aléatoires peuvent être générés par des valeurs tabulées basées sur les phénomènes physiques. L'utilisation des ordinateurs pour générer ces nombres aléatoires est confrontée aux problèmes de stockage et à la réalisation des tests de non reproductibilité. Les nombres pseudo-aléatoires sont générés pour pallier le problème de reproductibilité.[PELOWITZ-2008]

Pour simuler un comportement aléatoire, un programme de calculs statistiques doit être capable de créer une suite de nombres aléatoires indépendants et uniformément distribués dans l'intervalle $[0,1[$.

Il est possible de déterminer de véritables nombres aléatoires, mais il est difficile de réaliser ça techniquement. Il faudrait pour cela utiliser comme générateur naturel, un phénomène physique à caractère aléatoire. Il serait possible par exemple d'utiliser un radio-isotope dont un rayonnement précis serait enregistré par un détecteur. Le temps qui s'écoule entre chaque comptage permettrait de construire une séquence appropriée. Du point de vue informatique, nous ne pouvons pas obtenir ces chiffres indépendants les uns des autres.



Au contraire, les générateurs numériques de nombres aléatoires construisent des suites où chaque nombre est obtenu à partir du précédent. S'ils ne sont pas évidemment choisis au hasard, la séquence qu'ils composent *apparaît* comme aléatoire. L'algorithme le plus courant porte le nom de **méthode de la congruence**. Cette méthode consiste à prendre un nombre entier, multiplier le par un nombre a puis ajouter un nombre c . Effectuez une division par un nombre m et retenez le reste. Réitérez l'opération avec ce dernier chiffre.[GLOVER-1994]

3.1.1.2 Transport des particules dans la méthode de Monte Carlo

La simulation du transport d'une particule est effectuée en suivant son évolution (énergie, trajectoire) dans le milieu. A un instant donné, la particule est caractérisée par sa position dans l'espace, sa direction et son énergie. Prenons par exemple un photon juste après une collision :

- La première étape consiste à sélectionner la distance qu'il va parcourir avant la prochaine collision. Ceci est réalisé à partir du libre parcours moyen associé à la section efficace totale σ_{tot} du photon.
- Par la suite une distance x est tirée suivant la loi de probabilité exponentielle $e^{-x/\lambda}$.
- Ensuite, et à partir des sections efficaces partielles le processus d'interaction est choisi. Pour le photon, il s'agit de choisir entre la diffusion de Rayleigh avec une section efficace σ_R , la diffusion Photoélectrique de section efficace σ_{pe} , ou la diffusion Compton de section efficace σ_C . Un nombre aléatoire r est alors tiré entre 0 et 1. La modélisation d'une interaction photon-matière est illustrée dans la figure 3.1. Chacune des interactions est caractérisée par une section efficace :
 - Si $r < \sigma_R/\sigma_{tot}$, la diffusion de Rayleigh est sélectionnée.
 - Si $\sigma_R/\sigma_{tot} < r < (\sigma_R + \sigma_{pe})/\sigma_{tot}$, la diffusion photoélectrique est sélectionnée.
 - Si $(\sigma_R + \sigma_{pe})/\sigma_{tot} < r < 1$, la diffusion Compton est sélectionnée.

Le choix du processus d'interaction des photons avec le milieu se fait par un tirage aléatoire d'un nombre distribué d'une manière uniforme entre 0 et 1. Si la distance z_1 parcourue par le photon tirée aléatoirement est supérieure à l'épaisseur du détecteur (l) (figure 3.1), le photon n'interagit pas et est considéré comme mort ou en fuite et son parcours n'est pas suivi. Cependant, si cette distance est inférieure à l'épaisseur du milieu traversé, le photon interagit, ce qui permet de suivre le parcours de celui-ci jusqu'à sa mort (absorption). C'est dans ce cas de figure que le choix de l'interaction se fait selon les conditions suivantes : la section efficace totale σ_{tot} est la somme des sections efficaces des différents processus d'interaction[PELOWITZ-2008].

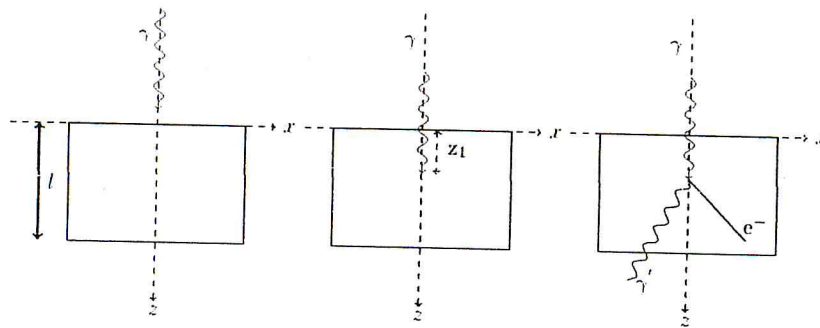


FIGURE 3.1 – Simulation Monte Carlo des interactions photons-matière[PELOWITZ-2008]

La dernière étape consiste à choisir l'angle de diffusion, et l'énergie de la particule après diffusion suivant les sections efficaces différentielles. Le parcours de la particule diffusée est ensuite suivi. Si des particules secondaires sont créées lors des interactions, elles peuvent être aussi suivies.

Notons que le transport des particules chargées est décrit différemment de celui des particules neutres. En effet, du fait du très grand nombre d'interactions coulombiennes qu'une particule chargée subit au long de sa trajectoire (plus de 10000 dans l'eau pour un électron d'environ 1 MeV), le parcours de la particule est divisé en plusieurs pas, selon l'approximation CSDA (Continuous Slowing Down Approximation en anglais) pour reproduire aussi fidèlement que possible son ralentissement dans le matériau traversé. A la fin de chaque pas, des processus d'échantillonnage sont réalisés comme dans le cas des particules neutres. Les sections efficaces sont lues par les codes de calcul dans des bases de données, construites à partir de l'association de données expérimentales ou de modèles[GLOVER-1994].

3.2 Présentation générale du code GEANT4

GEANT4 (GEometry ANd Tracking) est un code de calcul développé par le Conseil Européen de Recherche Nucléaire (CERN) basé sur une programmation orientée objet C++. Il permet de simuler le passage des particules dans la matière, et de simuler la fonction de réponse du détecteur en se basant sur les différents types d'interactions. Des études approfondies peuvent être réalisées sur toute expérience en tenant compte de la géométrie du dispositif expérimental, des matériaux utilisés, de la génération des particules primaires et secondaires et leur suivi

pas à pas dans le milieu étudié. GEANT4 est utilisé dans plusieurs branches de la physique : physique des particules, physique nucléaire, astrophysique et la physique médicale.

GEANT4 est l'un des rares codes de calcul en **OPENSOURCE**. L'utilisation, la maintenance et le développement du code sont facilités par l'existence d'une collaboration internationale qui maintient au CERN les outils de gestion du code. Les probabilités d'occurrence d'un certain type de processus physique le long de la trajectoire de la particule sont présentées sous forme de classes codées.

La flexibilité du code GEANT4 est unique car elle permet à l'utilisateur de sélectionner les modèles physiques qu'il considère comme adaptés à l'application dont il a besoin. Les modèles d'interaction implémentés s'étendent sur une très large gamme d'énergie allant des neutrons thermiques aux interactions de très hautes énergies.

Le GEANT4 possède aussi deux caractéristiques particulières. D'abord, il permet de faire évoluer la géométrie avec le temps au cours d'une même simulation, et il est capable d'intégrer des géométries très complexes. Ce qui n'est pas faisable dans d'autres codes. GEANT4 intègre aussi la possibilité d'introduire des champs électromagnétiques.

3.2.1 Architecture globale

GEANT4 propose de nombreuses classes C++ que l'utilisateur appelle dans sa propre simulation. Les classes sont organisées en 17 catégories comme représenté dans la figure 3.2. Nous pouvons regrouper ces catégories sous des blocs principaux suivant leurs tâches : la construction du détecteur (contient *Geometry* et *Material*), la succession de la simulation (*Run*, *Event* et *Tracking*), la physique (*Particle*, *Processes* et *Track*), la visualisation (*Visualisation* et *GraphicsRep*), l'enregistrement de données (*Digits+Hits* et *Readout*).

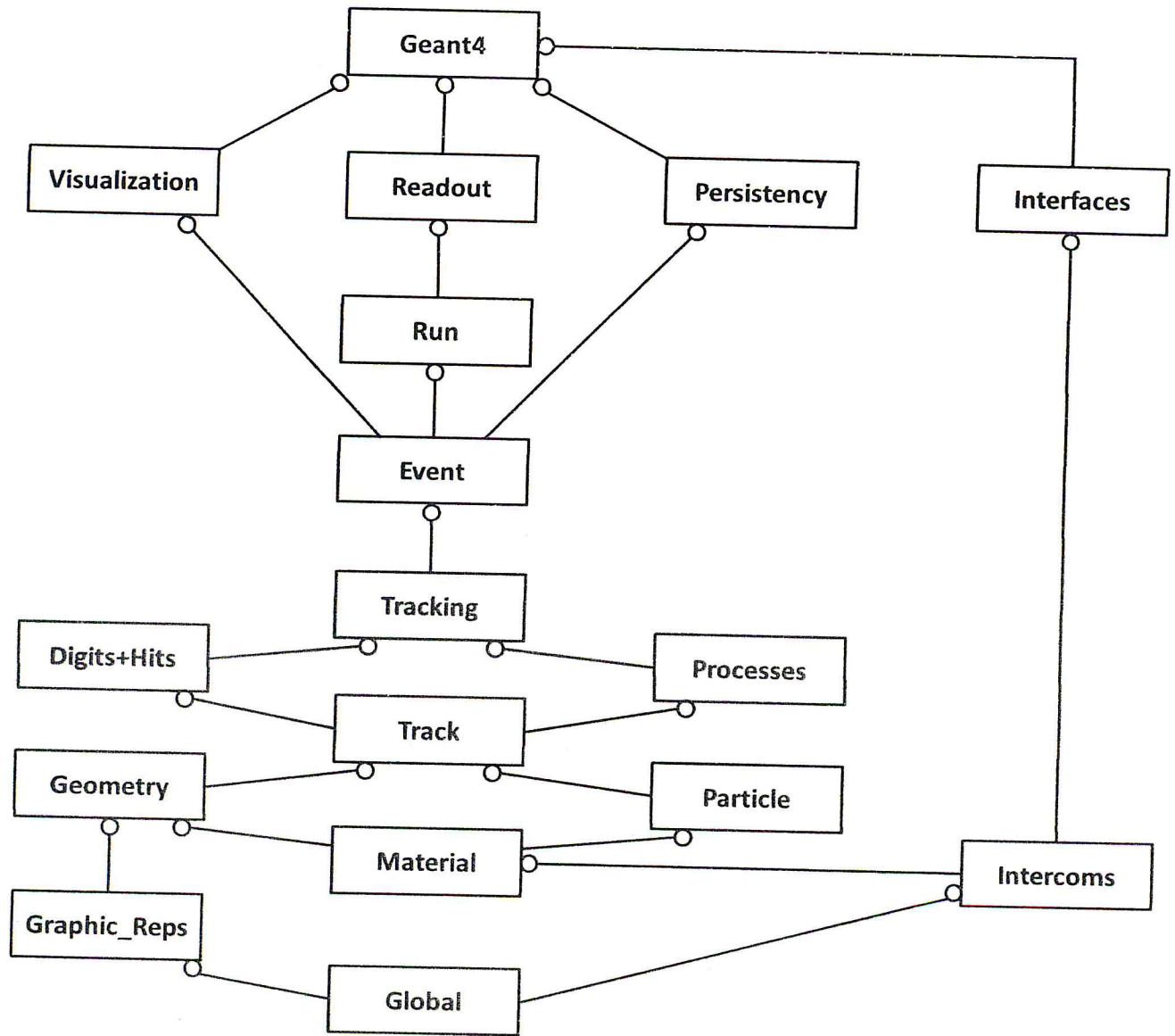


FIGURE 3.2 – Catégorie de classes de Geant4

3.2.2 L'application utilisateur

Construire une application GEANT4, signifie le développement d'une application C++ en utilisant les classes, les bases de données et les bibliothèques associées. Afin de construire une simulation dans GEANT4, il nous faut alors au moins trois fichiers de base qui sont en fait des classes qui contiennent le bagages nécessaire pour une simulation :

- Le premier fichier **G4UserDetectorConstruction** contient toutes les informations nécessaires sur la géométrie du système à simuler (volume, matériau...).
- Le deuxième fichier **G4UserPrimaryGeneratorAction** correspond à la source des particules primaires. Il définit la nature de la source (faisceau, ponctuelle...), quel genre de particule on génère, l'énergie et l'angle de l'émission.
- Le troisième fichier **G4UserPhysicsList** qui gère les processus physiques utilisées, les types de particules qui participent dans la simulation ainsi que les différentes coupures désirées.

