



**HAL**  
open science

# Tomographie temporelle de la densité par la mesure des muons

Fanny Hivert

► **To cite this version:**

Fanny Hivert. Tomographie temporelle de la densité par la mesure des muons. Sciences de la Terre. Université Nice Sophia Antipolis, 2015. Français. NNT : 2015NICE4039 . tel-01208154

**HAL Id: tel-01208154**

**<https://theses.hal.science/tel-01208154>**

Submitted on 2 Oct 2015

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

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



UNIVERSITÉ NICE-SOPHI ANTIPOLIS - UFR Sciences  
École doctorale : Sciences Fondamentales et Appliquées - n°364

## THÈSE

pour obtenir le titre de  
**Docteur en Sciences**  
de l'UNIVERSITÉ Nice-Sophia Antipolis

Spécialité : Sciences de la planète et de l'univers

présentée et soutenue par  
Fanny HIVERT

**Caractérisation de la densité des roches et de ses  
variations spatiales et temporelles à partir des muons :  
application au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit  
(LSBB)**

Soutenue le 2 Juillet 2015

### JURY

José BUSTO (Co-directeur de thèse)  
Christophe EMBLANCH (Rapporteur)  
Stéphane GAFFET (Directeur de thèse)  
Guillaume HUBERT (Rapporteur)  
Éric KAJFASZ (Examinateur)  
Bernard MASSINON (Examinateur)  
Gilles MICOLAU (Examinateur)



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>5</b>
<b>1 Les muons d'origine cosmique</b>	<b>9</b>
1.1 Introduction . . . . .	11
1.2 La découverte du rayonnement cosmique . . . . .	11
1.2.1 Rayonnements ionisants dans l'air . . . . .	11
1.2.2 Origines du rayonnement ionisant . . . . .	12
1.3 Débats et découvertes entre 1925 et 1933 . . . . .	12
1.3.1 L'effet de la latitude . . . . .	13
1.3.2 L'effet Est-Ouest . . . . .	14
1.4 Du rayonnement cosmique aux gerbes cosmiques . . . . .	15
1.4.1 Leur mise en évidence par Pierre Auger . . . . .	15
1.4.2 Le développement des gerbes dans l'atmosphère . . . . .	15
1.5 Origines des rayons cosmiques . . . . .	16
1.5.1 Une première approche : l'espace interstellaire . . . . .	16
1.5.2 Les explosions de supernova . . . . .	16
1.5.3 Une origine solaire ? . . . . .	17
1.5.4 Le modèle de Fermi . . . . .	17
1.5.5 Les rayons cosmiques, messagers du cosmos . . . . .	18
1.6 Le muon dans le rayonnement cosmique . . . . .	18
1.6.1 La découverte du muon . . . . .	18
1.6.2 La production des muons atmosphériques . . . . .	19
1.7 Conclusion . . . . .	21
<b>2 La muographie : du principe aux développements récents</b>	<b>23</b>
2.1 Introduction . . . . .	25
2.2 Principe . . . . .	25
2.3 Premières mesures de l'atténuation du flux de muons . . . . .	26
2.3.1 Les muons au service de l'archéologie . . . . .	26
2.3.2 Les débuts de l'imagerie basée sur les muons en volcanologie . . . . .	27
2.4 Les développements récents de la muographie . . . . .	29
2.4.1 Multiplication des cibles en volcanologie . . . . .	29
2.4.2 Diversification des domaines de recherche et multiplication des projets	30
2.4.3 Des études basées sur la diffusion des muons dans la roche . . . . .	32



2.4.4	Le positionnement du projet T2DM2 . . . . .	34
2.5	Les détecteurs à muons . . . . .	35
2.5.1	Les détecteurs visuels . . . . .	35
2.5.2	Les scintillateurs . . . . .	36
2.5.3	Les détecteurs gazeux . . . . .	38
2.6	La tomographie muonique dans le cadre de la prospection géophysique . .	41
2.6.1	La résistivité électrique . . . . .	42
2.6.2	La gravimétrie . . . . .	42
2.6.3	Les apports de la muographie . . . . .	42
2.7	Conclusion . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Simulations numériques du flux de muons basées sur l'atténuation</b>	<b>45</b>
3.1	Introduction . . . . .	47
3.2	Interactions des muons avec la matière . . . . .	47
3.2.1	Les processus d'ionisation . . . . .	48
3.2.2	Les pertes d'énergie radiatives . . . . .	48
3.2.3	Contributions respectives des processus . . . . .	48
3.3	Modélisation du passage des muons dans l'atmosphère . . . . .	49
3.3.1	Le modèle de Gaisser . . . . .	49
3.3.2	Le flux de muons au niveau de la mer . . . . .	52
3.4	Modélisation de l'interaction des muons avec la roche . . . . .	54
3.4.1	Le code MUSIC . . . . .	54
3.4.2	Calcul du flux de muons en profondeur . . . . .	57
3.5	Influences de la masse volumique et de la composition de la roche . . . . .	58
3.5.1	Premiers résultats . . . . .	59
3.5.2	Optimisation des tables . . . . .	61
3.6	Conditions expérimentales requises pour l'identification des variations de densité . . . . .	65
3.6.1	Estimation des durées minimales d'acquisition à partir de l'intégralité du spectre en énergie . . . . .	65
3.6.2	Coupures sur l'énergie au niveau de la profondeur de détection . . .	68
3.6.3	Coupures sur l'énergie en surface . . . . .	72
3.6.4	Discussion . . . . .	74
3.7	Conclusion . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Impacts des processus de diffusion des muons dans la roche</b>	<b>77</b>
4.1	Introduction . . . . .	79
4.2	Étude quantitative de la diffusion des muons . . . . .	79
4.2.1	Principe . . . . .	79
4.2.2	Impact de la diffusion : étude paramétrique . . . . .	79
4.2.3	Angles et distances de diffusion . . . . .	81
4.3	Estimation du flux de muons avec et sans diffusion . . . . .	82
4.3.1	Calcul de la surface d'étude . . . . .	83
4.3.2	Simulation Monte Carlo du flux de muons en surface . . . . .	84
4.3.3	Détermination du flux souterrain . . . . .	84
4.3.4	Application de la diffusion . . . . .	85

4.3.5	Sélection des muons atteignant la surface de détection . . . . .	85
4.4	Article : Muography sensitivity to hydrogeological rock density perturbation : roles of the absorption and scattering on the muon flux measurement reliability . . . . .	87
4.5	Conclusion . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Caractérisation du dispositif expérimental</b>	<b>105</b>
5.1	Introduction . . . . .	107
5.2	Description des détecteurs . . . . .	107
5.3	Étalonnage des détecteurs . . . . .	110
5.3.1	Étude du seuil de détection . . . . .	110
5.3.2	Quantification des évènements fortuits . . . . .	111
5.4	Premières mesures au LSBB . . . . .	113
5.4.1	Planning des mesures et localisation du système . . . . .	113
5.4.2	Impacts du milieu souterrain sur les taux de particules . . . . .	116
5.4.3	Effet de l'humidité sur les composants électroniques . . . . .	118
5.5	Impact des paramètres externes sur la mesure du flux de muons . . . . .	119
5.5.1	Sensibilité aux variations de température . . . . .	120
5.5.2	Effet de la radioactivité liée au radon . . . . .	122
5.6	Suivi et évolution des détecteurs . . . . .	124
5.6.1	Évolution de la qualité des signaux . . . . .	124
5.6.2	Suivi de la qualité des détecteurs les uns par rapport aux autres . . . . .	127
5.6.3	Contrôle des taux de comptage . . . . .	129
5.7	Conclusion . . . . .	132
<b>6</b>	<b>Variations du flux de muons et interprétations géologiques</b>	<b>135</b>
6.1	Introduction . . . . .	137
6.2	La zone d'étude . . . . .	137
6.2.1	Le LSBB, un site expérimental privilégié . . . . .	137
6.2.2	Contexte géologique . . . . .	138
6.2.3	Les problématiques hydrogéologiques . . . . .	141
6.3	Étude de faisabilité et comparaison avec les modèles numériques . . . . .	144
6.3.1	Protocole de mesures . . . . .	144
6.3.2	Sensibilité à de faibles variations de profondeur . . . . .	145
6.3.3	Les mesures à plus grandes profondeurs . . . . .	148
6.4	Estimation de la densité . . . . .	148
6.4.1	La surface effective des détecteurs . . . . .	148
6.4.2	Étude comparative . . . . .	150
6.4.3	Discussion . . . . .	151
6.5	Évolution temporelle . . . . .	153
6.5.1	Calcul des flux intégrés . . . . .	153
6.5.2	Fluctuations du flux de muons en surface . . . . .	154
6.5.3	Variations temporelles et interprétations géologiques . . . . .	163
6.6	Conclusion . . . . .	166
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>169</b>

Annexe A : Estimation de la quantité de multi-muons	171
Annexe B : Extrait d'une table générique	173
Annexe C : Calcul des coïncidences fortuites	174
Actes de conférences	177

# Remerciements

Ces trois années de thèse m'ont apporté leur lot de défis qu'il m'a été permis de relever grâce à l'aide de personnes que je tiens à remercier ici.

En premier lieu, je remercie mon directeur de thèse, Stéphane Gaffet, pour m'avoir permis de mener à bien ce travail de thèse, pour la confiance qu'il m'a accordée et sa disponibilité malgré ses nombreuses charges. Merci à José Busto, co-directeur, pour m'avoir fait découvrir le monde de la physique des particules et pour son soutien tout au long de ces trois années.

Je remercie, Christophe Emblanch et Guillaume Hubert pour avoir relu ce travail, ainsi que Bernard Massinon, Eric Kajfasz et Gilles Micolau pour avoir accepté d'être membre du jury. Je tiens à remercier la Fondation MAIF pour avoir financé cette thèse et pour le suivi et l'intérêt que ses représentants y ont porté.

Un grand merci à Jean-Pierre Ernenwein pour m'avoir permis d'utiliser les scintillateurs liquides et m'avoir guidée tout au long de l'analyse de données. Mes remerciements vont également à Jurgen Brunner pour m'avoir initiée aux outils de simulation du flux de muons, à Thomas Serre pour les discussions sur les différents systèmes de détection et ses conseils avisés sur ce travail ainsi qu'à l'Observatoire Sirène qui a accepté de partager ses données météorologiques.

Je remercie toute l'équipe du LSBB qui m'a accueillie. Ignacio et Jean-Baptiste, vous avez grandement contribué à toute la partie expérimentale, merci pour vos nombreux allers-retours dans les galeries pour déplacer les détecteurs. Naïs, Daniel et Alain, merci pour votre aide, votre disponibilité et votre bonne humeur durant ces trois années.

Merci au CPPM pour m'avoir accueillie et intégrée bien que je sois novice dans le domaine de la physique des particules. Une pensée particulière pour l'équipe Antares, vous m'avez permis, au travers de vos commentaires pertinents, de faire progresser ce travail.

Parce qu'une thèse serait bien moins agréable sans compagnons de route, je tiens à remercier les doctorants et ingénieurs avec qui j'ai partagé ces trois années. Tout d'abord, par ordre chronologique, les étudiants du bureau 205 où les discussions scientifico-philosophiques n'ont pas manqué, Katya, Kostya, Aurore, Raymond et Pierre. Sans oublier Adrien, Carine, Margaux, Marta, Mathieu, Thomas, Walaa.

Et enfin, pour m'avoir soutenue et encouragée durant toutes ces années, un grand merci à mes amis et à ma famille et tout particulièrement ma maman Catherine et mes soeurs Laura et Justine.



# Introduction générale

La tomographie muon, ou muographie, est une technique d'imagerie qui se développe depuis quelques années à la frontière entre deux disciplines : la géologie et la physique des particules. Des particules d'origine cosmique, les muons, sont utilisées pour étudier les propriétés de la matière qu'elles traversent. Les muons sont produits dans l'atmosphère et ont la capacité de traverser des quantités de matières (épaisseur  $\times$  densité) importantes. Leur flux subit une atténuation croissante avec la profondeur et la densité de roche traversée. La mesure de l'absorption des muons permet ainsi d'estimer la densité in situ des roches. D'un point de vue géologique, la connaissance de la densité et la possibilité de suivre son évolution temporelle sont essentielles pour comprendre la structure d'un massif et les processus qui s'y opèrent. La localisation des zones endommagées et de la fracturation renseigne sur l'état mécanique de l'édifice et ses potentielles instabilités. L'évolution de la porosité et de la saturation en eau des roches témoignent de la dynamique hydrogéologique en subsurface. La muographie présente des avantages pour étudier ces processus. Les muons sont un vecteur passif d'informations présent en continu sur toute la surface du globe. De plus, la mesure du flux de muons ne nécessite pas une proximité immédiate avec l'objet étudié, ce qui en fait un outil adapté aux sites inaccessibles. La muographie est appliquée sur des édifices géologiques, principalement des volcans, depuis une vingtaine d'années. Mais de nombreux défis demeurent aujourd'hui, notamment du point de vue instrumental avec la réduction du bruit (physique et électronique) et l'amélioration des résolutions spatiales, angulaires et temporelles.