D'autres classes ou fichiers peuvent aussi être ajoutés à la simulation afin d'agir de façon directe sur les "run", "track" ou "step". Parmi ces classes nous pouvons nommer *G4UserRunAction*, *G4UserTrackingAction*, *G4UserSteppingAction*... Ces classes permettent d'avoir accès à toutes les variables nécessaires pour étudier une simulation. La figure 3.3 illustre un schéma d'une simulation GEANT4.

3.2.2.1 Construction de la géométrie

La simulation du système à simuler se fait par la définition de sa géométrie et des matériaux qui les composent. Trois classes qui héritent de la classe *G4VUserDetectorConstruction* sont dédiées à la nature des matériaux : *G4Isotope*, *G4Element* et *G4Material*.

G4Isotope : L'utilisateur peut définir la composition isotopique d'un élément (élément, z numéro atomique, N nombre de nucléon, a la masse molaire,...). A titre d'exemple pour définir L'Oxygène :

```
G4Isotope* O_16=new G4Isotope("O16",z=8,16,a=15.99*g/mole);
G4Isotope* O_17=new G4Isotope("O17",z=8,17,a=17.00*g/mole);
G4Isotope* O_18=new G4Isotope("O18",z=8,18,a=18.00*g/mole);
```

G4Element : contient des propriétés d'élément (z nombre atomique, a la masse molaire, symbole)

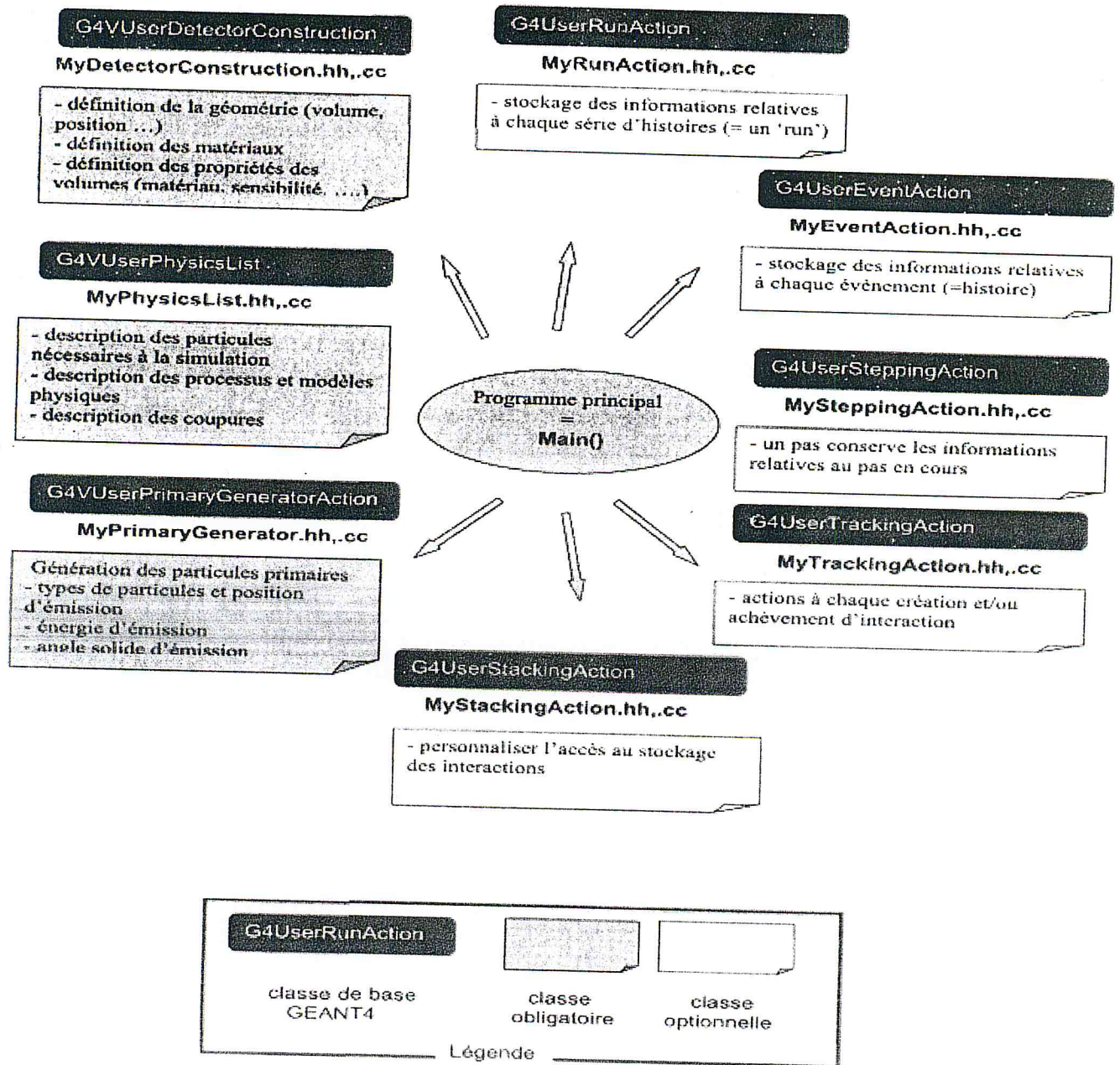


FIGURE 3.3 - Les différents classes de Geant4[GLOVER-1994]

```
G4Element* N=new G4Element("Nitrogne",symbol="N",z=7,a=14.01*g/mole);
G4Element* H=new G4Element("Hydrogen",symbol="H",z=1,a=1.01*g/mole);
G4Element* C=new G4Element("Carbone",symbol="C",z=6,a=12.0*g/mole);
```

G4Material : contient des propriétés d'un matériau(élément,composition isotopique,densité...)

```
G4Material* CO2 = new G4Material("CarbonicGas", density= 1.977*mg/cm3, ncomponents=2
CO2->AddElement(C, natoms=1);
CO2->AddElement(O, natoms=2);
```

Les dimensions et les formes du milieu sont représentées par des volumes remplis par différents matériaux. GEANT4 considère trois sortes de volume : *solide, logique et physique*.

Geant4 utilise le concept de *volume logique* pour gérer la représentation des propriétés de l'élément ,à titre d'exemple :

```
G4LogicalVolume* logicSphere1 =new G4LogicalVolume(Sphere1,Air1,"logicS1");
```

Le concept de *volume physique* est utilisé pour gérer la représentation de positionnement spatial des éléments d'un détecteur et leurs relations logique, à titre d'exemple :

```
G4VPhysicalVolume* physiWorld;
G4VPhysicalVolume* physis1;
G4Material* Air1 = G4Material::GetMaterial("Air1");
G4Sphere* Sphere1 =new G4Sphere("s1",0.0*cm,1.0*cm,0*deg,90*deg,0*deg,90*deg);
G4LogicalVolume* logicSphere1 =new G4LogicalVolume(Sphere1,Air1,"logicS1");
physis1=new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(0,0,0),logicSphere1,"s_physical",
logicWorld,false,0);
```

Le concept *Volume Solide* est utilisé pour gérer la représentation de la modélisation solide de l'élément d'un détecteur. Les solides sont des boîtes, des tubes, des sphères ou d'autres structure : par exemple le terme "Box", désigne une forme parallélépipède :

```
G4Box(const & pName,
      G4double px,
      G4double py,
      G4double pz);
```

3.2.2.2 Définition de la source des particules primaires

Pour générer des particules primaires avec GEANT4 nous utilisons la classe *G4VUserPrimaryGenerator*. Les paramètres à déclarer sont la nature de la particule émise, la position initiale, la taille de la source (ponctuelle ou étendue), le type d'émission (isotrope ou directionnelle) de la source ainsi que les énergies émises. L'exemple ci-dessous montre comment on définit une source de particules primaires :

```
G4ParticleDefinition* particle = particleTable->FindParticle(particleName="proton");

particleGun->SetParticleDefinition(particle);
particleGun->SetParticleMomentumDirection(G4ThreeVector(0.,0.,1.));
particleGun->SetParticleEnergy(1*MeV);
particleGun->SetParticlePosition(G4ThreeVector(0.,0.,-5*cm));
```

3.2.3 La physique de GEANT4

L'utilisateur doit au préalable définir le processus physique à étudier, les énergies de coupures et la nature des particules. Il existe une centaine de particules. Elles sont classées en plusieurs catégories : les leptons, les mésons, les baryons, les bosons, les particules à vie courte et les noyaux alpha.

Geant4 fournit une grande variété de composants physiques pour utiliser dans la simulation. Les composants physiques sont codés comme des processus (un processus est une classe qui indique à une particule comment interagir). Les processus sont regroupés en catégories (électromagnétique, hadronique et décroissance radioactive)[<http://geant4.org>]. Nous intéressons beaucoup plus sur les deux catégories : physique des cascades électromagnétique et physique des cascades hadronique.

3.2.3.1 physique électromagnétique

Lorsque un électron ou un photon de haute énergie traverse un matériau, il génère une cascade électromagnétique constituée de photons, électrons, positrons. Les modèles utilisés pour les interactions électromagnétiques correspondent au package standard et modèles pour les particules de basse énergie Geant4[VANSTALLE-2011].

3.2.3.2 Modèles standard

Il inclue les classes *G4Ionisation*, qui fournit la perte d'énergie continue et discrète des électrons et positrons due à l'ionisation dans un matériau et *G4eBremsstrahlung* qui gère la perte d'énergie par radiation des photons dans le champ du noyau. Concernant les photons, les processus du package standard de Geant4 comprennent l'effet Photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires par l'intermédiaires des trois classes *G4PhotoElectricEffect*, *G4ComptonScattering* et *G4GammaConversion*[VANSTALLE-2011]. Les modèles Standard, basés sur une paramétrisation de données expérimentales, ont été développés pour les besoins de la physique de haute énergie de 990 eV à 100 TeV [PERROT-2011].

3.2.3.3 Modèles de basse énergie

Ceux basés sur la base de données de Livermore et ceux basés sur le code Penelope. la classe utilisée pour les électrons et photons de basse énergie était *G4LowEnergy**. Ces modèles, dits Low Energy, sont en effet valides de 250 eV à 100 GeV. Ces modèles Low Energy disposent de sections efficaces adaptées au transport des particules à l'échelle de la couche atomique. En plus de l'effet Photo-électrique, la diffusion Compton, la diffusion Rayleigh, la production de paire, l'émission Bremsstrahlung et l'ionisation. Les modèles Low Energy prennent en compte la fluorescence, la production d'électrons Auger et la relaxation atomique[VANSTALLE-2011].

3.2.3.4 Physique hadronique

GEANT4 propose différents codes capable de simuler une réaction nucléaire pour les hadrons de quelques GeV d'énergie cinétique, dont les réaction hadron-noyau lourd qui nous intéressent particulièrement. Tous sont plus ou moins basés sur le principe des cascades intra-nucléaire. Il a été montré en 1969 qu'un modèle de cascade intranucléaire décrivait relativement bien les interactions de nucléons de 100 MeV à 2 GeV avec des noyaux. Ces réactions son caractérisées par une rapide cascade intra-nucléaire laissant les noyaux dans un état excité, suivie une phase plus lente d'évaporation nucléaire, les modèle de cascade de bertini et binaire sont les modèles disponible dans GEANT4 pour simuler les cascades intra-nucléaire[BREGEON-2005].

3.2.3.4.a Modèle de Bertini

Le modèle de Bertini est valable pour des particules incidentes (p,u,pi...) avec une énergie cinétique comprise entre 100 MeV et 10 GeV. Dans ce modèle le noyau cible est représenté par

trois sphères concentriques dont chacune la densité nucléaires est constantes. Ce modèle est applicable lorsque la longueur de Broglie de la particule incidente est du même ordre que la distance moyenne entre les nucléons du noyau. Le projectile interagit individuellement avec les nucléons du noyau ,et génère des particules secondaires (proton,neutron,pions. . .) qui peuvent à leur tour interagir avec un autre noyau cible de la même manière[BREGEON-2005]. La cascade intranucléaire prend fin lorsque toutes les particules secondaires sont absorbées ou se sont échappées du noyau. Le noyau est alors dans un état excité(des nucléons du noyau ont changé de niveau d'énergie). Un modèle de désexcitation est alors utilisé pour traiter les transitions de ces nucléons. Les noyaux résultants peuvent être instables et seront traités avec des modèles de fission et d'évaporation nucléaire [ARNAUD-2015].

3.2.3.4.b Modèle des cascades Binaires

Dans GEANT4, un autre modèle de cascade intranucléaire est disponible, il est utilisé par certaines listes physiques. C'est le modèle de cascade binaire. Dans ce modèle, les nucléons du noyau cible sont au repos. Ce modèle génère l'état final de la diffusion inélastique du hadron en simulant la cascade intra-nucléaire. Si une interaction crée une particule avec une énergie inférieure à un seuil, cette réaction est supprimée. La cascade prend fin lorsque toutes les particules secondaires s'échappent du noyau ou l'énergie des particules secondaires est insuffisante pour continuer la cascade [ARNAUD-2015].

Dans notre simulation nous avons utilisé deux physique listes basées sur les deux modèles de Bertini et des cascades binaires qui sont *QGSP_BERT_HP* et *QGSP_BIC_HP*

3.3 Résultats et Discussion

3.3.1 Interaction des ions extra-terrestre avec l'atmosphère

Dans cette partie nous étudions numériquement l'énergie déposée par les ions extra-terrestres primaires (particules α , C, O, Mg, Kr et les ions de fer) dans l'atmosphère terrestre particulièrement dans la zone avionique (située à une altitude de 10 à 15 km par rapport à la surface de la mer), ainsi que les spectres énergétiques des particules secondaires qui sont créés par ces ions.

3.3.2 L'évolution de la perte d'énergie

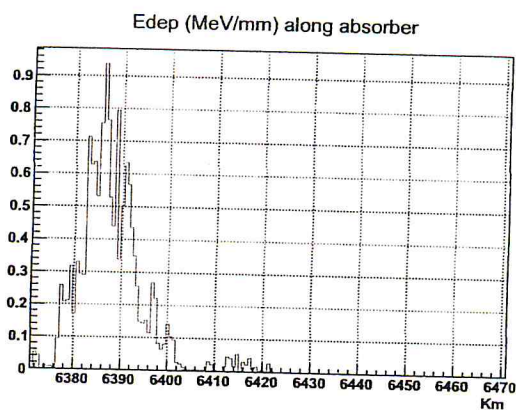
Les figures 3.4, 3.5, 3.6, 3.7, 3.8 et 3.9 montrent respectivement l'énergie déposée en fonction de l'altitude des ions incidents : hélium, carbone, oxygène, magnésium, fer et le krypton dans l'atmosphère terrestre pour des énergies cinétiques primaires de 1GeV, 2GeV et 3GeV.

En premier lieu nous remarquons que le dépôt d'énergie diffère d'un ion à l'autre. Pour les ions de fer leurs dépôts sont au dessus de la zone avionique (qui se situe entre 10km et 14 km) quelque soit l'énergie primaire, nous expliquons ça que les ions de fer ont des masses importantes, par conséquent ils ne présentent aucun danger sur les composants électroniques avioniques. Même remarques pour les ions du krypton qui déposent la totalité de leurs énergies avant d'atteindre la zone avionique, par conséquent ces ions sont loin de perturber le fonctionnement des circuits électroniques avioniques.

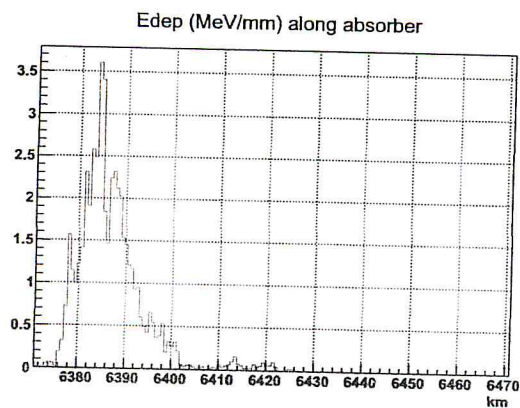
Pour les ions de magnésium, nous constatons qu'ils perdent leurs énergies primaires dans une zone situant entre 24 km et 34 km par rapport au niveau de la mer.

Pour les ions du carbone et d'oxygène, la perte d'énergie se situe entre 20 et 22 km d'altitude au moyenne. Par conséquent ces ions peuvent être nocives pour les composants électroniques avioniques.

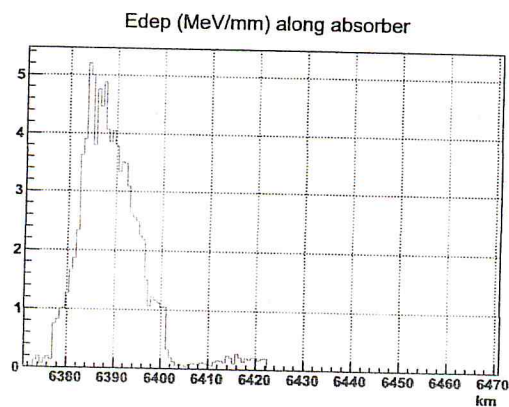
Finalement pour les particules alpha nous observons qu'ils déposent presque la totalité de leurs énergies dans une altitude entre 14km et 16km. Par conséquent ces particules ont une forte influence sur le fonctionnement des circuits avioniques.



(a) 1GeV

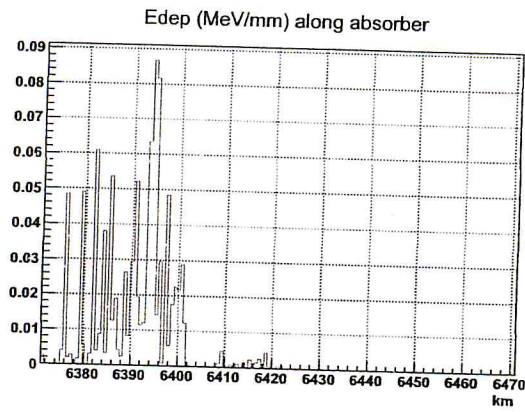


(b) 2GeV

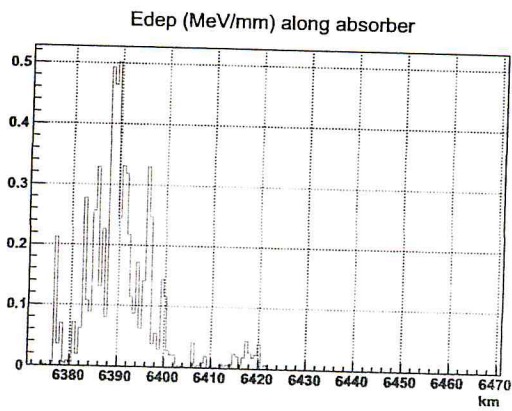


(c) 3GeV

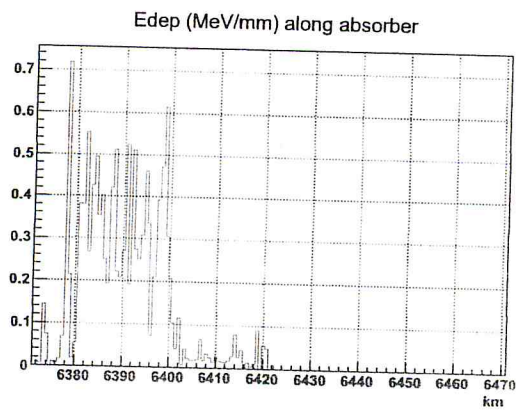
FIGURE 3.4 – Perte d'énergie des particules α primaires en fonction de l'altitude



(a) 1GeV

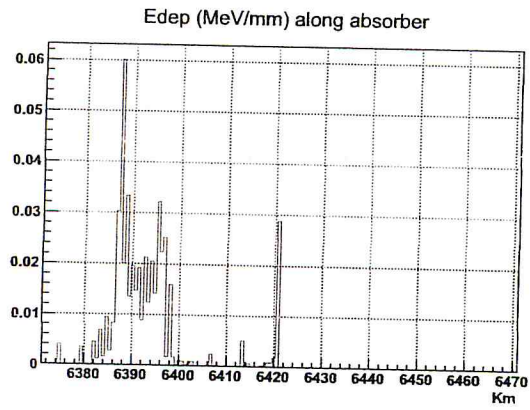


(b) 2GeV

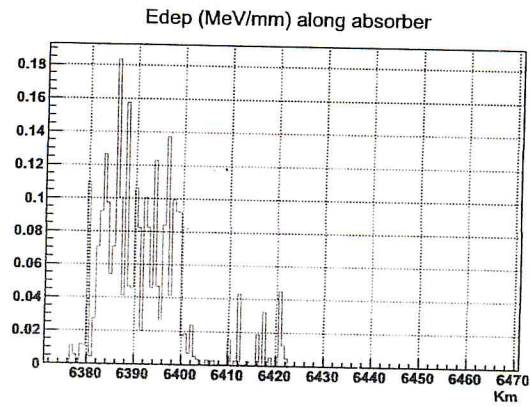


(c) 3GeV

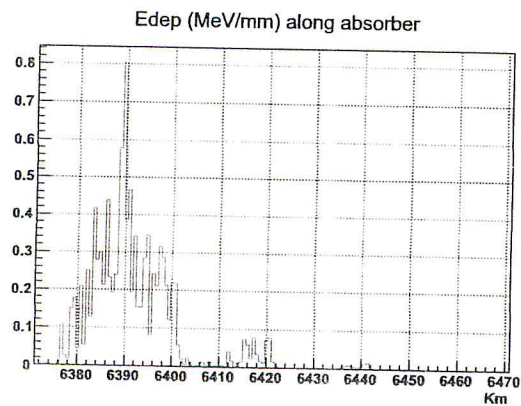
FIGURE 3.5 – Perte d'énergie des ions de carbone primaires en fonction de l'altitude



(a) 1GeV

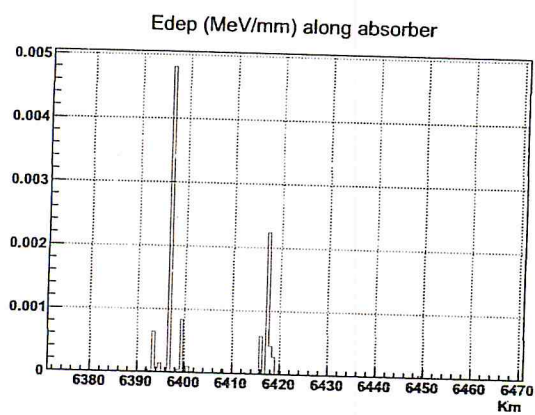


(b) 2GeV

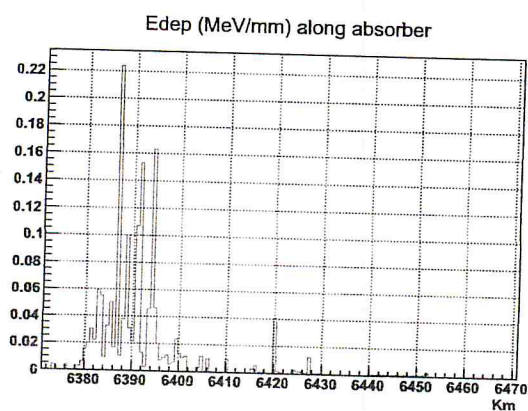


(c) 3GeV

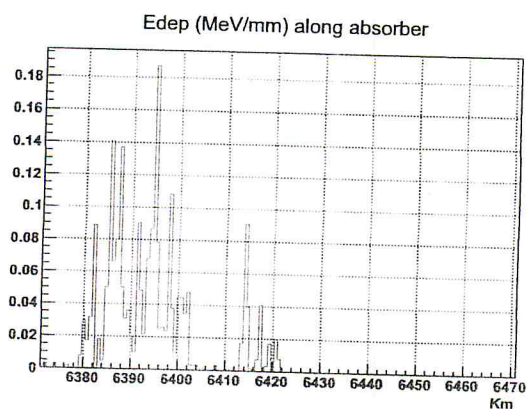
FIGURE 3.6 - Perte d'énergie des ions d'oxygène primaires en fonction de l'altitude



(a) 1GeV

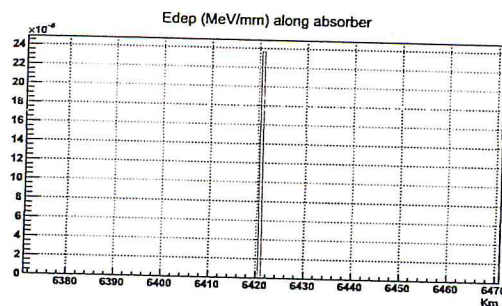


(b) 2GeV

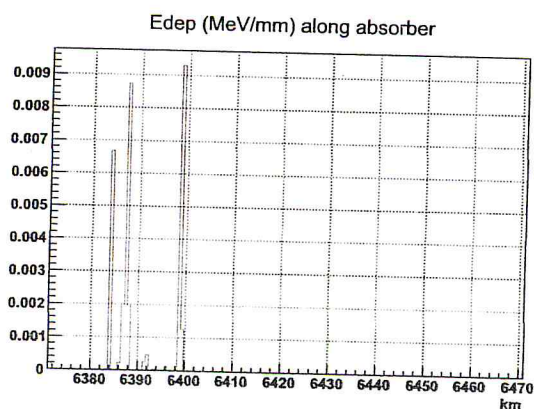


(c) 3GeV

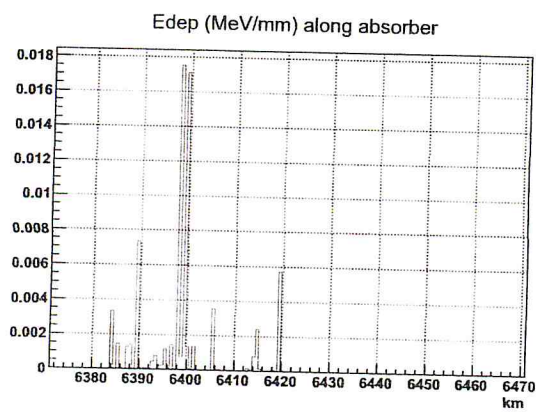
FIGURE 3.7 – Perte d'énergie des ions de magnésium primaires en fonction de l'altitude