Les travaux de thèse présentés dans ce document s'inscrivent dans le cadre du projet Tomographie Temporelle de la Densité par la Mesure des Muons (T2DM2) qui propose de développer la muographie à partir d'un nouveau système de détection : les caméras MUST<sup>2</sup> ("MUon Survey and Tomography based on Micromegas detectors for Unreachable Sites Technology"). Ces caméras seront prochainement déployées au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) de Rustrel (France) qui constitue un environnement privilégié pour leur étalonnage. L'objectif est d'utiliser cet environnement souterrain en tant que démonstrateur avant une diffusion de l'outil MUST<sup>2</sup> sur d'autres cibles géologiques. De plus, le LSBB offre un accès à la zone non saturée de l'aquifère karstique de la Fontaine-de-Vaucluse, l'un des plus vaste bassin d'alimentation d'Europe. La muographie doit, dans ce contexte, permettre d'améliorer la compréhension de la dynamique de fonctionnement de la zone non saturée en identifiant les zones de stockage et de transfert ainsi que le temps de séjour de l'eau dans le massif.

Le **chapitre 1** propose une description des rayons cosmiques avec une attention particulière pour les muons et leur caractérisation. Découverts en 1936, les muons et plus

particulièrement leur flux constituent le vecteur d'information pour l'imagerie muonique. De part leur masse importante, les muons interagissent peu avec la matière et peuvent ainsi traverser jusqu'à plusieurs kilomètres de roche.

Ils sont utilisés pour la première fois pour étudier un volume rocheux en 1955 (George, 1955), puis en 1970 (Alvarez *et al.*, 1970) en archéologie. Depuis le début du XXI<sup>ème</sup> siècle, une multiplication des projets autour de la tomographie muon et une diversification des domaines d'application est observée. L'expansion de cette technique est illustrée dans le **chapitre 2** au travers d'exemples de travaux. Le positionnement du projet T2DM2, dans ce contexte, y est précisé et notamment le choix du système de détection qui répond aux enjeux actuels en terme de réduction du bruit et de résolutions. Enfin, l'utilisation de la muographie en autonomie et en complément des méthodes de prospection géophysique conventionnelles (i.e. gravimétrie, résistivité électrique) est discutée.

Une partie de la thèse est consacrée à l'étude théorique des flux de muons en profondeur. L'atténuation des muons est liée à leurs interactions avec la matière traversée et aux pertes d'énergie qui en résultent. Ces processus de pertes d'énergie constituent la base du calcul du flux de muons en profondeur. Les simulations décrites dans le **chapitre 3** déterminent le potentiel d'observation des variations de densité associées aux processus hydrogéologiques. Les interactions des muons sont également impactées par la nature des atomes qui composent la roche. L'influence de ce second paramètre sur le flux de muons est quantifiée et comparée à celle de la densité. Afin de guider la mise en place des protocoles expérimentaux quelques soient les profondeurs de roche investiguées, les durées minimales d'acquisition nécessaires pour observer des variations de densité sont déterminées. Ces simulations peuvent être utilisées aussi bien pour l'identification des transferts des masses d'eau dans un massif que pour d'autres problématiques géologiques.

Lorsqu'ils traversent la matière, les muons sont soumis aux pertes d'énergies mais également aux processus de diffusion, c'est à dire que leurs trajectoires sont déviées. Cette diffusion, étudiée dans le **chapitre 4**, est jusqu'à présent négligée en contexte géologique. Elle est en effet modérée dans le cas des roches. Cependant, les volumes étudiés sont souvent larges de plusieurs centaines de mètres ce qui peut générer une incertitude sur le positionnement de la particule en profondeur de plusieurs dizaines de centimètres. Or, cette incertitude peut avoir des conséquences sur les reconstructions tomographiques et leurs interprétations. L'influence de la diffusion sur le flux de muons est déterminée dans le cas de topographies irrégulières et sur des modèles présentant des hétérogénéités verticales de densité.

Les deux derniers chapitres de la thèse portent sur les travaux expérimentaux réalisés durant cette thèse. Les flux de muons ont été mesurés dans les galeries du LSBB durant 16 mois consécutifs. Cette première campagne de mesure est menée en amont de l'installation des caméras MUST<sup>2</sup>. Le dispositif expérimental, composé de quatre scintillateurs liquides, est décrit dans le **chapitre 5**. Ces détecteurs ont fait l'objet d'un étalonnage au Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) avant leur installation sur le site du LSBB. Le protocole de mesure mis en place et l'adaptation du dispositif à l'environnement souterrain sont détaillés. De plus, un suivi régulier de l'évolution des scintillateurs et de la qualité des signaux enregistrés a été réalisé.

Les données acquises au LSBB sont analysées et interprétées dans le **chapitre 6**. La faisabilité de la muographie est démontrée expérimentalement et les flux obtenus à différentes profondeurs sont comparés aux simulations numériques afin d'estimer la densité moyenne du massif. L'évolution temporelle du flux est suivie sur deux périodes de plusieurs mois dans l'objectif d'initier l'approche expérimentale liée aux problématiques de la dynamique des transferts hydrauliques dans la zone non saturée.





# Chapitre 1

## Les muons d'origine cosmique

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1.2</b>	<b>La découverte du rayonnement cosmique</b>	<b>11</b>
1.2.1	Rayonnements ionisants dans l'air	11
1.2.2	Origines du rayonnement ionisant	12
<b>1.3</b>	<b>Débats et découvertes entre 1925 et 1933</b>	<b>12</b>
1.3.1	L'effet de la latitude	13
1.3.2	L'effet Est-Ouest	14
<b>1.4</b>	<b>Du rayonnement cosmique aux gerbes cosmiques</b>	<b>15</b>
1.4.1	Leur mise en évidence par Pierre Auger	15
1.4.2	Le développement des gerbes dans l'atmosphère	15
<b>1.5</b>	<b>Origines des rayons cosmiques</b>	<b>16</b>
1.5.1	Une première approche : l'espace interstellaire	16
1.5.2	Les explosions de supernova	16
1.5.3	Une origine solaire ?	17
1.5.4	Le modèle de Fermi	17
1.5.5	Les rayons cosmiques, messagers du cosmos	18
<b>1.6</b>	<b>Le muon dans le rayonnement cosmique</b>	<b>18</b>
1.6.1	La découverte du muon	18
1.6.2	La production des muons atmosphériques	19
<b>1.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>21</b>

---

# Les muons, particules d'origine cosmique

---

## Résumé

Les muons constituent le vecteur d'information pour l'imagerie muonique. Ils sont introduits dans ce premier chapitre sous forme chronologique. La découverte des rayons cosmiques en 1912 puis, progressivement, de l'ensemble des particules qui le composent ont contribué au développement de la physique des particules. La présence de particules chargées dans le rayonnement cosmique a été mise en évidence au travers de vaste campagnes de mesures menées à la surface du globe. Quelques années plus tard, c'est le système de production de ces particules sous forme de gerbes atmosphériques qui est identifié. L'interaction du rayonnement cosmique primaire, principalement composé de protons, avec les noyaux atmosphériques génère des cascades de particules secondaires dont les muons font partie. Les muons, découverts en 1936, sont produits, dans l'atmosphère, principalement par des pions et des kaons (particules secondaires des rayons cosmiques). Leur caractère relativiste leur permet de rejoindre la surface terrestre et leur masse importante (200 fois celle de l'électron) leur permet, ensuite, de traverser des épaisseurs de matières importantes. C'est pourquoi, ces particules peuvent être utilisées pour sonder la matière qu'elle traverse.

## 1.1 Introduction

Les grandes découvertes qui ont mené à la mise en évidence des rayons cosmiques et des principales caractéristiques de ces derniers sont décrites ci-dessous. Le développement des gerbes atmosphériques et les différentes hypothèses quant à l'origine des rayons cosmiques sont introduits. Une attention particulière est ensuite portée sur les muons.

Le rayonnement cosmique qui entre dans l'atmosphère terrestre est principalement constitué de protons (90%). Ces particules interagissent avec les noyaux atmosphériques et donnent naissance à des particules secondaires qui peuvent, à leur tour, interagir, formant ainsi les gerbes atmosphériques. Les muons, découverts en 1936 par Carl Anderson et Seth Neddermeyer (Neddermeyer & Anderson, 1937), sont l'une de ces particules secondaires. Le muon est une particule chargée identique à l'électron à l'exception de sa masse qui est environ 200 fois supérieure. Chaque minute, environ 10 000 muons atteignent la surface terrestre par  $\text{m}^2$  au niveau de la mer. La masse importante du muon lui confère un caractère très pénétrant que n'ont pas d'autres particules telles que l'électron par exemple. Le muon est donc particulièrement intéressant pour caractériser les matériaux qu'il traverse, d'autant que son absorption dépend des caractéristiques de la matière (épaisseur, densité, composition). Une description des rayons cosmiques et des muons est importante pour mieux comprendre leurs propriétés et leur intérêt, notamment pour l'imagerie des objets géologiques à différentes échelles.

## 1.2 La découverte du rayonnement cosmique

### 1.2.1 Rayonnements ionisants dans l'air

Il faut remonter à la fin du XVIII<sup>ème</sup> siècle pour comprendre les développements scientifiques qui ont mené à la découverte des rayons cosmiques. En 1785, Charles Augustin de Coulomb met en évidence les forces d'attraction et de répulsion entre objets chargés. Celles-ci sont, aujourd'hui, formalisées au travers des lois de Coulomb.

Pour réaliser ces mesures, il utilise son propre électroscope<sup>1</sup> : la balance de torsion de Coulomb composée de deux sphères chargées. Il remarque alors que les sphères se déchargent spontanément et que l'air serait la cause de ce phénomène (Coulomb, 1785). En 1879, William Crookes mesure la vitesse de cette décharge spontanée des électroscopes. Il constate qu'elle diminue avec la pression et confirme ainsi que l'air, ionisé, en est le responsable.

La fin du XIX<sup>ème</sup> siècle est une période d'avancées majeures dans la compréhension de la physique subatomique. En 1895, Wilhem Conrad Röntgen réalise la première radiographie de la main de son épouse à partir des rayons X, inconnus auparavant (Röntgen, 1896). C'est dans le cadre de recherches sur ces rayons X que Henry Becquerel met en évidence, quelques mois plus tard, la radioactivité naturelle. Ces expériences le mènent à

---

1. les électroscopes sont constitués d'un plateau relié à deux objets conducteurs (sphères ou feuilles métalliques). Lorsque l'électroscope est chargé, le phénomène de répulsion des charges de même signe entraîne un écartement des objets métalliques. Ces feuilles se rejoignent quand l'instrument se décharge. Il est possible de charger l'électroscope par apport de charges au niveau du plateau ou de le décharger

la conclusion que les sels d'uranium émettent naturellement des radiations qu'il appelle rayons uraniques. À la même époque, Marie Curie choisit de consacrer ses travaux de thèse à l'étude des rayons uraniques. Elle découvre qu'ils ne sont pas propres à l'uranium mais qu'il s'agit d'une propriété générale de la matière et lui donne le nom de "radioactivité" (Curie, 1898). Henry Becquerel, Pierre et Marie Curie reçoivent le prix Nobel en 1903 pour leurs découvertes sur la radioactivité. Les rayonnements  $\alpha$  et  $\beta$  sont ensuite rapidement identifiés par Ernest Rutherford tandis qu'il faut attendre 1914 pour les rayonnements  $\gamma$ . Les expérimentations de Julius Elster et Hans Geitel vers 1900 sur la décharge des électroscopes dans l'air (Elster & Geitel, 1900) mènent à la conclusion que l'ionisation de l'air est causée par une radioactivité naturelle, intrinsèque à la Terre.