(a) 1GeV

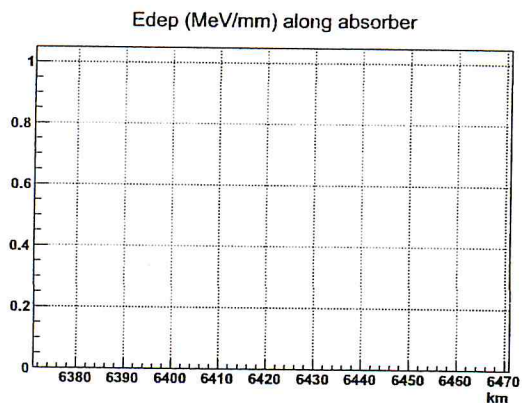


(b) 2GeV

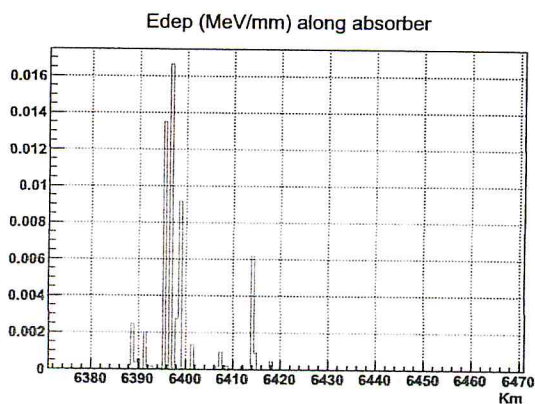


(c) 3GeV

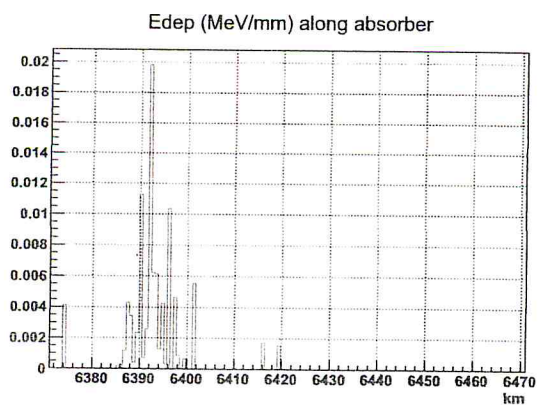
FIGURE 3.8 - Perte d'énergie des ions de fer primaires en fonction de l'altitude



(a) 1GeV



(b) 2GeV



(c) 3GeV

FIGURE 3.9 – Perte d'énergie des ions de krypton primaires en fonction de l'altitude

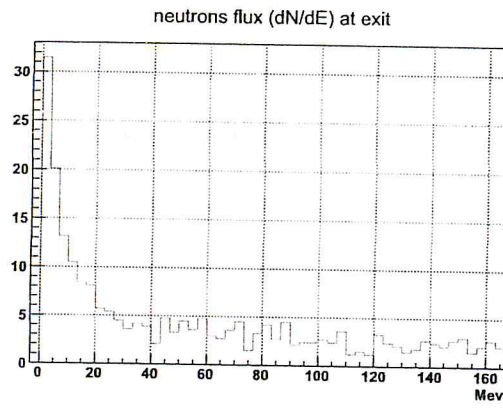
3.3.3 Spectres énergétiques des neutrons secondaires

Les figures 3.10, 3.11, 3.12, 3.13, 3.14 et 3.15 illustrent les spectres énergétiques des neutrons secondaires produits par les ions de : He, C, O, Mg, Fe et Kr. Nous remarquons que les neutrons secondaires (appelés aussi neutrons atmosphériques) produits par les particules alpha sont beaucoup plus nombreux et quelque soit l'énergie primaire de ces particules, en comparant avec ceux produits par les autres ions. En plus nous constatons que ces spectres possèdent des pics situent autour d'une énergie de 5.42 MeV (pour 1 GeV), 6 MeV (pour 2 GeV) et 5.41 MeV (pour une énergie primaire de 3 GeV). Nous mentionnons ici que tous ces neutrons sont produits dans une zone très proche de la zone avionique.

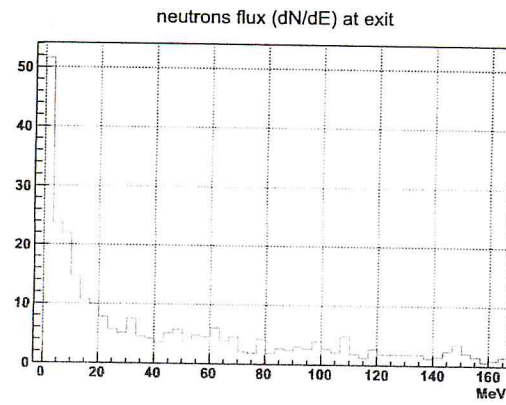
Pour les spectres énergétiques des neutrons secondaires produits par les ions de carbone, nous remarquons que ces spectres ont des pics situent autour d'une énergie moyenne de 4.81 MeV (pour 1 GeV), 4.81 MeV (pour 2 GeV) et 7.83 MeV (pour 3 GeV). Pour les neutrons secondaires produits par les ions d'oxygène, nous observons que les pics des spectres sont situés autour d'une énergie moyenne de 13.85 MeV (1 GeV), 2.40 MeV (2 GeV), 1.80 MeV (3 GeV). Nous concluons à partir de ces résultats que les ions de carbone donnent naissance à des neutrons plus énergétiques que ceux produits par les ions d'oxygène, par conséquent leurs impacts sur les composants électroniques avioniques sont plus significatifs.

Pour les neutrons secondaires produits par les ions de magnésium, nous observons que les spectres énergétiques ont des pics situent atour d'une énergie moyenne de 7.83 MeV (1 GeV), 2.40 MeV (2 GeV) et 3.01 MeV (3 GeV), mais ces neutrons secondaires sont produits loin de la zone avionique, par conséquent sont moins dangereux sur les circuits électroniques avioniques.

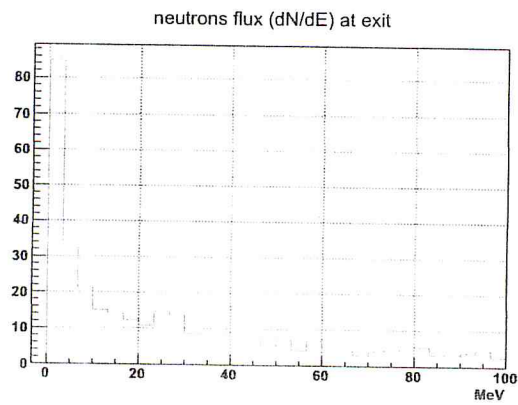
Finalement les neutrons produits par les ions de fer et de krypton, sont situés très loin de la zone avionique par conséquent leurs influences sont négligeables sur le fonctionnement des circuits avioniques.



(a) 1GeV

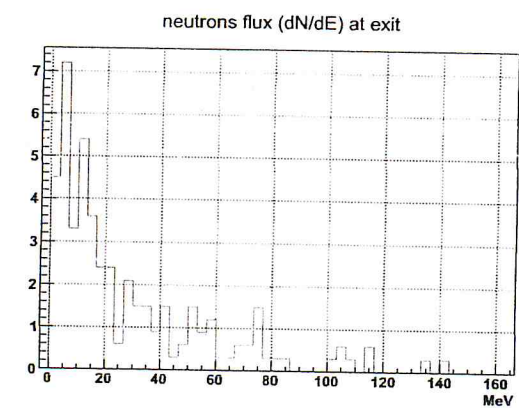


(b) 2GeV

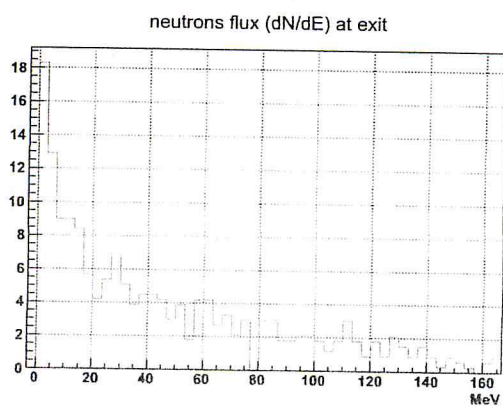


(c) 3GeV

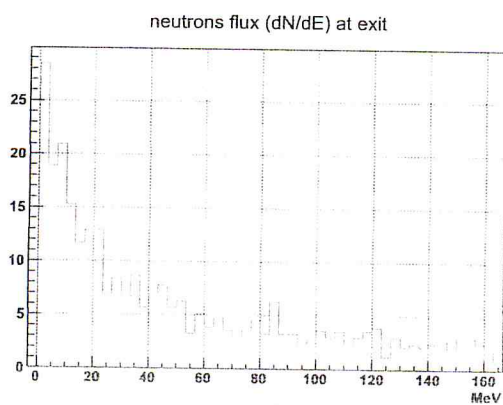
FIGURE 3.10 – Flux des neutrons secondaire produits par les particule α



(a) 1 GeV

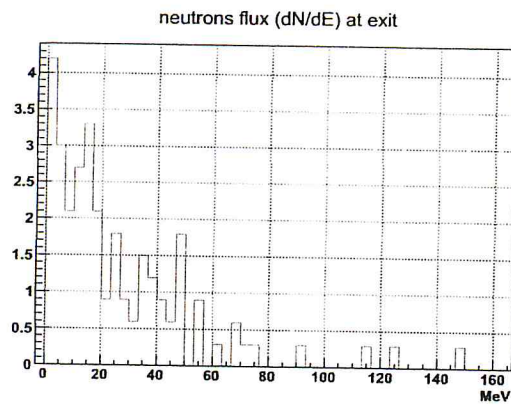


(b) 2 GeV

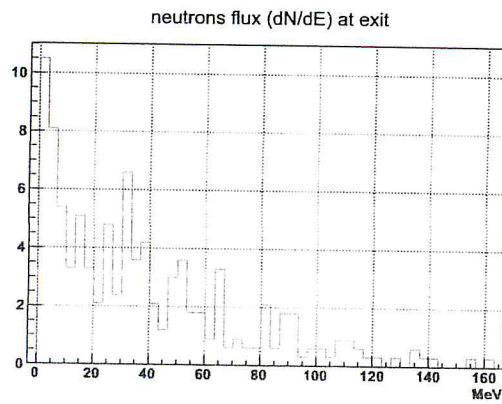


(c) 3 GeV

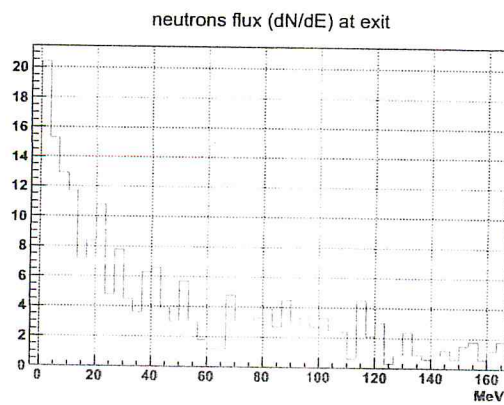
FIGURE 3.11 – Flux des neutrons secondaire produits par les ions de carbone