### 1.2.2 Origines du rayonnement ionisant

Au début du XX<sup>ème</sup> siècle, l'ionisation de l'air est désormais un phénomène connu mais son origine est attribuée exclusivement aux radiations provenant de l'intérieur de la Terre. En 1901, Charles Wilson suggère que le rayonnement pourrait aussi avoir une origine extraterrestre. Pour tester cette hypothèse, il réalise des mesures en environnement souterrain, dans un tunnel ferroviaire au Royaume-Uni. Il remarque que les rayonnements ionisants sont toujours présents et surtout il n'observe pas de diminution de ceux-ci par rapport à la surface ce qui ne lui permet pas de valider son hypothèse (Wilson, 1901).

Quelques années plus tard, le père Théodore Wulf étudie l'évolution de ces radiations ionisantes avec l'altitude. En 1910, il compare ces mesures réalisées au sommet et au pied de la tour Eiffel (Wulf, 1910). Bien que le taux d'ionisation diminue quand l'altitude augmente, il n'est jamais nul. La question d'une origine extraterrestre des rayonnements ionisants est alors posée. À la même période, Domenico Pacini constate que, même à une certaine distance des roches de la croûte terrestre, l'ionisation de l'air n'est pas nulle. Ces expériences, menées dans un premier temps à quelques kilomètres au large de la cote, montrent une corrélation entre les taux d'ionisation en mer et sur terre. Il procède ensuite à de nouvelles mesures dans la baie de Livourne et sur le lac Bracciano (Italie), à la surface de l'eau et sous 3 m de profondeur. Il note que les rayonnements ionisants sont plus faibles sous l'eau et surtout que cette diminution est compatible avec une absorption par l'eau des rayons provenant de la surface (Pacini, 1912). Il interprète ces observations en proposant l'existence, dans l'atmosphère, d'un autre rayonnement ionisant. En 1912, Viktor Franz Hess réalise des études de l'ionisation de l'air en fonction de l'altitude, comme le père Théodore Wulf, mais au travers d'une série de mesures à bord d'un ballon qui lui permettent d'atteindre des altitudes plus importantes. Ces observations sont les suivantes, le taux d'ionisation diminue jusqu'à 700 m d'altitude, puis se stabilise et augmente ensuite au-delà de 1500 m. À 5000 m d'altitude les radiations sont deux fois plus importantes qu'au sol (Hess, 1912). L'origine extraterrestre d'une partie des rayonnements ionisants est démontrée : c'est la découverte des rayons cosmiques. Il ne sont pourtant baptisés comme tels ("rayons cosmiques") qu'en 1925 par Robert Millikan. Hess reçoit en 1936 le prix Nobel de physique pour cette découverte.



FIGURE 1.1 – Départ de V. F. Hess pour ces mesures sur les radiations à bord d'un ballon.

## 1.3 Débats et découvertes entre 1925 et 1933

Les années qui suivent ces découvertes sont riches du point de vue du développement instrumental. En 1911, Charles Wilson met au point la chambre à brouillard qui permet pour la première fois de visualiser les traces des particules. En 1928, le compteur Geiger Muller est inventé par les physiciens du même nom, il permet de quantifier les particules qui le traversent grâce à un phénomène d'impulsion électrique (principe de détection détaillé dans le chapitre 2). Cette époque est également marquée par d'intenses débats autour de la nature des rayons cosmiques et particulièrement entre les physiciens Robert Millikan et Arthur Compton de 1925 à 1932. Millikan soutient que le rayonnement est de nature ondulatoire, composé de photons (c'est pour cette raison qu'il les nomme "rayons" cosmiques en 1925) tandis que Compton propose l'hypothèse d'un rayonnement cosmique constitué de particules chargées. La réponse à ces hypothèses est progressivement apportée par les découvertes de l'effet de la latitude et de l'effet Est-Ouest.

### 1.3.1 L'effet de la latitude

En 1927-1928, le physicien Jacob Clay embarque une chambre à ionisation lors de son voyage entre l'île de Java et la Hollande. Il observe une diminution de l'intensité des rayonnements cosmiques dans les régions équatoriales qu'il nomme l'effet de la latitude (Clay, 1927). Comme l'impact du champ magnétique sur la déflexion des particules chargées augmente des pôles vers l'équateur, la diminution de l'ionisation dans les régions équatoriales est donc attribuée au champ magnétique terrestre qui dévie les rayons cosmiques prou-

vant ainsi que ces derniers sont composés de particules chargées. Au travers d’une série de mesures menées par Compton, à partir de 1930, à l’échelle mondiale, sur 69 stations réparties entre 78° Nord et 46° Sud (Figure 1.2), l’effet de la latitude géomagnétique est à nouveau démontré (Compton, 1933).

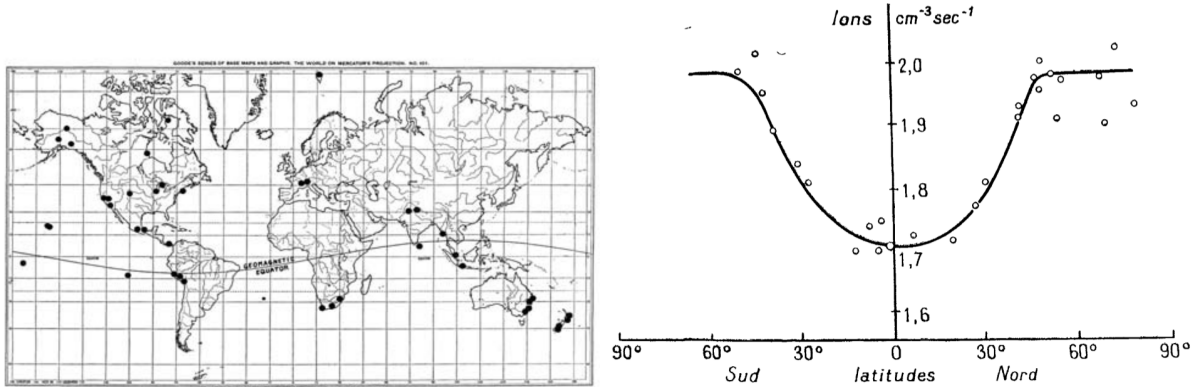


FIGURE 1.2 – (a) Carte des stations d’observation des rayons cosmiques pour les mesures menées par Compton à l’échelle mondiale, d’après Compton (1933) ; (b) Variations du rayonnement cosmique en fonction de la latitude, d’après Leprince-Ringuet & Auger (1934)

Malgré les observations de Clay et Compton qui mettent en avant l’effet de la latitude et donc la nature particulière du rayonnement cosmique, Millikan maintient sa théorie. Notamment parce qu’il a lui même réalisé des mesures, en 1925, qui l’ont amené à conclure à l’absence d’effet de la latitude sur le taux d’ionisation. Le désaccord entre Millikan et Compton, tous deux lauréats du prix Nobel, se poursuit ainsi durant plusieurs années. La une du *New York Times* du 31 Décembre 1932 “Millikan retorts hotly to Compton in cosmic ray clash” témoigne de la virulence des débats entre les deux scientifiques.

### 1.3.2 L’effet Est-Ouest

En 1933, Pierre Auger et Louis Leprince-Ringuet observent à leur tour une diminution du taux d’ionisation au niveau de l’équateur qu’ils quantifient à 15% entre 0° et 30° de latitude géomagnétique (Leprince-Ringuet & Auger, 1934) (Figure 1.2). Ils remarquent également que le rayonnement provenant de l’Ouest est plus important que celui provenant de l’Est.

Quelques années auparavant, Bruno Rossi a démontré que si les rayons cosmiques sont majoritairement composés de particules chargées positivement, l’intensité des rayonnements provenant de l’Ouest devrait être plus importante (Rossi, 1930). À l’inverse, des particules chargées négativement génèreraient un excès à l’Est. Cette asymétrie Est-Ouest est également prédite par l’abbé Georges Lemaître mais c’est T. Johnson (Johnson, 1933) et L. Alvarez et A. H. Compton (Alvarez & Compton, 1933) qui l’observent les premiers au travers de leurs expériences respectives. Les mesures réalisées par Rossi trois ans après le développement de sa théorie, en Érythrée, confirment cet effet Est-Ouest (Rossi, 1934a).

La multiplication des expériences autour des rayons cosmiques pendant cette période a permis de valider la présence de particules chargées, principalement positivement, dans le rayonnement cosmique.

## 1.4 Du rayonnement cosmique aux gerbes cosmiques

### 1.4.1 Leur mise en évidence par Pierre Auger

À partir de 1934, Bruno Rossi constate que les taux de coïncidences (détectations synchrones) entre deux compteurs Geiger, éloignés l'un de l'autre, sont plus élevés que les taux de coïncidences fortuites dues au hasard (Rossi, 1934b). Mais c'est au physicien français Pierre Auger que l'on doit véritablement la découverte des gerbes cosmiques. En 1937, il installe des détecteurs à Paris, au Pic du Midi, ainsi qu'à l'observatoire de Jungfraujoch en Suisse. Son système de détection de particules chargées est composé de deux compteurs Geiger-Muller, placés en coïncidence pour réduire le bruit de fond. Mais l'utilisation de deux détecteurs laisse suspecter des coïncidences fortuites, c'est à dire deux particules interagissant chacune avec l'un des détecteurs dans un même intervalle de temps, notamment du fait de la radioactivité. En réponse à ce problème, Auger améliore la résolution temporelle de ces détecteurs. Cependant, il n'observe pas la diminution attendue du taux d'évènements fortuits. Auger augmente alors la distance entre les détecteurs jusqu'à atteindre plusieurs centaines de mètres et ajoute une chambre à brouillard (principe décrit dans le chapitre 2) à son dispositif pour ces expériences à Jungfraujoch. Malgré cela, il constate que les taux de coïncidences sont toujours supérieurs aux fortuits. Il en conclut que les particules atteignant la surface terrestre sous forme de grandes gerbes sont des particules secondaires (Auger, 1939). La particule incidente du rayonnement cosmique interagit avec l'atmosphère et produit une gerbe de particules secondaires. Il établit également une corrélation entre la dimension des gerbes et l'énergie de la particule incidente et en déduit que cette énergie peut atteindre plus de  $10^{15}$  eV<sup>2</sup>.

### 1.4.2 Le développement des gerbes dans l'atmosphère

Les grandes gerbes atmosphériques sont produites par l'interaction des particules cosmiques primaires avec les noyaux atomiques de l'atmosphère (Figure 1.3). Ce rayonnement primaire a une origine cosmique. Il est principalement composé de protons ( $\approx 90\%$ ), de noyaux d'hélium et d'électrons. En interagissant avec les noyaux atomiques de l'atmosphère, le rayonnement cosmique primaire produit un grand nombre de particules secondaires. Elles entrent, à leur tour, en collision avec l'atmosphère, produisant de nouvelles particules. C'est ainsi que se développent les gerbes ou cascades atmosphériques. Les particules secondaires produites peuvent, en fonction de leur énergie et des conditions atmosphériques, atteindre la surface terrestre. Selon la particule qui interagit avec l'atmosphère, la gerbe produite peut être de différentes natures : électromagnétique ou hadronique. Les gerbes électromagnétiques se développent au travers d'interactions du même nom et sont issues de muons ou d'électrons tandis que les gerbes hadroniques sont sensibles aux interactions fortes et sont produites par des hadrons (neutrons, protons, pions). Les gerbes hadroniques peuvent donner naissance à des gerbes électromagnétiques. À l'inverse, les gerbes électromagnétiques ne contiennent pas de hadrons et sont plus courtes. Ces grandes gerbes atmosphériques peuvent produire plusieurs milliards de particules dont

---

2. L'électron-volt est l'unité utilisée en physique pour quantifier l'énergie des particules. Elle correspond à l'énergie cinétique d'un électron accéléré, depuis le repos, par une différence de potentiel d'un volt



certaines atteignent la surface terrestre. Une personne se trouvant au niveau de la mer est, par exemple, traversée chaque seconde par quelques centaines de particules. Ce taux d'ionisation augmente en altitude.

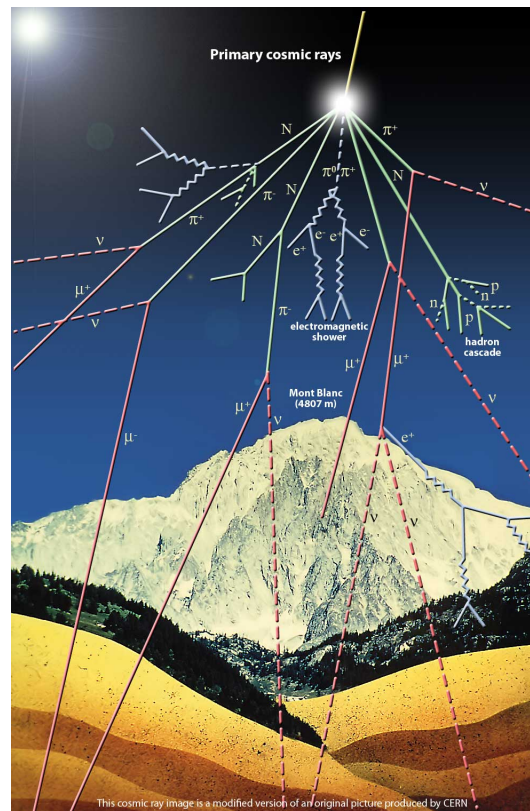


FIGURE 1.3 – Formation des gerbes atmosphériques à partir de l'interaction des rayons cosmiques primaires avec les noyaux atmosphériques. Certaines particules telles que les kaons, par exemple, ne sont pas représentées sur cette figure. Modifié à partir d'une image du CERN

## 1.5 Origines des rayons cosmiques

### 1.5.1 Une première approche : l'espace interstellaire

D'après R. Millikan (Millikan, 1933), les rayons cosmiques trouvent leur origine dans l'espace interstellaire (espace entre les étoiles). Cependant, toute la démonstration faite par Millikan est basée sur le postulat que les rayons cosmiques sont formés de photons et que la latitude n'a pas d'influence sur ceux-ci. Cette hypothèse d'une origine interstellaire des rayons cosmiques a été infirmée par les découvertes des effets de la latitude et des effets Est-Ouest qui ont conduit à la conclusion d'un rayonnement cosmique constitué de particules chargées.

### 1.5.2 Les explosions de supernova

En 1934, W. Baade et F. Zwicky (Baade & Zwicky, 1934) proposent que l'origine des rayons cosmiques soit liée à des processus sporadiques tels que des explosions de supernova.

L'explosion de supernova permettrait de produire des particules très énergétiques qui justifieraient l'intensité du rayonnement cosmique. En effet, les observations de l'intensité des rayons cosmiques réalisées par Regener (Regener, 1933), Millikan, Bowen et Neher (Bowen *et al.*, 1933) sont en accord avec l'hypothèse des supernova. Baade et Zwicky vont plus loin dans leur hypothèse puisqu'ils proposent d'observer les variations, sur de courtes périodes de temps, de l'intensité du rayonnement cosmique. En déterminant le temps et la direction du maximum d'intensité il serait possible de localiser la supernova responsable de ce rayonnement dans l'un de nos systèmes voisins.

### 1.5.3 Une origine solaire ?

Après la seconde guerre mondiale, Alfvén, Richtmyer et E. Teller (Alfvén *et al.*, 1949) soutiennent l'idée d'une origine solaire des rayons cosmiques. D'après eux, les rayons cosmiques ne pourraient pas provenir de tout l'espace galactique du fait des très grandes quantités d'énergie impliquées dans ces radiations et de l'absence de connaissances d'un mécanisme d'accélération de ce rayonnement suffisamment efficace. Il est aujourd'hui admis que les particules de faibles énergies (jusqu'à quelques GeV) ont une origine principalement solaire.

### 1.5.4 Le modèle de Fermi

Enrico Fermi propose en 1949 dans son article "On the Origin of Cosmic Radiation" (Fermi, 1949) une théorie pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques. Ces derniers seraient générés par l'explosion d'étoiles très massives en fin de vie : les supernova. Cette explosion produit un front d'onde et un intense champ magnétique qui retient les protons. Ces protons subissent les mécanismes de l'accélération de Fermi. Une particule chargée, dans un champ magnétique, peut gagner de l'énergie lors de collisions frontales ou en perdre en cas de collisions de dépassement (Figure 1.4). Dans le cas des explosions de supernova, les protons ont un mouvement aléatoire et peuvent traverser le front d'onde créé par le choc. Or, Fermi a démontré que, dans ce contexte, la probabilité des collisions frontales est plus importante que celle des collisions de dépassement. En traversant le front d'onde, les protons ont donc, en moyenne, tendance à gagner de l'énergie. La multiplication des passages du front d'onde permet ainsi aux protons d'augmenter leur énergie jusqu'à ce qu'elle devienne suffisamment importante pour leur permettre de se libérer du champ magnétique. Les protons, très énergétiques, se propagent alors dans l'espace interstellaire.

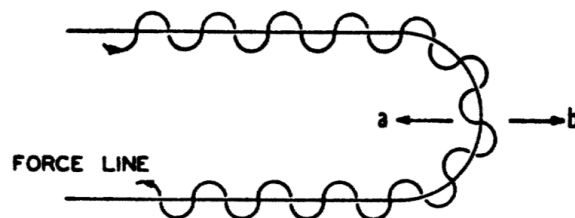


FIGURE 1.4 – Réflexion d'une particule cosmique. L'énergie de la particule augmente lors des collisions frontales (a) tandis qu'elle est réduite au cours des collisions de dépassement (b), d'après Fermi (1949)

### 1.5.5 Les rayons cosmiques, messagers du cosmos

Plusieurs hypothèses ont été proposées pour répondre à la question de l'origine des rayons cosmiques. Aujourd'hui, si les scientifiques s'accordent sur l'origine solaire des plus faibles énergies, celle du rayonnement de ultra-haute énergie demeure difficile à démontrer. Le spectre en énergie des particules primaires, avant leur interaction avec l'atmosphère, s'étend sur 12 ordres de grandeur tandis que les variations du flux couvrent 32 ordres de grandeur (Figure 1.5). Ce spectre, hors équilibre, conserve une grande régularité malgré les origines diverses de ces particules. Au-delà de 10 GeV, le spectre suit globalement une loi de puissance. Il peut être divisé en trois composantes :

- Les particules les moins énergétiques (entre  $\sim 10^3$  eV et  $\sim 10^9$  eV) ont principalement une origine solaire et sont modulées par les vents solaires.
- Entre  $\sim 10^9$  eV et  $\sim 10^{15}$  eV, le rayonnement proviendrait de sources extra-solaires, essentiellement des explosions de supernova de notre galaxie et dont les mécanismes d'accélération sont proposés par Fermi (Fermi, 1949).
- Les rayons cosmiques de très haute énergie (entre  $\sim 10^{15}$  eV et  $\sim 10^{20}$  eV) dont l'origine est une énigme encore aujourd'hui.

Deux principales ruptures de pente sont observées dans ce spectre. Elles sont communément nommées "le genou" à environ  $5 \times 10^{15}$  eV et "la cheville" à  $\sim 10^{18}$  eV. Au vue des spectaculaires énergies atteintes, il est très probable que les particules, au-delà de  $\sim 10^{15}$  eV soient d'origine extra-galactique. Plusieurs hypothèses sont avancées pour expliquer ces énergies considérables, notamment, (i) les noyaux actifs de galaxies ou les quasars (noyaux compacts très lumineux qui seraient liés à une accréation autour d'un trou noir supermassif), (ii) les sursauts gamma (ou Gamma-Ray Bursts, GRB) (Klebesadel *et al.*, 1973) qui sont des émissions de photons très intenses et extrêmement lumineuses dans l'univers.

Les particules dont l'énergie est inférieure à  $\sim 10^{14}$  eV peuvent être observées depuis l'espace ou depuis la haute atmosphère, notamment grâce aux spectromètres AMS (Aguilar *et al.*, 2013) sur la station spatiale internationale ou au télescope spatial Fermi (J. *et al.*, 2010). Pour des énergies supérieures, des systèmes de détection à la surface de la Terre permettent de reconstruire les grandes gerbes atmosphériques et d'obtenir ainsi des informations sur la particule primaire les ayant générées. Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie sont particulièrement intéressants pour étudier leur origine puisque, du fait de leur énergie importante, leur trajectoire est peu défléchi (à l'inverse du rayonnement de faible énergie qui subi de nombreuses interactions le rendant isotrope et difficile à interpréter pour reconstruire son origine). Mais ces particules de ultra-haute énergie sont très rares, nécessitant des surfaces de détections importantes pour espérer les observer.

## 1.6 Le muon dans le rayonnement cosmique

### 1.6.1 La découverte du muon

En 1932, B. Rossi (Rossi, 1933) étudie l'absorption des rayons cosmiques dans le plomb. Il observe qu'une partie des rayons cosmiques est capable de traverser des épaisseurs importantes de plomb. Associés à la théorie de Bethe et Heitler (Bethe & Heitler, 1934) concernant l'importance des processus radiatifs dans les pertes d'énergie, ces résultats

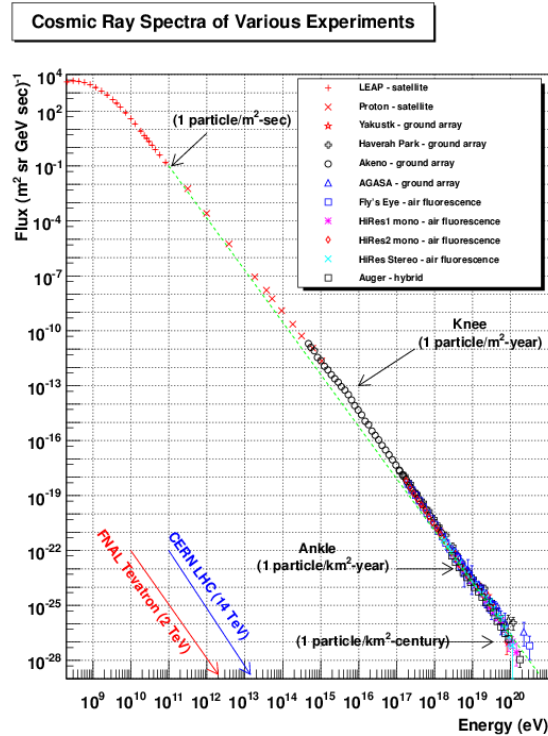


FIGURE 1.5 – Spectre en énergie des rayons cosmiques à partir des données de différentes expériences, d'après Hanlon (2008)

sont les premiers indices indiquant l'existence de deux types de particules. La multiplication des expériences autour du caractère pénétrant des rayons cosmiques permet aux scientifiques de mettre en évidence les deux composantes du rayonnement cosmique. La composante dite "molle" est facilement absorbable et produit de nombreuses gerbes électromagnétiques alors que la composante dite "dure" est très pénétrante. En 1936, Carl D. Anderson et Seth H. Neddermeyer mènent des recherches sur le rayonnement cosmique au sommet de Pikes Peak (Colorado, USA) à 4300 mètres d'altitude à l'aide de chambres à brouillard (mises au point par Wilson en 1911) soumises à un champ magnétique. Ce détecteur permet d'observer les particules qui le traversent et leurs trajectoires. Lors de leurs expérimentations, Anderson et Neddermeyer (Neddermeyer & Anderson, 1937) identifient des particules dont le rayon de courbure est plus faible que celui des électrons et plus important que celui des protons (Figure 1.6). Ils concluent à l'existence d'une nouvelle particule baptisée mésotron, de masse intermédiaire entre les électrons (légers) et les protons (lourds). Elle appartient à la composante dure du rayonnement cosmique. L'année suivante, J. C. Street et E. C. Stevenson estiment la masse de cette particule à  $\approx 106 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$  (environ 200 fois plus importante que celle de l'électron). Le mésotron fut rebaptisé méson  $\mu$  puis muon du fait de ses différences avec les autres mésons identifiés.

## 1.6.2 La production des muons atmosphériques

Les muons sont principalement le produit des désintégrations de certains mésons : les pions et les kaons.