(a) 1GeV

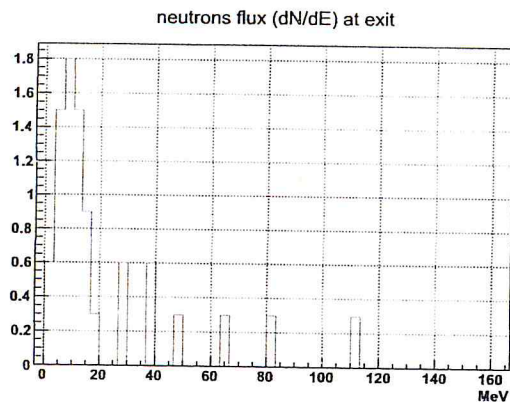


(b) 2GeV

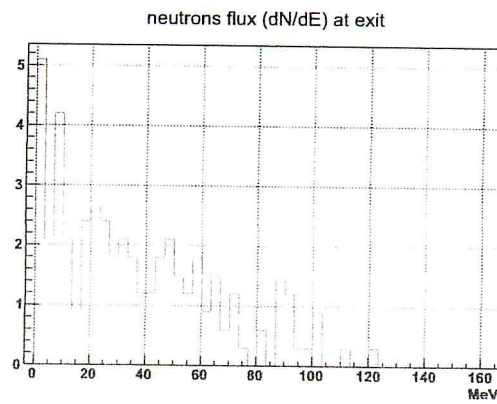


(c) 3GeV

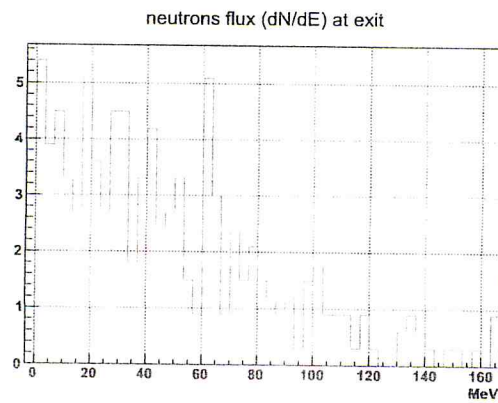
FIGURE 3.12 - Flux des neutrons secondaire produits par les ions d'oxygène



(a) 1 GeV

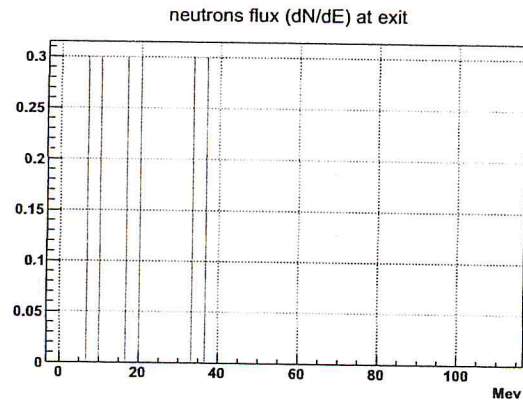


(b) 2 GeV

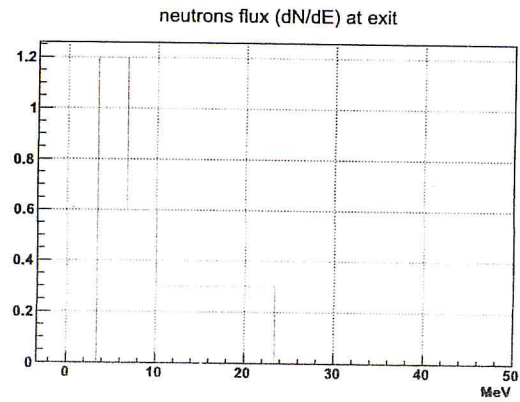


(c) 3 GeV

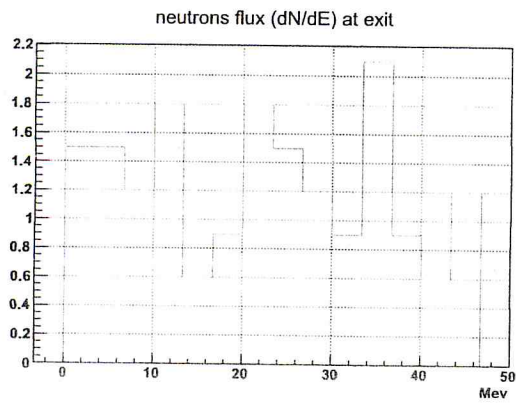
FIGURE 3.13 – Flux des neutrons secondaire produits par les ions magnésium



(a) 1GeV

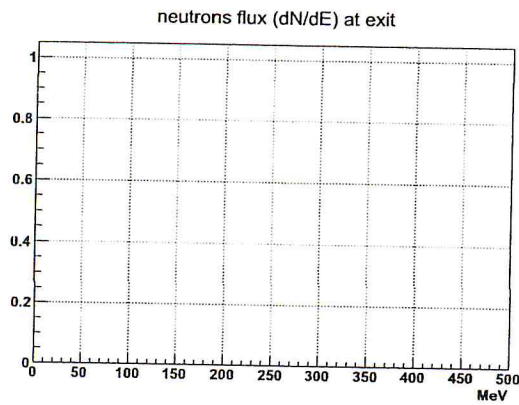


(b) 2GeV

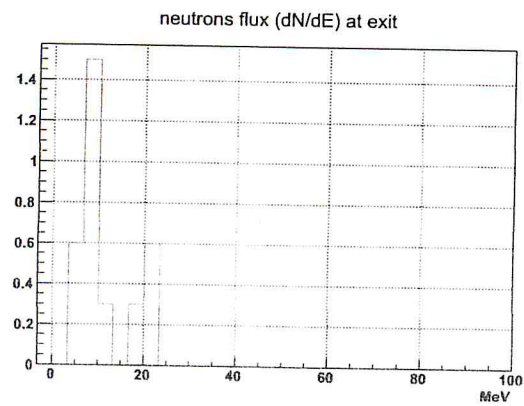


(c) 3GeV

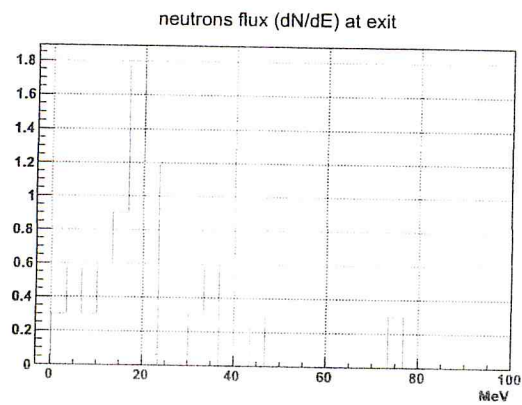
FIGURE 3.14 – Flux des neutrons secondaire produits par les ions de fer



(a) 1GeV



(b) 2GeV



(c) 3GeV

FIGURE 3.15 – Flux des neutrons secondaire produits par les ions de krypton

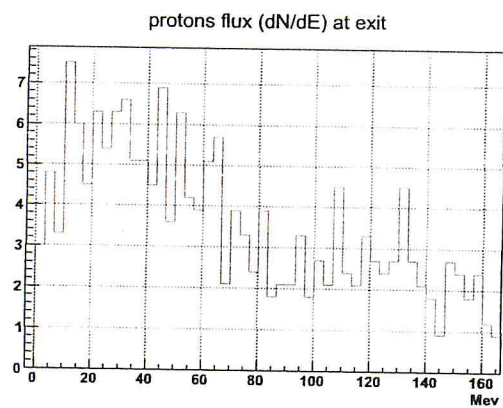
3.3.4 Spectres énergétiques des neutrons secondaires

Les figures 3.16, 3.17, 3.18, 3.19, 3.20 et 3.21 montrent les spectres énergétiques des protons secondaires produits par les ions de : He, C, O, Mg, Fe et Kr. Nous remarquons que les protons secondaires (appelés aussi protons atmosphériques) produits par les particules alpha sont beaucoup plus nombreux et quelque soit l'énergie primaire de ces particules, en comparant avec ceux produits par les autres ions. En plus nous constatons que ces spectres possèdent des pics situent autour d'une énergie de 11.44 MeV (pour 1 GeV), 10.83 MeV (pour 2 GeV) et 16.86 MeV (pour une énergie primaire de 3 GeV). Nous mentionnons ici que tous ces protons sont produits dans une zone très proche de la zone avionique.

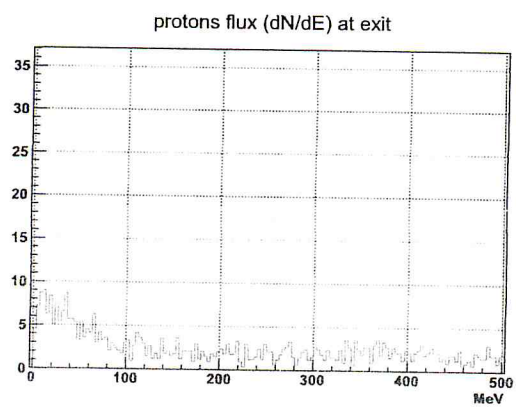
Pour les spectres énergétiques des protons secondaires produits par les ions de carbone, nous remarquons que ces spectres ont des pics situent autour d'une énergie moyenne de 7.83 MeV (pour 1 GeV), 7.83 MeV (pour 2 GeV) et 10.84 MeV (pour 3 GeV). Pour les protons secondaires produits par les ions d'oxygène, nous observons que les pics des spectres sont situés autour d'une énergie moyenne de 17.46 MeV (1 GeV), 13.85 MeV (2 GeV), 11.44 MeV (3 GeV). Nous concluons à partir de ces résultats que les ions de carbone donnent naissance à des protons plus énergétiques que ceux produits par les ions d'oxygène, par conséquent leurs impacts sur les composants électroniques avioniques sont plus significatifs.

Pour les protons secondaires produits par les ions de magnésium, nous observons que les spectres énergétiques ont des pics situent atour d'une énergie moyenne de 11.47 MeV (1 GeV) , 27.71 MeV (2 GeV) et 24.09 MeV (3 GeV), mais ces protons secondaires sont produits loin de la zone avionique, par conséquent sont moins dangereux sur les circuits électroniques avioniques.

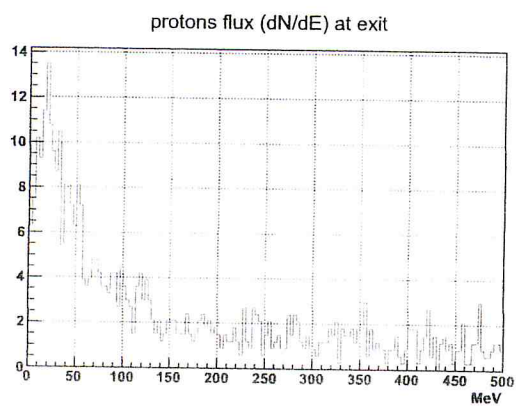
Finalement les protons produits par les ions des fer et de krypton, sont situés très loin de la zone avionique.



(a) 1 GeV

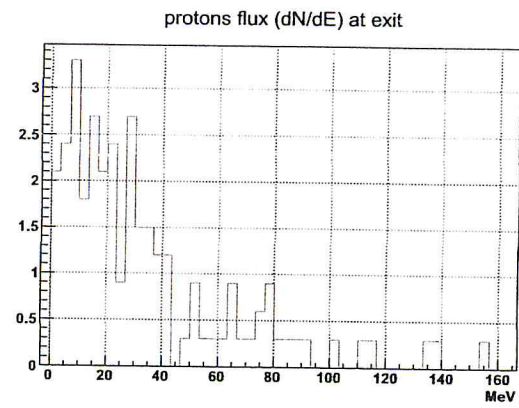


(b) 2 GeV

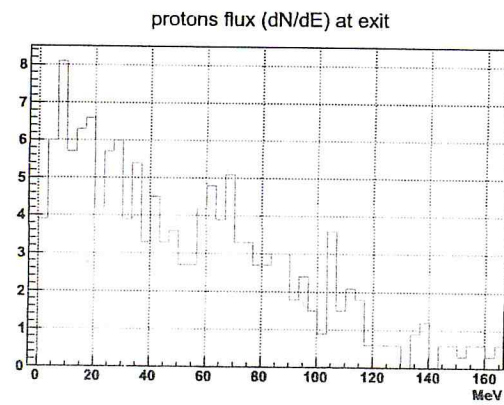


(c) 3 GeV

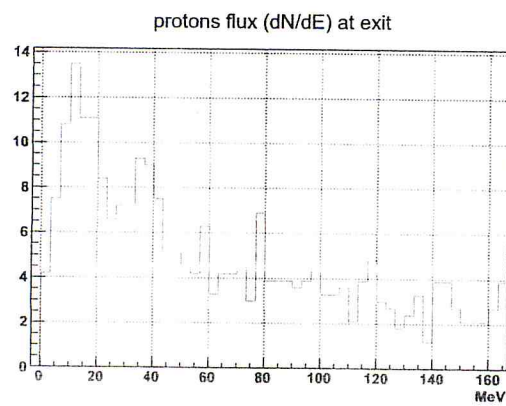
FIGURE 3.16 – Flux des protons secondaire produits par les particules α



(a) 1GeV

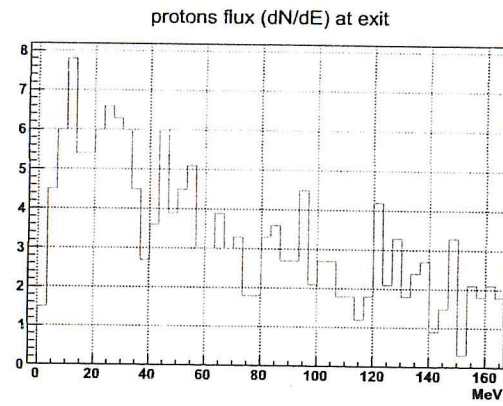


(b) 2GeV

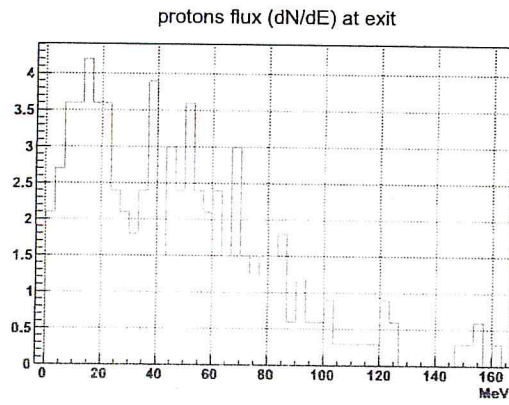


(c) 3GeV

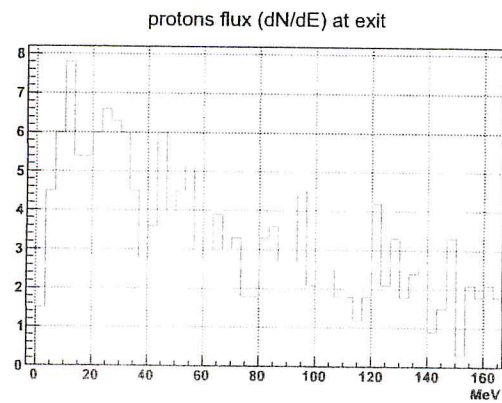
FIGURE 3.17 – Flux des protons secondaire produits par les ions de carbone



(a) 1GeV

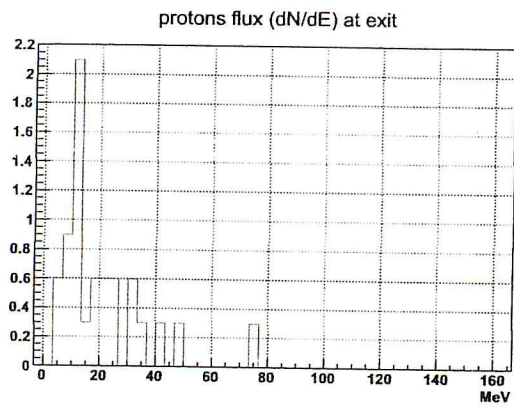


(b) 2GeV

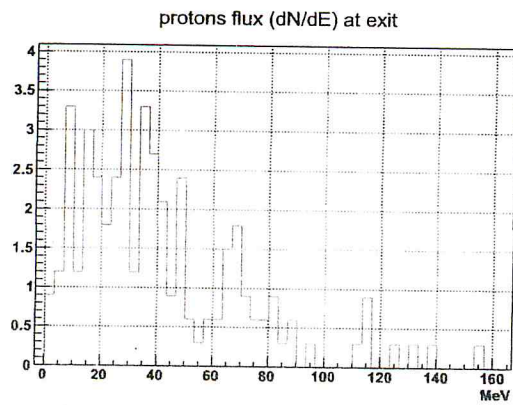


(c) 3GeV

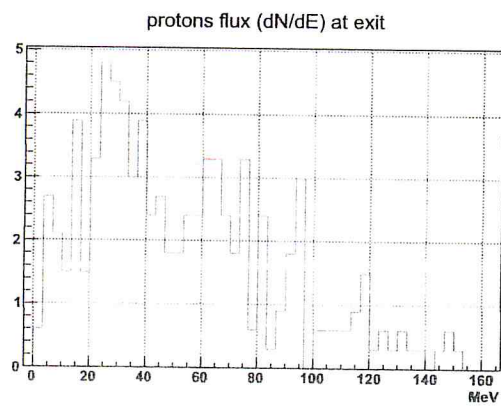
FIGURE 3.18 - Flux des protons secondaire produits par les ions d'oxygène



(a) 1GeV

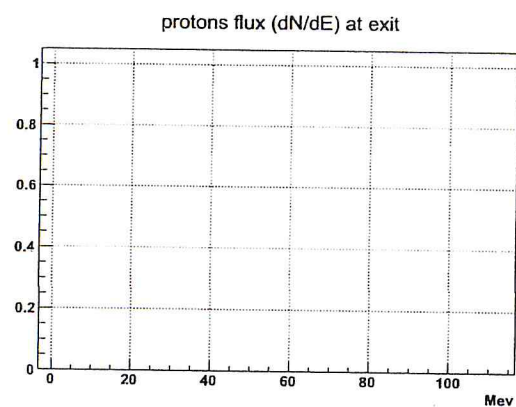


(b) 2GeV

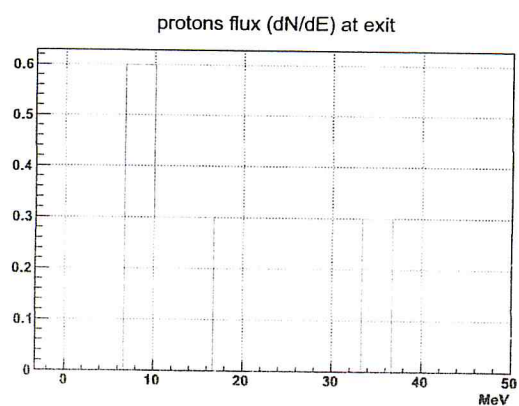


(c) 3GeV

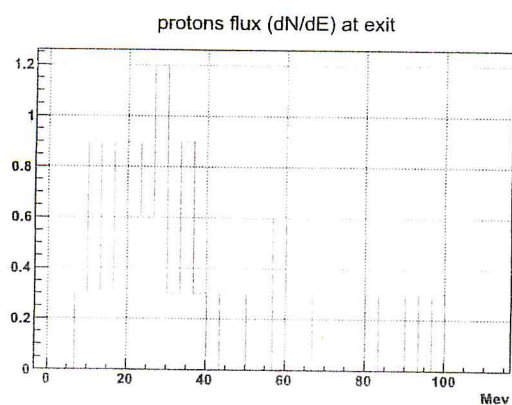
FIGURE 3.19 - Flux des neutrons secondaire produits par les ions de magnésium



(a) 1 GeV

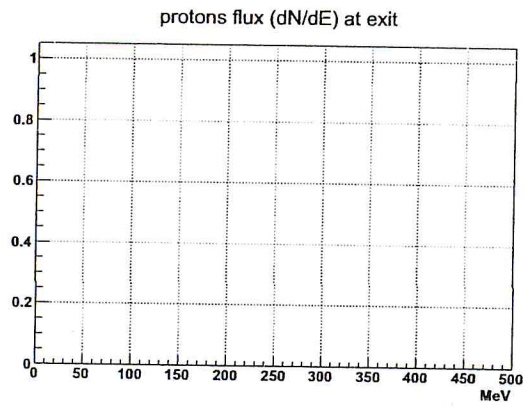


(b) 2 GeV

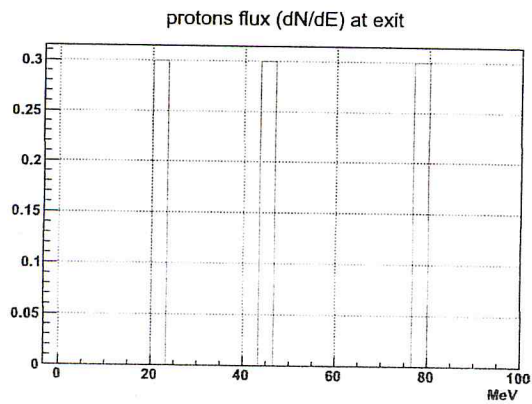


(c) 3 GeV

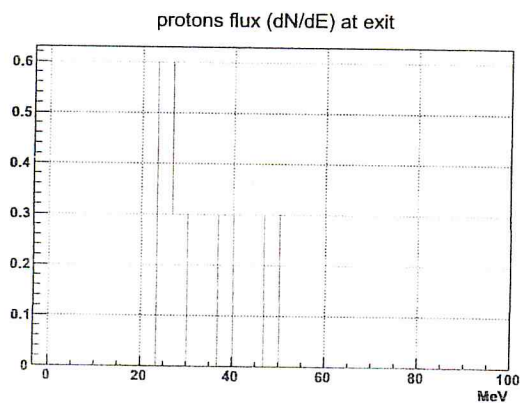
FIGURE 3.20 -- Flux des protons secondaire produits par les ions de fer



(a) 1 GeV



(b) 2 GeV



(c) 3 GeV

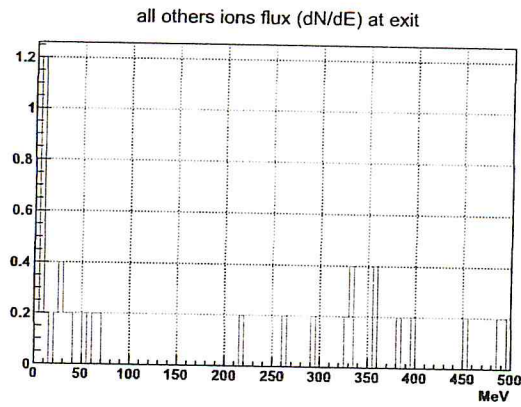
FIGURE 3.21 – Flux des protons secondaire produits par les ions de krypton

3.3.5 Les spectres énergétiques des ions secondaires

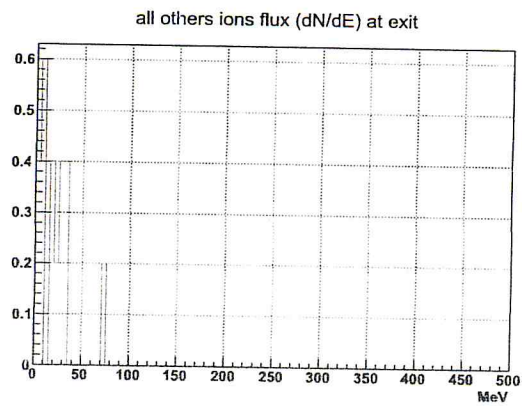
Les figures 3.22, 3.23, 3.24, 3.25, 3.26 et 3.27 illustrent les spectres énergétiques des ions secondaires produits par les ions de : He, C, O, Mg, Fe et Kr. Nous remarquons que les ions secondaires (appelés aussi ions atmosphériques) produits par les particules alpha sont beaucoup plus nombreux et quelque soit l'énergie primaire de ces particules, en comparant avec ceux produits par les autres ions . En plus nous constatons que ces spectres possèdent des pics situent autour d'une énergie de 7.83 MeV (pour 1 GeV), 6.62 MeV (pour 2 GeV) et 7.60 MeV (pour une énergie primaire de 3 GeV). Nous mentionnons ici que tous ces ions sont produits dans une zone très proche de la zone avionique.

Pour les spectres énergétiques des ions secondaires produits par les ions de carbone, nous remarquons que ces spectres ont des pics situent autour d'une énergie moyenne de 81.91 MeV(pour 1 GeV), 301.80 MeV (pour 2 GeV) et 46.38 MeV (pour 3GeV). Pour les ions secondaires produits par les ions d'oxygène, nous observons que les pics des spectres sont situés autour d'une énergie moyenne de 52.40 MeV (1 GeV), 31.32 MeV(2 GeV), 31.38 MeV (3 GeV). Nous concluons à partir de ces résultats que les ions de carbone donnent naissance à des ions plus énergétiques que ceux produits par les ions d'oxygène, par conséquent leurs impacts sur les composants électroniques avioniques sont plus significatifs.

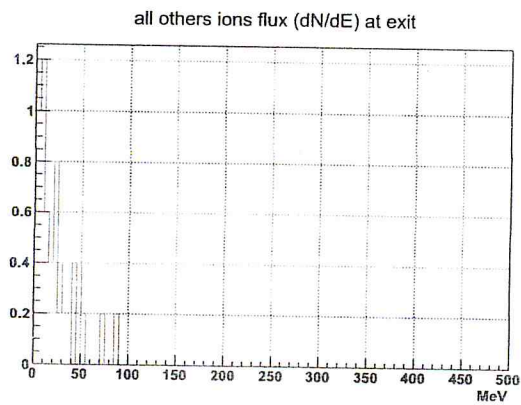
Pour les ions secondaires produits par les ions de magnésium, nous observons que les spectres énergétiques ont des pics situent atour d'une énergie moyenne de 16.86MeV(1 GeV) , 111.44 MeV(2 GeV) et 86.66 MeV (3 GeV), mais ces ions secondaires sont produits loin de la zone avionique, par conséquent sont moins dangereux sur les circuits électroniques avioniques.