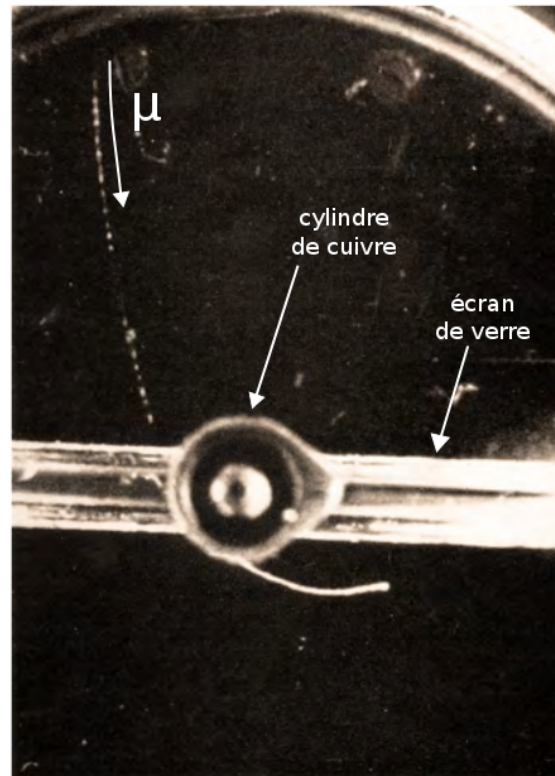


FIGURE 1.6 – Cliché d'un muon pris en 1938 illustrant le passage d'un muon dans une chambre à brouillard. Un écran de verre et un cylindre de cuivre se trouvent au centre de la chambre. Le muon entre dans la chambre à brouillard au niveau de la partie supérieure de la figure. Sa trajectoire, discontinue et presque rectiligne, indique peu d'interactions et donc une énergie importante de la particule. Suite à son passage au travers la matière, au centre de la chambre, la trajectoire de la particule présente un rayon de courbure plus marqué car elle est davantage affectée par le champ magnétique qui règne dans la chambre. Le muon a donc perdu de l'énergie en traversant l'écran, modifié d'après Neddermeyer & Anderson (1938)

Lors de la découverte des pions en 1947, Cecil Powell et Giuseppe Occhialini constatent qu'ils se désintègrent en une particule plus légère : le muon. Les pions chargés ( $\pi$ ), qui sont des particules secondaires produites dans les gerbes atmosphériques (gerbes hadroniques), se désintègrent dans plus de 99% des cas en un muon ( $\mu^-$ ) ou anti-muon ( $\mu^+$ ) et un anti-neutrino muonique ( $\bar{\nu}_\mu$ ) ou neutrino muonique ( $\nu_\mu$ ) au travers d'une interaction faible (1.1).



Les kaons chargés ( $\kappa$ ) qui sont aussi des particules secondaires des gerbes hadroniques contribuent également à la production des (anti)muons. Celle-ci représente environ 64% de leurs désintégrations (1.2).



Les pions sont les parents directs de plus de 90% des muons atmosphériques tandis que les kaons le sont pour moins de 1%.

Le muon a un temps de vie de  $2.2 \mu\text{s}$  dans son référentiel. Cependant, il est généralement produit à une vitesse proche de celle de la lumière dans l'atmosphère. Le principe de dilatation du temps en relativité restreinte implique qu'il a une durée de vie de quelques secondes dans un référentiel terrestre.

## 1.7 Conclusion

Les découvertes associées au rayonnement cosmique furent nombreuses depuis la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle et régulièrement couronnées de prix Nobel. Il s'agit d'une véritable révolution dans le domaine de la physique. La mise en évidence de nouvelles particules (i.e. muons, pions, kaons, etc) a permis le développement du Modèle Standard de physique des particules. De nombreuses expériences de grandes ampleurs (Antares, Auger, Hess, etc) ont vu le jour pour étudier ces rayons cosmiques et ainsi contribuer à une meilleure compréhension de l'univers qui nous entoure. Au travers de cette thèse, ces particules sont utilisées, non pas pour sonder leurs origines d'un point de vue cosmologique ou astronomique, mais pour investiguer des objets terrestres. Les muons, plus particulièrement, sont un vecteur passif et naturel, capable de traverser des épaisseurs de matières importantes. De plus, leur absorption fournit des informations sur la matière traversée et notamment sur sa densité. C'est pourquoi les muons constituent un outil, non seulement en physique, mais également, depuis quelques années, dans d'autres disciplines dont la géologie.



# Chapitre 2

## La muographie : du principe aux développements récents

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>25</b>
<b>2.2</b>	<b>Principe</b>	<b>25</b>
<b>2.3</b>	<b>Premières mesures de l'atténuation du flux de muons</b>	<b>26</b>
2.3.1	Les muons au service de l'archéologie	26
2.3.2	Les débuts de l'imagerie basée sur les muons en volcanologie	27
<b>2.4</b>	<b>Les développements récents de la muographie</b>	<b>29</b>
2.4.1	Multiplication des cibles en volcanologie	29
2.4.2	Diversification des domaines de recherche et multiplication des projets	30
2.4.3	Des études basées sur la diffusion des muons dans la roche	32
2.4.4	Le positionnement du projet T2DM2	34
<b>2.5</b>	<b>Les détecteurs à muons</b>	<b>35</b>
2.5.1	Les détecteurs visuels	35
2.5.2	Les scintillateurs	36
2.5.3	Les détecteurs gazeux	38
<b>2.6</b>	<b>La tomographie muonique dans le cadre de la prospection géophysique</b>	<b>41</b>
2.6.1	La résistivité électrique	42
2.6.2	La gravimétrie	42
2.6.3	Les apports de la muographie	42
<b>2.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>43</b>

---



# La muographie : du principe aux développements récents

---

## Résumé

La tomographie muons ou muographie est une technique récente d'imagerie utilisant les propriétés de propagation des muons d'origine cosmique dans la matière pour estimer la densité et parfois la composition de cette matière. Cette méthode est basée sur le principe d'atténuation ou de diffusion des muons dans la roche. Depuis plusieurs années, elle s'est particulièrement développée en géologie, discipline dans laquelle, seuls les processus d'atténuation des muons sont, jusqu'à présents, considérés. Les potentiels de cette technique sont illustrés par la présentation de différentes études dans ce chapitre. De la volcanologie à l'exploration de la planète Mars, la multiplication et la diversité des projets autour de la tomographie muons témoignent de l'intérêt croissant qui lui est porté. Cette méthode étant récente, de nombreux défis restent à relever et notamment autour du système de détection. Plusieurs détecteurs sont aujourd'hui développés et utilisés afin de répondre au mieux aux contraintes en terme de résolutions, de réduction du bruit et d'adaptabilité aux conditions environnementales. En parallèle, les premières comparaisons entre la muographie et les méthodes géophysiques conventionnelles (résistivité électrique et gravimétrie) ont apporté des résultats très encourageants. Le projet T2DM2 (Tomographie Temporelle de la Densité par la Mesure des Muons) dans lequel s'inscrit ce travail de thèse intervient dans la continuité des études déjà réalisées. Il propose notamment l'étude conjointe des processus d'atténuation et de diffusion des muons dans la roche afin d'affiner les reconstructions tomographiques ultérieures, et le développement de caméras à muons basées sur les Micromegas offrant des résolutions spatiales et angulaires particulièrement intéressantes.

## 2.1 Introduction

La muographie est une récente technique d'imagerie d'objets volumineux, basée sur la mesure des muons d'origine cosmique. Ces particules apportent des informations sur la matière qu'ils traversent suivant deux processus : leur absorption et leur diffusion. La plupart des travaux menés aujourd'hui sont basés sur l'absorption des muons qui est fonction de la quantité de matière ou opacité (épaisseur  $\times$  densité) traversée. Le flux de muons est inversement corrélé à la quantité de matière sur la trajectoire du muon. En général, l'épaisseur de matière étant bien maîtrisée, cette technique permet donc d'identifier sa densité. La connaissance de la densité est essentielle pour comprendre la physique et la dynamique des processus géologiques, c'est pourquoi cette méthode s'est particulièrement développée dans ce domaine.

Ce chapitre s'articule autour des trois grands axes de développement de la tomographie muon. Tout d'abord, la multiplication et la diversification des projets d'imagerie basés sur les muons depuis quelques années, témoignent de l'important potentiel de cette technique. Le développement des détecteurs est également un enjeu majeur avec pour objectif l'évolution vers des systèmes d'une grande adaptabilité et proposant des résolutions très fines. Enfin, la muographie étant une technique récente, sa comparaison avec les méthodes géophysiques classiques pour l'estimation de la densité est essentielle afin de valider son utilisation. À terme, la tomographie muon devra pouvoir être utilisée aussi bien en autonomie qu'en complément d'autres méthodes.

Le projet T2DM2 auquel s'intègre ce travail de thèse a pour objectif l'imagerie densitométrique de massifs, notamment celui de la Grande Montagne, situé au dessus du LSBB, à Rustrel pour localiser et caractériser l'évolution temporelle des processus de transfert hydraulique. T2DM2 se concentre sur l'évaluation des possibilités de la tomographie muon et le développement de détecteurs Micromegas. Le positionnement du projet dans le contexte actuel de la muographie est décrit dans ce chapitre.

## 2.2 Principe

L'imagerie muonique peut être basée sur deux principes : l'atténuation et la diffusion des muons dans la matière (Figure 2.1). Ces deux processus dépendent des propriétés de la matière traversée :

- L'atténuation des muons est liée à leurs pertes d'énergie. Lorsque ces pertes d'énergie sont importantes, le muon est absorbé. Le flux de muons sortant de la matière est alors réduit par rapport au flux de muons entrant. Les pertes d'énergie sont fonction de la quantité de matière traversée (profondeur  $\times$  densité) et de sa composition atomique. Ces processus d'atténuation sont utilisés pour caractériser des matériaux tels que la roche et notamment identifier sa densité.
- La diffusion des muons est associée aux changements de trajectoires des particules lors de leurs interactions avec la matière. La diffusion est particulièrement importante pour les matériaux lourds (dits à  $Z$  élevés). C'est pourquoi ce principe est préférentiellement utilisé pour l'identification de ces matériaux.

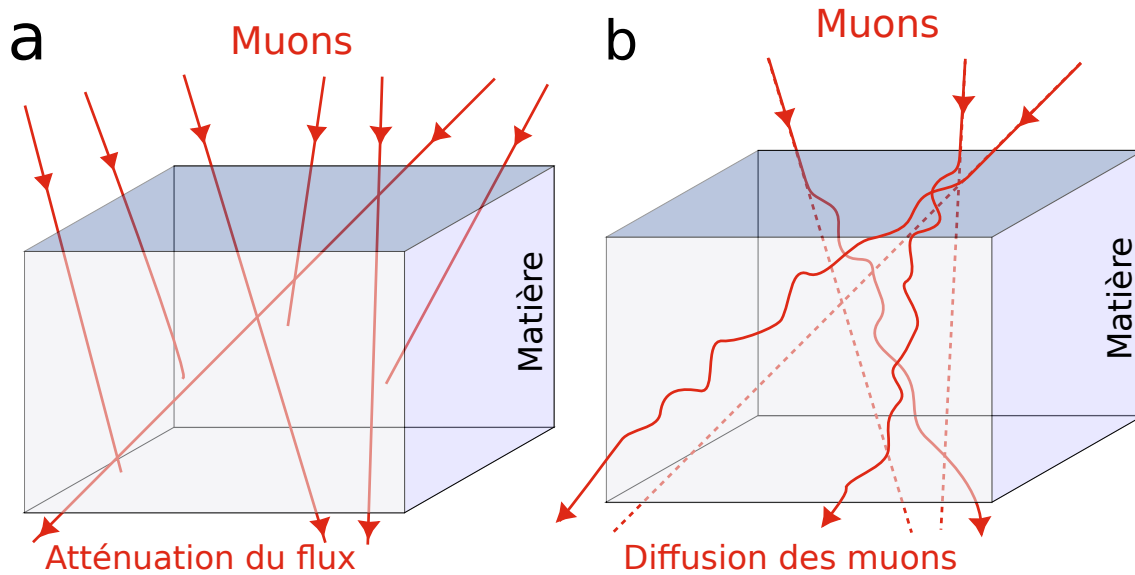


FIGURE 2.1 – (a) Principe d’atténuation des muons dans la matière. (b) Principe de diffusion des muons dans la matière

Quelques soit la matière traversée, ces deux processus, atténuation et diffusion, interviennent mais leur influence sur le flux de muons peut être variable. La tomographie muon est généralement basée sur l’un ou l’autre de ces processus. Les estimations du flux de muons présentées dans ces travaux de thèse sont fondées sur l’atténuation des muons dans la roche, tout en considérant l’influence, secondaire, des processus de diffusion.

## 2.3 Premières mesures de l’atténuation du flux de muons

Dès 1955, George (1955) propose d’utiliser l’atténuation du flux de muons en profondeur pour estimer la surcharge générée par la glace au dessus du tunnel de Guthega Munyang (Australie). Il mesure l’intensité du flux de muons à l’intérieur et à l’extérieur du tunnel et détermine la quantité de matière traversée à partir du rapport de ces flux. Cette première étude marque les débuts de l’utilisation des muons pour la prospection d’objets volumineux.

### 2.3.1 Les muons au service de l’archéologie

L’archéologie fut un domaine pionnier dans l’utilisation des muons pour la tomographie d’objets volumineux. En 1970, le prix Nobel de physique Luis Walter Alvarez et ses collaborateurs (Alvarez *et al.*, 1970) s’intéressent aux pyramides égyptiennes de Khéops et Khéphren. La première présente une structure interne complexe composée de plusieurs passages et chambres tandis que celle de Khéphren (fils de Khéops), située à seulement quelques centaines de mètres, présente une structure très simple avec deux passages et une chambre : la chambre de Belzoni (Figure 2.2).

La question de la présence d’une ou plusieurs chambres dissimulées dans la pyramide de Khéphren est alors posée. Afin de sonder cette pyramide, des détecteurs de muons (chambres à étincelles et scintillateurs) ont été placés dans la chambre de Belzoni. Les

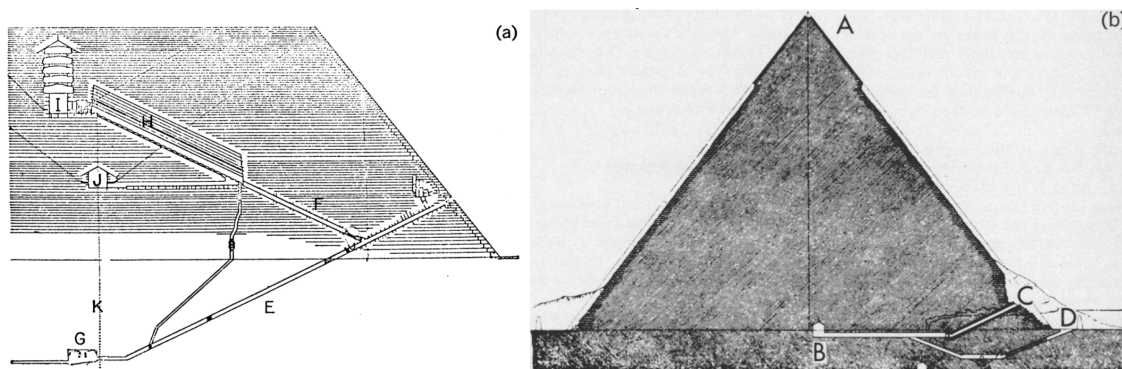


FIGURE 2.2 – (a) Pyramide de Khéops avec une structure interne complexe. (b) Pyramide de Khéphren qui présente une structure interne très simple avec la chambre de Belzoni dans la partie centrale de la pyramide où ont été placés les détecteurs à muons, d'après Alvarez *et al.* (1970)

résultats ont, d'une part, permis de prouver l'absence de chambre supplémentaire dans la zone sondée de la pyramide de Khéphren mais surtout ils ont validés la méthode qui a ensuite pu être utilisée sur d'autres pyramides.

En 1988, le principe d'absorption des muons dans la roche est utilisé pour radiographier le temple de Higashi-Honganji à Nagoya, Japon (Minato, 1988). Plus récemment, la pyramide du soleil, au Mexique, a été imagée à partir de la même approche et des zones de plus faibles densités ont pu être identifiées (Nowikowski, 2014). La pyramide maya de La Milpa, au Nord-Ouest du Belize fait également l'objet d'investigations basées sur les muons depuis une dizaine d'années (Group, 2004).

### 2.3.2 Les débuts de l'imagerie basée sur les muons en volcanologie

Il faut attendre plusieurs années pour que la muographie soit introduite en géologie et plus particulièrement en volcanologie. En 1995, Nagamine *et al.* (1995) proposent d'utiliser les muons pour la prédiction des éruptions volcaniques. Dans un premier temps, ils démontrent numériquement la faisabilité expérimentale de la méthode. Ils prévoient déjà qu'une variation de 10% de densité de la roche entraîne un changement de 16% du flux de muons proches de l'horizontale ( $\sim 90^\circ$ ). Afin de confirmer l'intensité du flux de muons prédite par ces simulations et la dépendance de ce flux à la densité de la matière traversée, ils choisissent d'imager un relief japonais non volcanique, le Mont Tsukuba. Pour cela, ils mettent en place, au pied du relief, un système de détection composé de trois scintillateurs mis en coïncidence pour reconstruire les trajectoires des particules (voir section 2.5). La mise en coïncidence signifie que, pour être enregistrée, la particule doit avoir déclenché un signal sur plusieurs détecteurs dans un intervalle de temps très court (voir chapitre 5). Des plaques de fer sont intercalées dans ce système afin d'absorber les particules de faibles énergies source de bruit. Les résultats permettent d'identifier clairement le profil de la montagne à partir d'une coupure sur les pixels ayant un taux d'évènement inférieur à 20% du taux maximum. Les résultats des coupures à 20% et 30% sont comparés à une photographie du profil du Mont Tsukuba (Figure 2.3).

Une proportion importante des muons traverse l'édifice et témoigne ainsi de la possibilité d'investiguer sa structure interne. À partir de ces muons, une estimation quantitative

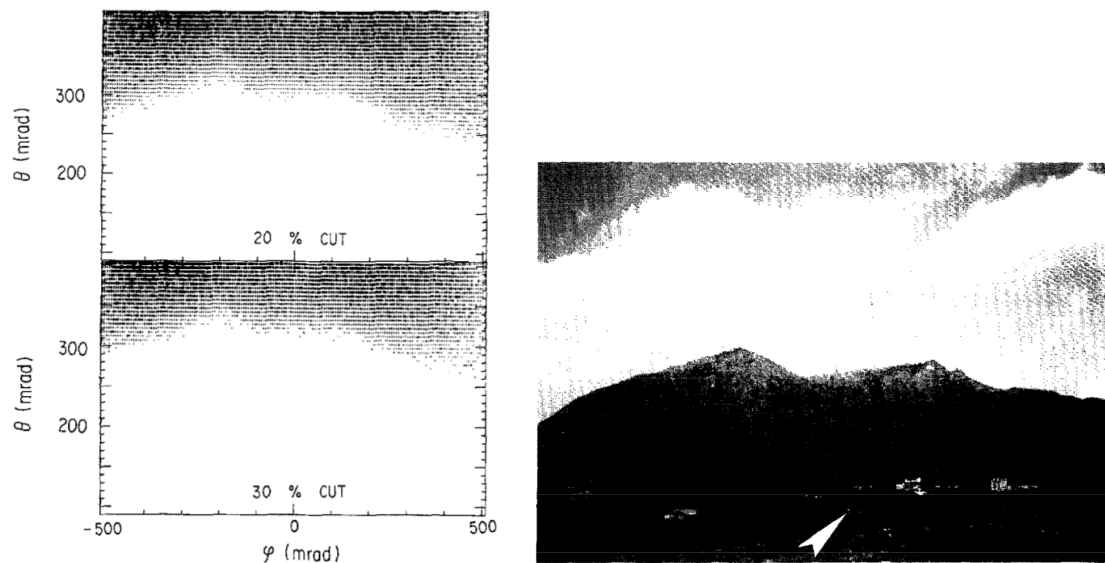


FIGURE 2.3 – (a) Flux de muons mesurés en fonction de l’angle zénithal ( $\theta$ ) et l’angle azimutal ( $\phi$ ) pour des coupures à 20% et 30% des taux d’évènement les plus rares (100% étant le point où le taux d’évènement est maximum); (b) Photographie du Mt. Tsukuba. La position des détecteurs est indiquée par une flèche blanche en bas au centre de la photographie. D’après Nagamine *et al.* (1995)

des cavités présentes dans le relief pourrait être effectuée. D’après Nagamine *et al.* (1995), une anomalie de densité de 4% dans 500 m d’une roche à  $2.5 \text{ g.cm}^{-3}$  serait détectable en quelques jours, à partir d’une surface de détection d’environ  $20 \text{ m}^2$ . Ils suggèrent d’étendre cette méthode (i) à la tomographie tri-dimensionnelle en multipliant les points d’observation et (ii) à l’étude de l’évolution temporelle lorsque la statistique du flux le permet. L’objectif est ici de proposer une nouvelle méthode pour la prédiction du risque volcanique. Plusieurs interrogations demeurent néanmoins sur la contribution du bruit, notamment celui lié aux effets de la diffusion et aux électrons.

Les premières images d’investigations internes d’un édifice volcanique ont été publiées au début des années 2000. Le Mt. Asama (Japon) est étudié à partir d’un système de détection amélioré qui permet d’allonger la durée de mesure et de réduire le bruit causé par la composante molle (Tanaka *et al.*, 2001). Les données acquises sur ce volcan sont en accord avec les simulations Monte Carlo produites en parallèle et témoignent de la présence d’un cratère dans la partie sommitale du volcan. De nouvelles mesures réalisées deux ans plus tard (Tanaka *et al.*, 2003) ont à nouveau démontré la diminution du flux de muons associée à ce cratère et ont permis de préciser que le volume d’occupation de celui-ci était inférieur à 30% (Figure 2.4).

Suite à son éruption en 2004, le volcan Asama a été ré-étudié quelques années plus tard afin d’analyser les modifications de sa structure. Le nouveau monticule de lave, produit par cette éruption, a pu être mis en évidence par la détection d’une région dense (Tanaka *et al.*, 2007). Sous ce monticule, une région de faible densité a été identifiée et reliée au conduit de magma.

La réussite des premières expériences sur les volcans a poussé les équipes japonaises à poursuivre leurs recherches et étudier de nouvelles cibles.

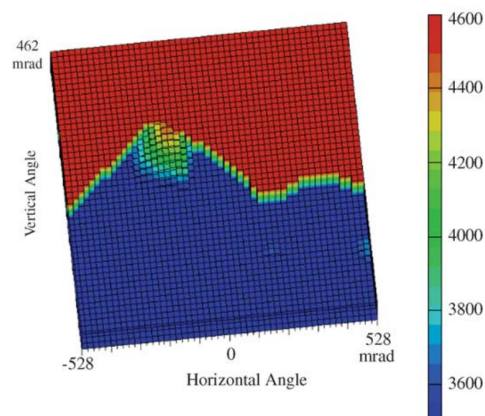


FIGURE 2.4 – Radiographie muon du Mt. Asama, Japon. La partie concave de couleur vert-jaune, au sommet du volcan est associée à une diminution du flux de muons par rapport au reste du volcan (bleu) et correspond à la position du cratère. Cette image a été réalisée avant l'éruption de 2004 qui a affectée ce volcan. D'après Tanaka *et al.* (2003)

## 2.4 Les développements récents de la muographie

### 2.4.1 Multiplication des cibles en volcanologie

Le volcan japonais, Mt. West Iwate fut, lui aussi, imagé à partir des rayons cosmiques (Tanaka *et al.*, 2005). Sur ce volcan, la durée des observations fut relativement longue (1 an entre mai 2002 et mai 2003) puisque l'étude s'est focalisée sur l'évolution temporelle de la structure interne de l'édifice. Une anomalie positive dans le flux de muons est observée sur la période hivernale, et plus particulièrement en novembre, au niveau d'une partie sommitale du volcan (Mt. Kurokura). Cette anomalie de densité est expliquée par une subsidence du niveau d'eau durant cette période. Un équilibre entre évaporation de l'eau et précipitations est maintenu en été tandis qu'en hiver la couverture neigeuse perturbe cette équilibre et serait responsable d'une subsidence du niveau d'eau et donc d'une diminution de la densité. Ces observations témoignent des possibilités de la muographie pour le suivi temporel des variations de densité associées à des processus hydrogéologiques.

D'autres volcans ont été imagés au Japon et dans d'autres pays. Des équipes travaillent notamment sur l'imagerie de volcans italiens. Le Stromboli a fait l'objet de mesures pendant plusieurs mois entre 2011 et 2012 (Strolin, 2013) tandis qu'un second projet nommé MU-RAY se concentre sur l'étude du Vésuve à Naples (Ambrosi *et al.*, 2011) et un autre sur l'Etna (Carbone *et al.*, 2014).

Cette méthode est également développée en France. Le flux de muons est mesuré sur le volcan de la Soufrière en Guadeloupe (Lesparre *et al.*, 2012) depuis plusieurs années. Les données ont été acquises à partir de trois points autour du volcan. L'analyse du flux de muons détectés a permis d'identifier une structure très hétérogène du dôme de lave avec de grands volumes de matière présentant de faibles densités. Ces zones altérées seraient la conséquence de circulations hydrothermales. Le projet TOMUVOL, lui, se concentre sur l'imagerie du Puy de Dôme. Plusieurs campagnes de mesures ont été effectuées en différents points autour du volcan. Une absorption plus importante des muons dans la

partie sommitale de l'édifice est mise en évidence et correspond donc à une zone de forte densité alors que les flancs du volcan sont marqués par une plus faible atténuation du flux de muons (Carloganu *et al.*, 2013).

Les principales différences entre ces équipes de recherche sont les objets étudiés et la nature des détecteurs utilisés. Ces derniers sont présentés dans la suite de ce chapitre.