(a) 1GeV

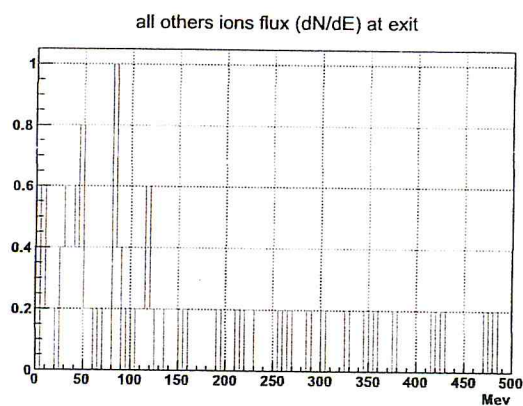


(b) 2GeV

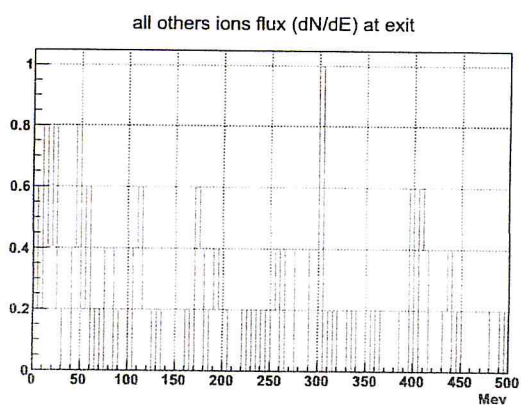


(c) 3GeV

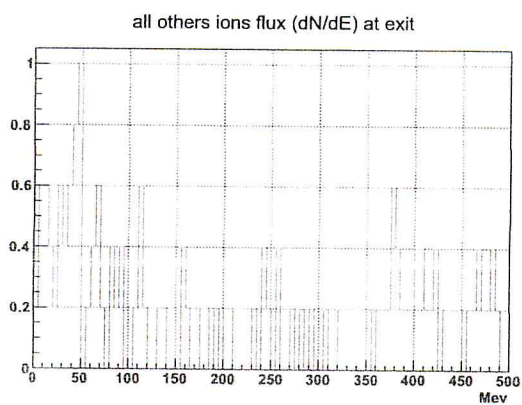
FIGURE 3.22 – Flux des ions secondaire produits par les particules α



(a) 1GeV

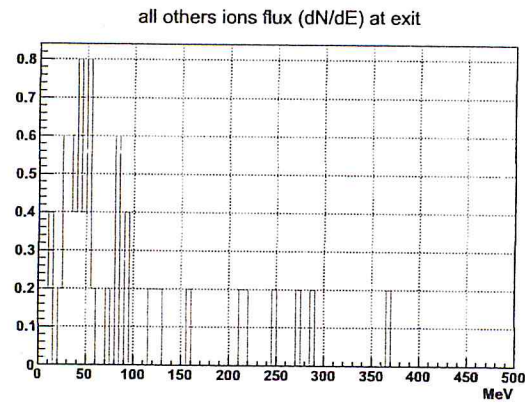


(b) 2GeV

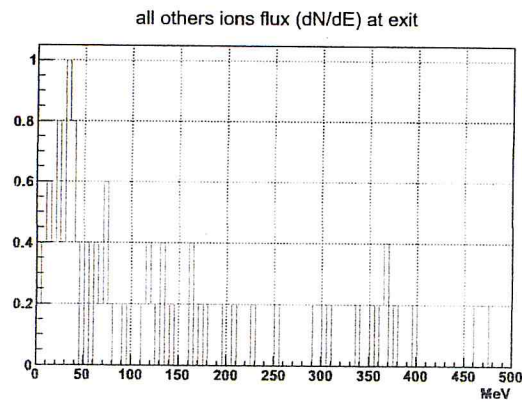


(c) 3GeV

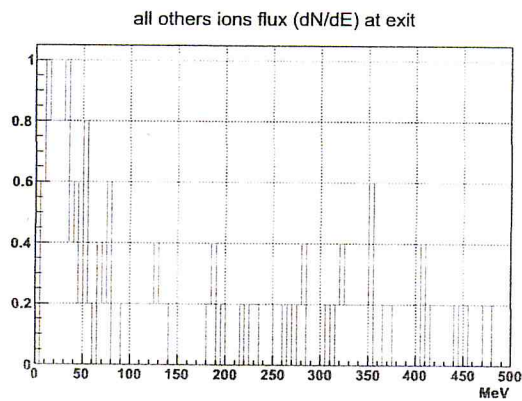
FIGURE 3.23 Flux des ions secondaire produits par les ions de carbone



(a) 1GeV

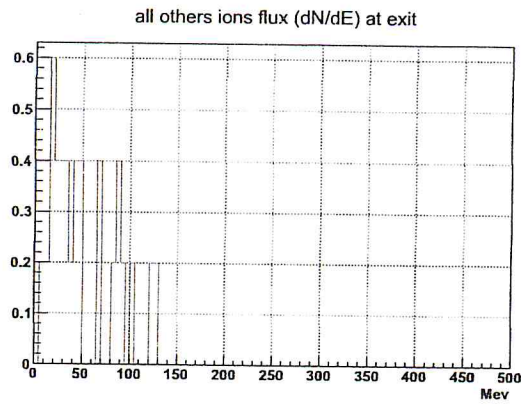


(b) 2GeV

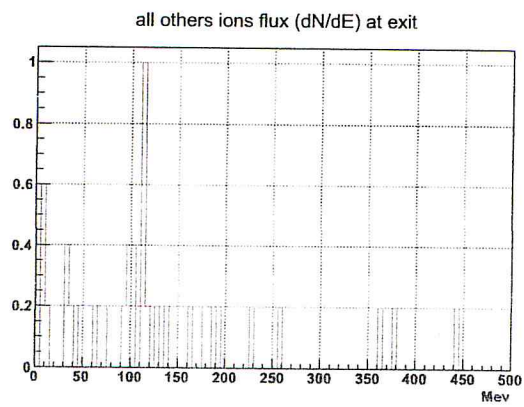


(c) 3GeV

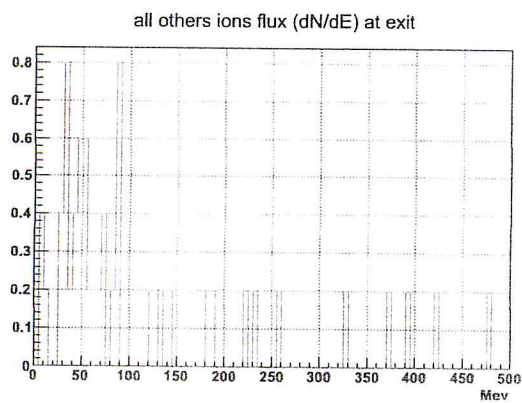
FIGURE 3.24 – Flux des ions secondaire produits par les ions d'oxygène



(a) 1GeV

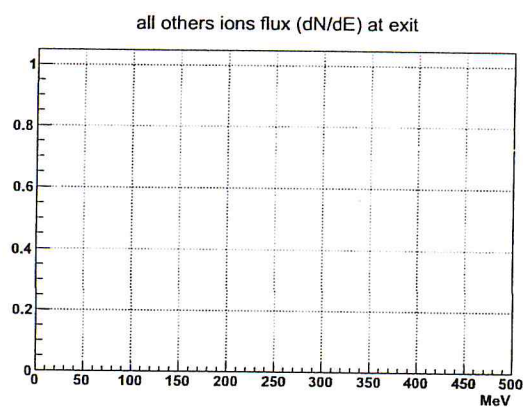


(b) 2GeV

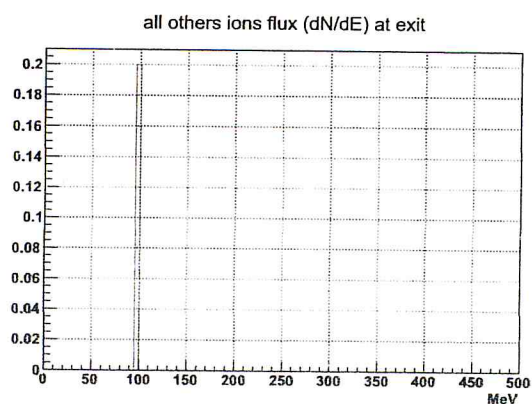


(c) 3GeV

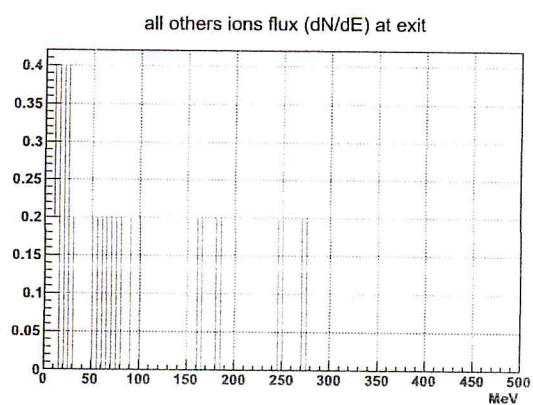
FIGURE 3.25 - Flux des ions secondaire produits par les ions de magnésium



(a) 1GeV

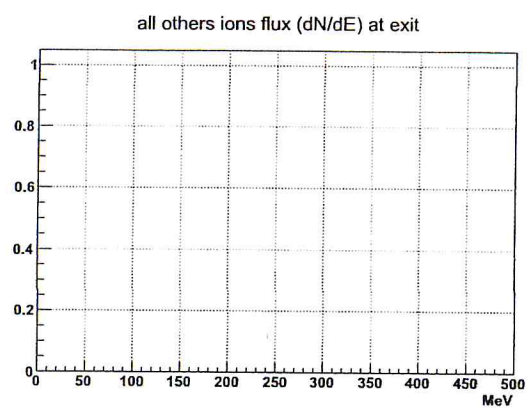


(b) 2GeV

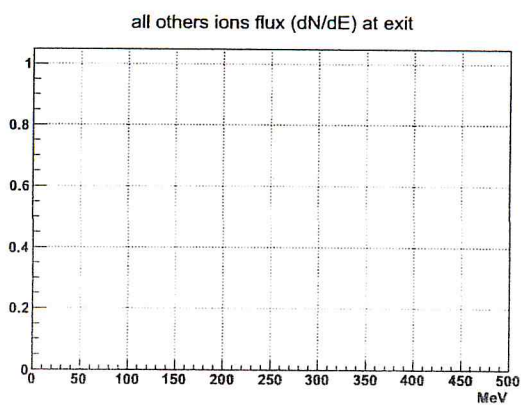


(c) 3GeV

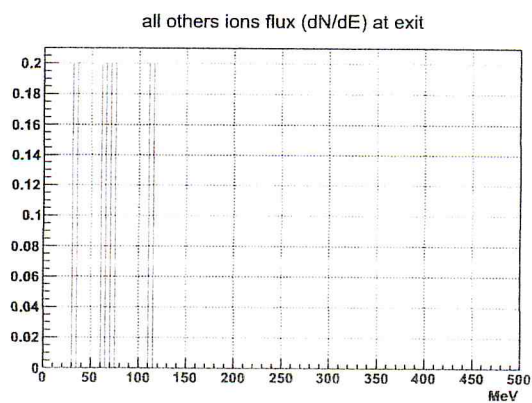
FIGURE 3.26 – Flux des ions secondaire produits par les ions de fer



(a) 1GeV



(b) 2GeV



(c) 3GeV

FIGURE 3.27 - Flux des ions secondaire produits par les ions de krypton

Conclusion Générale

Au cours de ce travail, nous avons étudié numériquement en premier temps la propagation des ions extra-terrestres primaires (particules alpha, carbone, oxygène, magnésium, krypton et les ions de fer), possédant des énergies cinétiques primaires allant de 1 GeV jusqu'à 3 GeV dans l'atmosphère terrestre en particulier dans la zone avionique. En second temps nous avons déterminé les spectres énergétiques des particules secondaires tel que les neutrons, protons et les ions secondaires. Notre étude est grandement appuyé sur la simulation numérique de type Monte Carlo au moyen du code de transport GEANT4

Pour mener cette étude nous avons présenté dans une première phase les différents mécanismes d'interactions, des rayonnements neutres et chargées avec la matière, afin de comprendre comment les gerbes électromagnétiques et hadroniques sont développées dans l'atmosphère. Dans la seconde phase, nous avons simulé l'atmosphère terrestre par 30 couches dont l'épaisseur globale de l'atmosphère vaut 100 km, et chacune de ces couches a sa propre altitude, ces propres proportions en gaz : O_2 , N_2 , CO_2 et d'autres éléments chimiques, de plus la température et la pression dans chaque couche. Dans la troisième phase et en utilisant les deux physique listes QGSP_BERT_HP et QGSP_BIC_HP nous avons établi nos calculs décrits en premier paragraphe.