## 2.4.2 Diversification des domaines de recherche et multiplication des projets

Depuis quelques années les projets autour de l'imagerie basée sur la détection des muons se sont multipliés et les applications de cette méthode se sont étendues à de nombreux domaines. Quelques exemples d'études sont présentés ci-dessous.

### L'étude des circulations hydrogéologiques

Dans la continuité des mesures réalisées sur le Mt. West Iwate (Tanaka *et al.*, 2005) l'approche du point de vue de l'évolution temporelle est exploitée dans des travaux portant sur la zone de faille de Itoigawa-Shizuoka, Japon. Tanaka *et al.* (2011) proposent d'étudier les circulations d'eau associées aux précipitations dans la zone de faille. Lorsque l'eau pénètre dans la roche, la densité moyenne augmente, la quantité de muons traversant cette zone doit donc diminuer. Les flux de muons sont enregistrés sur une période de 27 jours et sur un détecteur de  $6969 \text{ cm}^2$  situé à environ 6 m de la faille. Les corrélations entre les épisodes pluvieux et les flux de muons sont analysées (Figure 2.5). Les modulations des flux de muons sont alors interprétées comme un stockage temporaire de l'eau dans les pores de la roche. Un délai entre les pics de précipitations et la réponse en terme de nombre de muons est mis en évidence. Tanaka *et al.* (2011) observent également que pour des quantités de précipitations similaires, les variations du flux de muons diffèrent. Cette hétérogénéité des réponses en terme de flux de muons est attribuée aux intervalles de temps entre chaque précipitations.

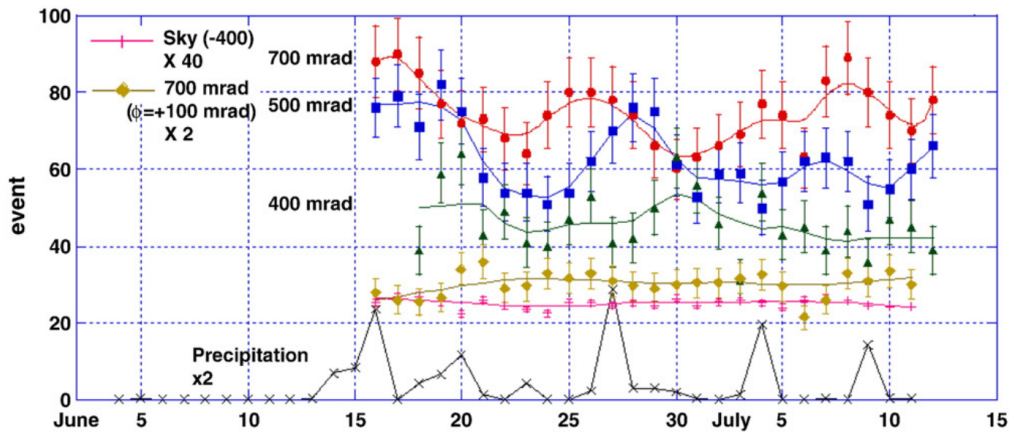


FIGURE 2.5 – Comparaisons des évolutions des flux de muons et des précipitations. Les muons en provenance du ciel et de la zone de faille sont représentés sur cette figure pour différentes ouvertures angulaires par rapport à l'horizontale (0 mrad étant l'horizontale). D'après Tanaka *et al.* (2011)

Les mesures des muons sur cette zone de faille sont également utilisées pour estimer la distribution de la porosité en fonction de la distance à la zone de cisaillement. Tanaka & Muraoka (2013) identifient une faible porosité dans cette zone de cisaillement entourée de zones endommagées poreuses et une densité moyenne qui augmente avec la distance à la zone endommagée.

### **Le stockage de CO<sub>2</sub>**

Le stockage du CO<sub>2</sub> et sa surveillance sont des défis géologiques majeurs de notre époque. L'utilisation des muons cosmiques pourrait permettre de surveiller la migration du CO<sub>2</sub> injecté, en continu, grâce au suivi temporel. Kudryavtsev *et al.* (2012) ont développé un modèle numérique pour estimer la sensibilité de la muographie aux variations de densité associées aux quantités de CO<sub>2</sub> injectées. Le modèle simule un réservoir à environ 1 km de profondeur présentant une porosité de 35%. Ils proposent d'utiliser un détecteur de 1000 m<sup>2</sup> et que 10% du volume du réservoir soit remplacé par du CO<sub>2</sub>. Kudryavtsev *et al.* (2012) démontrent que des variations d'environ 0,3% du flux de muons par an sont induites par l'injection de CO<sub>2</sub>. Ces variations correspondent à une évolution de 0,4% de la densité moyenne du réservoir.

La principale limitation pour la surveillance du CO<sub>2</sub> est la profondeur d'injection du CO<sub>2</sub>. En effet, si le réservoir est à plus de 1000 mètres de profondeur, le flux de muons devient faible et les mesures doivent être réalisées sur de grandes surfaces de détection ou sur de longues périodes pour obtenir des variations de flux significatives.

### **La prospection extra-terrestre**

La diversification des projets ne se limite pas aux prospections terrestres. Une étude récente (Kedar *et al.*, 2013) propose notamment d'imager les objets géologiques présents sur la surface de la planète Mars à partir des muons. L'une des principales difficultés pour de telles investigations est la caractérisation de l'atmosphère de la planète étudiée. Le flux de particules cosmiques en est étroitement dépendant. Dans le cas de la planète Mars, la pression au niveau de sa surface est environ cent fois plus faible que celle de la surface terrestre. Cette faible pression atmosphérique limite les interactions des particules cosmiques avec l'atmosphère. C'est pourquoi, sur Mars, les gerbes n'atteignent pas leur maximum de développement. Dans ce cas, une augmentation de l'épaisseur d'atmosphère favorise le développement des gerbes. Il en résulte une quantité plus élevée de muons proches de l'horizontale que de muons verticaux au niveau de la surface martienne. Le spectre en énergie des muons à la surface est également modifié. Les mesures réalisées au pied des édifices géologiques pourraient ainsi être plus rapides sur la planète Mars que sur Terre. Mais le faible développement des gerbes induit la présence d'autres particules chargées telles que les protons ou les pions qui, sur Terre, sont absorbés par l'atmosphère. Ces particules génèrent un bruit qui doit être considéré pour orienter le choix du système de détection. Les détecteurs à muons déployés sur Terre présentent des avantages intéressants pour l'exploration d'autres planètes. En effet, ceux-ci consomment peu d'énergie (Taira & Tanaka, 2010), ils sont modulables et adaptés aux conditions extrêmes (mouvement, nuit, hiver martien, etc...) (Tanaka *et al.*, 2010; Lesparre *et al.*, 2012). Ils peuvent être associés à d'autres instruments sans générer de perturbations et pourraient acquérir et



transmettre des données en continu. L'étude de Kedar *et al.* (2013) identifie préférentiellement certains objets tels que de petits édifices volcaniques et des grottes. Les flancs de l'édifice volcanique Arsia-Mons (Figure 2.6) sont identifiés comme étant particulièrement intéressants dans le cadre de cette étude.

Les principaux défis qui demeurent à relever pour l'exploration extra-terrestre au travers de la muographie concernent le système de détection. La masse de celui-ci doit être réduite et sa consommation dans un environnement de type martien doit être ré-évaluée. De plus, les détecteurs devront être particulièrement résistants pour survivre au voyage et à la pause sur la surface martienne ainsi qu'aux variations extrêmes de température et aux importantes radiations.

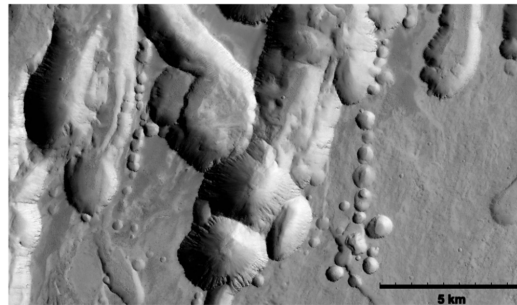


FIGURE 2.6 – Structures d'effondrements gravitaires présentes sur les flancs de Arsia-Mons. Ces structures sont une cible prioritaire pour la radiographie muonique sur Mars puisqu'elles pourraient être un environnement favorable à l'activité biologique. CTX image, MSSS/JPL/NASA ; 7.8° S, 240.6° E. D'après Kedar *et al.* (2013)

## La surveillance climatique

La détection des muons est également source d'informations sur les conditions météorologiques et leurs variations sur le court (Osprey *et al.*, 2009) et long terme (Ambrosio *et al.*, 1997). En effet, la production des muons dans l'atmosphère est fonction de la pression et de la température atmosphérique (voir chapitre 6). Les flux de muons sont donc impactés par les fluctuations de ces paramètres atmosphériques. Cette influence dépend de l'énergie minimale des muons qui sont enregistrés (énergie qui peut être déterminée en fonction de l'épaisseur et de la densité de matière traversée, voir chapitre 3). Utilisant ces propriétés, Osprey *et al.* (2009) mesurent à partir d'un détecteur souterrain (MINOS, Soudan, Minnesota, USA) les phénomènes de vortex polaires dans la stratosphère à l'échelle planétaire. En parallèle, une étude (Tilav *et al.*, 2009) portant sur l'influence des variations atmosphériques sur le détecteur IceCube (détecteur situé dans la glace, au pôle Sud) propose de suivre l'évolution de la couche d'ozone à partir des flux de muons enregistrés.

### 2.4.3 Des études basées sur la diffusion des muons dans la roche

L'interaction des muons avec la matière est responsable, d'une part, de pertes d'énergies de ces derniers mais également de modifications de leurs trajectoires plus ou moins importantes en fonction du matériau traversé. Deux processus affectent le flux de muons :

l'atténuation et la diffusion. Si l'atténuation est dominante dans le cas des roches, il n'en ai pas de même lorsqu'il s'agit de matériaux lourds, dits "à  $Z$  (numéro atomique) élevé" tels que le tungstène ( $Z=74$ ), le plomb ( $Z=82$ ) ou l'uranium ( $Z=92$ ).

Certaines études (Schultz *et al.*, 2004; Gilboy *et al.*, 2007; Miyadera *et al.*, 2013) utilisent ces propriétés de diffusion des muons comme source d'informations pour la détection des matériaux nucléaires. Le principe de cette méthode est décrit par Borozdin *et al.* (2003), Schultz (2003). Ces études s'inscrivent dans la stratégie de réponse aux attentats du 11 septembre 2001 avec pour objectif l'amélioration de la détection de ces matériaux lors des transports et principalement aux frontières. (Schultz, 2003) démontre au travers de simulations et d'expérimentations le potentiel de cette technique. Des simulations Monte Carlo (Schultz *et al.*, 2004), générant le flux de muons cosmiques (avec le spectre en énergie et la distribution angulaire correspondant au niveau de la mer) et utilisant l'algorithme de reconstruction PoCA, ont confirmé la capacité de localisations d'objets en 3D et l'identification de leur numéro atomique (faible, moyen ou élevé). Pour cela, trois cubes de  $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ , l'un en tungstène ( $Z=74$ ,  $Z$  élevé), l'autre en fer ( $Z=26$ ,  $Z$  moyen) et le dernier en carbone ( $Z=6$ ,  $Z$  faible) sont modélisés dans un volume test. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la Figure 2.7, où les trois cubes peuvent clairement être localisés et identifiés.