Les principaux résultats de notre travail montrent que les particules alpha déposent la totalité de leurs énergies dans la zone avionique, ce qui peuvent présenter un danger sur les composants électroniques avioniques, contrairement aux ions de fer où le dépôt d'énergie est au-dessus de la zone avionique quelque soit l'énergie primaire, par conséquent elles ne présentent aucun danger sur les équipements électroniques avioniques. Pour les autres ions le profil du dépôt d'énergie varie selon la masse et l'énergie primaire de l'ion considéré.

Annexe A

```
#include<iostream>
#include<math.h>
using namespace std;
int main()
{
cout<<"*****temperature1*****"<<endl;
float T1[11],P1[11],D1[11];
for(int i=1;i<=11;i++)
{
T1[i]=(15.04-0.00649*((i-0.5)*pow(10,3)))+273.1;
cout<<"temp1["<<i<< "]= " <<T1[i]<<endl;

}
cout<<"*****pression1*****"<<endl;
for(int i=1;i<=11;i++)
{
P1[i]=(101.29*(pow(((T1[i])/(288.08)),5.256)))*pow(10,3);
cout<<"Press1["<<i<< "]= " <<P1[i]<<endl;
}
cout<<"*****density1*****"<<endl;
for(int i=1;i<=11;i++)
{
D1[i]=((P1[i])/(0.2869*T1[i]))*pow(10,-6);
cout<<"den1["<<i<< "]= " <<D1[i]<<endl;

}
cout<<"*****temperature2*****"<<endl;
float T2[8],P2[8],D2[8],h2[8];
for(int i=1;i<=8;i++)
{
T2[i]=(-56.46+273.1);
cout<<"temp2["<<i<< "]= " <<T2[i]<<endl;
}
```

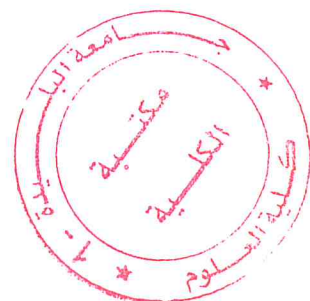
```

}
cout<<"*****pression2*****"<<endl;
for(int i=1;i<=8;i++)
{
h2[i]=(11.75+(i-1)*1.5)*pow(10,3);
P2[i]=(22.65*exp(1.73-(0.000157*h2[i])))*pow(10,3);
cout<<"Press2["<<i<< "]= " <<P2[i]<<endl;
}
cout<<"*****density2*****"<<endl;
for(int i=1;i<=8;i++)
{
D2[i]=((P2[i])/(0.2869*T2[i]))*pow(10,-6);
cout<<"den2["<<i<< "]= " <<D2[i]<<endl;
}

cout<<"*****temperature3*****".
float T3[10],P3[10],D3[10],h3[10];
for(int i=1;i<=10;i++)
{
h3[i]=(26.25+(i-1)*2.5)*pow(10,3);
T3[i]=(-131.21+(0.00299*h3[i]))+273.1;
cout<<"temp3["<<i<< "]= " <<T3[i]<<endl;
}

cout<<"*****pression3*****"<<endl;
for(int i=1;i<=10;i++)
{
P3[i]=(2.488*(pow(((T3[i])/(216.6)), -11.388)))*pow(10,3);
cout<<"Press3["<<i<< "]= " <<P3[i]<<endl;
}
cout<<"*****density3*****"<<endl;
for(int i=1;i<=10;i++)
{
D3[i]=((P3[i])/(0.2869*T3[i]))*pow(10,-6);
cout<<"den3["<<i<< "]= " <<D3[i]<<endl;
}
}

```



Bibliographie

- [TOCCOLI-2000] Cécile TOCCOLI. Simulation de la spallation :Analyse et test des modèles nucléaires, Thèse de doctorat. Université de Paris-Sud, 2000.
- [SERBER-1947] R. Serber. Nuclear reactions at high énergies. Phys. Rev. 72, 1114 (1947).
- [RICOL-2008] Marie-Charlotte RICOL. Contribution a l'étude des processus nucléaires intervenant en hydrothérapie et de leur impact sur la délocalisation du dépôt de dose, Thèse de doctorat. Université CLAUDE BERNARD - LYON 1, (2008).
- [SECH-2010] Sech, C. L.,and C. Ngô. "Physique nucléaire." Des quarks aux applications. DUNOD (2010).
- [TRAORE-2013] Traore Issiaka. Etude et caractérisation des fonctions de réponse des détecteurs solides de traces nucléaires : applications à la dosimétrie radon et neutron. Diss. Université de Strasbourg ; Université des sciences, des techniques et des technologies de Bamako (Mali), (2013).
- [GLENN.F-2010] Glenn.F Knoll.Radiation detection and measurement, 4th ed.USA : John Wiley son LTD, 2010.
- [ALAIN] Alain Hebert, Applied Reactor Physics, 1st ed. Montreal, Canada : Presse
- [VANSTALLE-2011] Vanstalle, Marie. Dosimétrie électronique et métrologie neutrons par capteur CMOS a pixels actifs. Diss. Université de Strasbourg, (2011).
- [TY-2012] Ty, Claire Van Ngoc. Modélisation et analyse des étapes de simulation des émetteurs de positons générés lors des traitements en protonthérapie-du faisceau à la caméra TEP-pour le suivi des irradiations. Diss. Université Paris Sud-Paris XI, (2012).
- [ANAL-2000] Anal, Fresenius, J.Wagatsuma Chem 367 414, (2000).
- [SCHLUTIG-2011] SANDRINE, SCHLUTIG.Contribution à l'étude de la pulvérisation et de l'endommagement du dioxyde d'uranium par les ions lourds rapides. Diss. l'université de CAEN, (2011).
- [LEHMANN-1997] Chr. Lehmann, Interaction of Radiation with solids and Elementary Defect production, North-Holland publishing Company, (1997).
- [IAE-1970] International Atomic Energy Agency. Nuclear accident Dosimetry systems. Panel Proc. Series, IAEA, Vienna, (1970).
- [NUCLEAIR] <http://www.al.lu/physics/premiere/robinet/nucleaire.pdf>
- [ROZON-1992] Daniel Rozon, Introduction à la cinétique des reacteurs nucleaires. Montreal, Canada : Ecole polytechnique de montreal, (1992).

- [J. F. Ziegler-1996] J. F. Ziegler et al, "IBM experiments in soft fails in computer electronics (1978 - 1994)", IBM Journal of Research and Développement, vol 40, pp. 3 - 18, (1996).
- [NASA] NASA ONLINE, Available : <http://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/>.
- [SILBERBERG-1984] R. Silberberg, C. H. Tsao and J. R. Letaw, "Neutron generated single event upsets", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 31, pp. 1183 - 1185, (1984).
- [MELANIE-2011] Raine, MELANIE. Etude de l'effet de l'énergie des ions lourds sur la sensibilité des composants électroniques. Diss. Université Paris Sud-Paris XI, (2011).
- [KALLI-2017] Sam, Kalli. "Les rayons cosmiques d'ultra haute énergie et la physique des particules", (2017).
- [ETIENNE-2005] Parizot, ETIENNE. Rayons cosmiques et rayonnement du cosmos. Diss. Université Paris-Diderot-Paris VII, (2005).
- [CASSE] Fabien CASSE. LES RAYONS COSMIQUES.
- [PIERRE-2005] Colin, Pierre. Reconstruction des gerbes atmosphériques et mesure de la fluorescence de l'air pour l'étude des rayons cosmiques ultra énergétiques au sein du projet EUSO. Diss. Université Joseph-Fourier-Grenoble I, (2005).
- [ARNAUD-2015] Steen, ARNAUD. Étude des gerbes hadroniques à l'aide du prototype du calorimètre hadronique semi-digital et comparaison avec les modèles théoriques utilisés dans le logiciel GEANT4. Diss. Université Claude Bernard-Lyon I, (2015).
- [SERRE-2010] Serre, Sébastien. Définition par modélisation, optimisation et caractérisation d'un système de spectrométrie de neutron par sphères de Bonner étendu au domaine des hautes énergies. Diss. Université Paul Cézanne-Aix-Marseille III, (2010).
- [RENARD-2013] Renard, Sébastien. Évaluation des effets des neutrons atmosphériques sur l'électronique embarqué en avionique et recherche de solutions de durcissement. Diss. Université Sciences et Technologies-Bordeaux I, (2013).
- [AUBLIN-2006] Aublin, Julien. Etude des rayons cosmiques ultra-énergétiques avec l'observatoire Pierre Auger : de l'acceptance du détecteur à la nature des particules primaires et aux mesures d'anisotropies. Diss. Université Paris Sud-Paris XI, (2006).
- [EVE-2010] Chareyre, EVE. Identification des électrons dans la partie avant du calorimètre électromagnétique d'ATLAS au LHC et analyse des premières données. Diss. Paris U., VI-VII, (2010).
- [COLAS-2009] Riviere, COLAS. Des signaux radio aux rayons cosmiques. Diss. Université Joseph-Fourier-Grenoble I, (2009).
- [GIALIS] Denis, Gialis. Les rayons cosmiques, messagers de l'Univers.
- [<http://geant4.org>] <http://geant4.org>.
- [PELOWITZ-2008] D.B. Pelowitz et al. MCNPX user's manual, version 2.6.0. Los Alamos National Laboratory, LA-CP, pages 07-1473, (2008).
- [GLOVER-1994] A. M. Glover, M.E. PLESTED, M.F. WATTS : parameters relevant to the response of HARWELL PMMA dosimeters to gamma and electron irradiation. AEA Technology, (1994).

- [VANSTALLE-2011] Vanstalle, Marie. Dosimétrie électronique et métrologie neutrons par capteur CMOS a pixels actifs. Diss. Université de Strasbourg, (2011).
- [PERROT-2011] Perrot, Yann. Evaluation de la dose déposée par des faisceaux d'électrons en radiothérapie dans des fantômes voxélisés en utilisant la plateforme de simulation Monte Carlo GATE fondée sur Geant4 dans un environnement de grille. Diss. Université Blaise Pascal-Clermont-Ferrand II, (2011).
- [COURTINE-2007] Courtine, Fabien. Etalonnage d'un spectromètre gamma en vue de la mesure de la radioactivité naturelle. Mesures expérimentales et modélisation par techniques de Monte-Carlo. Diss. Université Blaise Pascal-Clermont-Ferrand II, (2007).
- [[https://canteach](https://canteach.candu.org/Content%20Library/20060307.pdf)] <https://canteach.candu.org/Content%20Library/20060307.pdf>.
- [JACQUES-2008] Jaques, Bernard. Énergie nucléaire 1 de la théorie aux applications du nucléaire. Diss. Toulouse, Ellipses Edition S.A, 2008.
- [VIRMONTOIS-2012] Virmontois, Cédric. Analyse des effets des déplacements atomiques induits par l'environnement radiatif spatial sur la conception des imageurs CMOS. Diss. Toulouse, ISAE, 2012.
- [VANSTALLE-2011] Vanstalle Marie. Dosimétrie électronique et métrologie neutrons par capteur CMOS a pixels actifs. Diss. Université de Strasbourg, 2011.
- [BREGEON-2005] Bregeon Johan. Contribution à l'étalonnage en énergie du calorimètre du GLAST-LAT et qualification des modèles de cascades hadroniques disponibles sous GEANT4. Diss. Université Sciences et Technologies-Bordeaux I, 2005.
- [<https://spaceflightsystems.grc.nasa.gov/education/rocket/atmosmet.html>] <https://spaceflightsystems.grc.nasa.gov/education/rocket/atmosmet.html>.
- [BEKTASOGLU-2012] Bektasoglu Mehmet, Halil Arslan. Estimation of the effects of the Earth's electric and magnetic fields on cosmic muons at sea level by Geant4. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2012, vol. 74, p. 212-216.
- [Binder-1975] D. Binder, E. C. Smith and A. B. Holman. Satellite Anomalies From Galactic Cosmic Rays. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1975, vol. 22, no 6, p. 2675-2680.
- [Ziegler-1979] Ziegler. J.F and Lanford. W. A. Effect of cosmic rays on computer memories. *Science*, 1979, vol. 206, no 4420, p. 776-788.
- [Sato-2008] Sato T, Yasuda H, Niita K, Endo A and Sihver L. Development of PARMA : PHITS-based analytical radiation model in the atmosphere. *Radiation Research* 008, vol. 170, no 2, p. 244-259
- [Nesterenok-2013] Nesterenok A. Numerical calculations of cosmic ray cascade in the Earth's atmosphere – Results for nucleon spectra. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2013, vol. 295, p. 99-106.
- [Ould Mohamed et al-2016] M. O Mohamed, Dib, A. S. A., and Belbachir, A. H. (2016). Energy distribution of cosmic rays in the Earth's atmosphere and avionic area using Monte Carlo codes. *Pramana*, 87(1), 1-5.