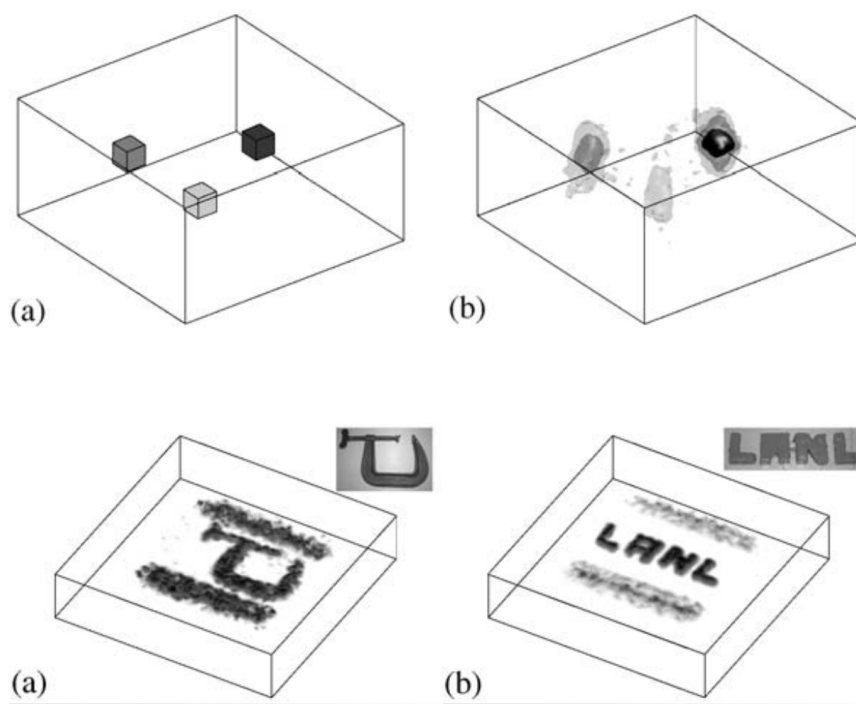


FIGURE 2.7 – (En haut) (a) Représentation de trois cubes en tungstène (noir), fer (gris foncé) et carbone (gris clair) dans un volume et (b) résultats des simulations de la radiographie muons de ces trois objets. (En bas) Résultats expérimentaux des radiographies muons d'un serre-joint en acier (a) et des lettres "LANL" composées de fer (b). D'après Schultz *et al.* (2004)

Le potentiel de cette technique est confirmé par des résultats expérimentaux (Schultz *et al.*, 2004). Dans cette étude, les données sont acquises avec des détecteurs placés au-dessus et en dessous de l'objet à imager. Deux configurations sont proposées : un petit

serre-joint en forme de "c" en acier et des lettres "LANL" en fer. Les images, reconstruites à partir de données sur 100 000 muons, de deux objets sont présentées, en bas, sur la Figure 2.7. Les objets sont identifiés avec une bonne résolution. Il est donc démontré, au travers de cette étude (Schultz *et al.*, 2004), que l'imagerie basée sur les propriétés de diffusion des muons dans la matière permet d'approximer le numéro atomique d'un objet et de le localiser dans un volume.

L'utilisation des propriétés de diffusion des muons pour la détection de matériaux lourds s'est essentiellement développée dans le domaine de la sécurité pour l'imagerie de gros volumes tels que les camions (Gilboy *et al.*, 2007). Des travaux pour caractériser les trajectoires des muons au travers de divers matériaux ont permis d'améliorer les algorithmes de reconstruction et de mieux contraindre les faisabilités de la méthode (Benton *et al.*, 2012). Suite au séisme et au tsunami qui ont frappés le Japon le 11 mars 2011, cette méthode a été proposée pour localiser le combustible nucléaire de la centrale de Fukushima qui avait subi d'importantes dégradations. L'imagerie d'une maquette de réacteur a préalablement été menée au laboratoire Los Alamos (Nouveau Mexique, USA) (Perry *et al.*, 2013). Il est démontré que des mesures de quelques mois, à proximité des réacteurs de Fukushima, devraient révéler la distribution spatiale du combustible (Miyadera *et al.*, 2013).

Dans la plupart des études utilisant cette méthode, l'énergie des muons est déterminée grâce à des combinaisons de détecteurs et de plaques de matériaux dont l'épaisseur et la composition est parfaitement connue (Schultz *et al.*, 2004; Pesente *et al.*, 2009). L'objet à imager est placé entre deux détecteurs qui permettent de déterminer la trajectoire de la particule. Une série de matrices de détection, intercalées avec des plaques absorbantes composées de matériaux denses tels du fer ou du plomb, est située au-dessous. L'énergie minimale des muons pour traverser ces plaques absorbantes est maîtrisée. Ainsi, les muons enregistrés sur la matrice située sous le matériau absorbant ont une énergie supérieure au seuil préalablement caractérisé. L'énergie des particules est définie avec d'autant plus de précision que le nombre de matrices de détection et de plaques absorbantes est important. Sur la base des changements de trajectoires associés à l'énergie des particules, la nature atomique de l'échantillon est estimée.

#### 2.4.4 Le positionnement du projet T2DM2

Le projet T2DM2 a pour objectif l'imagerie de massifs rocheux, notamment celui situé au-dessus du LSBB à Rustrel. L'étude menée au cours de cette thèse s'inscrit dans la continuité des celles présentées ci-dessus. L'atténuation des muons dans la roche associée à la densité de la matière traversée est utilisée. La possibilité d'étudier l'évolution temporelle du flux de muons est également exploitée. La muographie est ici utilisée pour caractériser la distribution spatiale et la dynamique temporelle des circulations hydrogéologiques. De la même façon que pour les autres projets basés sur les flux de muons, l'applicabilité de cette technique en fonction des conditions expérimentales est explorée numériquement (voir chapitre 3).

Les travaux basés sur l'atténuation des muons en fonction de la quantité de matière traversée, aussi appelés mesures en transmission, se focalisent sur l'étude d'objets à re-

lativement faibles numéros atomiques tels que les massifs rocheux. Dans ce contexte, les pertes d'énergies des muons dominant sur les processus de diffusion. Mais ces derniers ne sont pas nuls et les mesures expérimentales peuvent alors souffrir de la diffusion continue des muons sur toute leur trajectoire. Cet effet est d'autant plus important que la cible à imager est large ou distante du système de détection. Pour répondre à cette problématique, une étude des impacts potentiels des processus de diffusion dans la roche sur la distribution des muons au niveau du système de détection est proposée (voir chapitre 4).

Le projet T2DM2 se positionne également sur le choix d'un nouveau système de détection pour la tomographie muon : les caméras MUST<sup>2</sup>.

## 2.5 Les détecteurs à muons

Un grand nombre de détecteurs sont aujourd'hui exploités dans le domaine de la tomographie muons. Pour chaque équipe, le choix du détecteur est fonction des objectifs de l'étude et des conditions d'acquisition des données. Mais quelque soit le type de détecteur, les enjeux sont globalement similaires pour tous et s'articulent autour de quelques paramètres majeurs :

- L'efficacité des détecteurs. La quantité de muons enregistrés doit être suffisamment élevée pour obtenir une représentativité statistique satisfaisante en muographie. Il est par conséquent déterminant de maximiser le potentiel de détection des muons.
- La réduction du bruit de fond physique. Que se soit multipliant les plans de détection ou en ajoutant des matériaux absorbants, tous les travaux présentés dans la section précédente tentent de minimiser le bruit de fond pour que celui-ci soit responsable des incertitudes les plus faibles possibles lors de l'analyse des données. Les coïncidences fortuites, c'est à dire les particules interagissant de façon indépendante et simultanée sur les différents plans de détection, sont généralement réduites par l'ajout de plans de détection. Le bruit de fond corrélé, particules autres que les muons traversant l'ensemble des matrices de détection, est lui atténué à partir d'écrans absorbants.
- L'adaptation à l'environnement. La diversité des cibles géologiques impliquent une diversité dans les conditions environnementales, notamment en terme de pression, température et humidité. Le choix des composants électroniques doit donc être adapté pour répondre au mieux à ces problématiques.
- L'amélioration des résolutions spatiale, angulaire et temporelle des systèmes de détection. De hautes résolutions constituent des informations supplémentaires sur les données acquises et participent directement à une meilleure résolution des reconstructions tomographiques.
- L'ergonomie du détecteur. Les dimensions, le poids du système de détection et le fait qu'il soit transportable sont des conditions indispensables pour son déploiement sur des terrains qui peuvent être difficiles d'accès. Des études sont ainsi aujourd'hui menées sur le format des détecteurs afin qu'ils puissent être positionnés dans des forages.
- La limitation du coût du système de détection et de sa consommation électrique.

Le choix du système de détection dépend donc des priorités données à chacune de ces problématiques en fonction de l'objet d'étude. Une description de plusieurs détecteurs à

muons est proposée dans cette partie, des débuts de l'observation des particules à ceux utilisés dans les différentes expériences de tomographie muons. La sélection des caméras MUST<sup>2</sup>, basées sur la technologie Micromegas, est justifiée face aux objectifs du projet T2DM2.

## 2.5.1 Les détecteurs visuels

### La chambre à brouillard

La chambre à brouillard (Wilson, 1911; Wilson, 1912) permet d'observer en temps réel le passage de particules chargées. Elle est composée d'alcool (ou de vapeur d'eau) placé en sursaturation. Sur la partie haute de la chambre l'alcool liquide s'évapore. En rejoignant la base du dispositif, composé d'une plaque refroidie, l'alcool se condense formant ainsi un "brouillard". Une partie des vapeurs d'alcool ne se condense pas et migre au-dessus du brouillard formant ainsi une zone sursaturée en vapeur d'alcool. Lorsqu'une particule chargée traverse de la matière, l'ionisation libère des ions dans la zone sursaturée entraînant une condensation en gouttelettes d'alcool. Ces gouttelettes reconstituent la trace du passage de la particule. La forme de cette trace (longueur, épaisseur, intensité) renseigne sur la nature de la particule. Elle disparaît quelques secondes après le passage de la particule.

Ces détecteurs présentent l'avantage d'être très visuels puisqu'ils permettent d'observer des particules invisibles en temps réel. Cependant, ils sont peu adaptés à l'acquisition de données en continu et donc à la muographie car ils ne proposent pas d'acquisition électronique des données

### Les films à émulsion nucléaire

Le principe des films à émulsion est le même que celui des films photographiques. Ce type de détecteur est également utilisé en imagerie médicale pour les radiographies à rayons X. Les films sont constitués de micro-cristaux de bromure d'argent (AgBr) qui, au passage d'une particule chargée, se regroupent pour former des grains d'argent qui peuvent ensuite être révélés lors du développement de la plaque à émulsion. Les films permettent donc d'enregistrer les particules les ayant traversés et renseignent également sur leurs trajectoires. Les films à émulsion enregistrent sans interruption l'ensemble des particules chargées qui les traversent. Des adaptations lors des acquisitions sont nécessaires pour réduire le bruit de fond comme par exemple l'installation en coïncidence de plusieurs films indépendants ou la mise en place d'absorbants métalliques (Tanaka *et al.*, 2007) (Figure 2.8).

Ces détecteurs sont exploités pour l'imagerie de volcans au Japon (Tanaka *et al.*, 2007) et en Italie (Strolin, 2013). Ils présentent de très bonnes résolutions spatiales et angulaires respectivement de l'ordre du micromètre et du milliradians. Les principales limitations de ces détecteurs sont l'absence de suivi temporel et le bruit physique. En effet, la résolution temporelle est contrainte par le remplacement du film à émulsion.

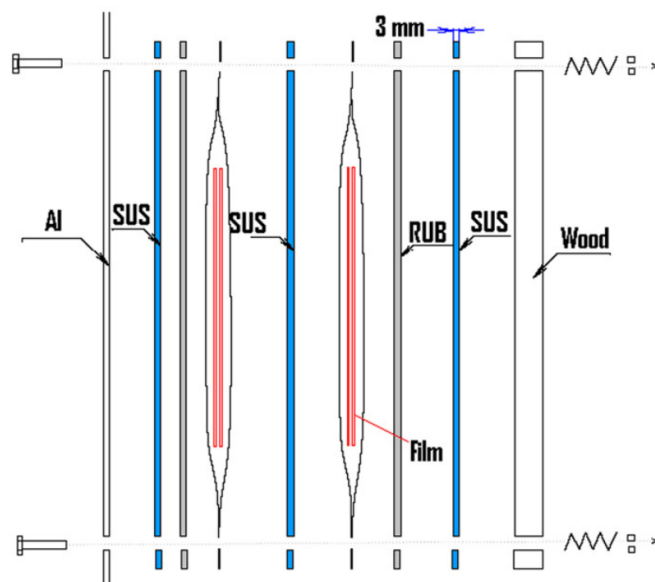


FIGURE 2.8 – Schéma d'un dispositif de détection composé de deux films à émulsions entourés de plaques absorbantes en fer (SUS), d'après Tanaka *et al.* (2007).

## 2.5.2 Les scintillateurs

Les scintillateurs sont basés sur la propriété des matériaux qui les composent d'émettre de la lumière au passage de particules ionisantes telles que les muons par exemple. Les scintillateurs sont divisés en deux catégories en fonction de la nature du matériau scintillant : organique ou inorganique. Nous nous concentrerons ici sur les détecteurs majoritairement utilisés en tomographie muons : les scintillateurs organiques associés à un photomultiplicateur (PM).

Les scintillateurs organiques sont composés d'un matériau scintillant qui peut être de deux natures : liquide ou plastique. Lorsqu'une particule chargée traverse le détecteur, le matériau scintillant est excité et des photons sont émis. Ce signal lumineux est transmis par réflexion ou au travers de fibres optiques et recueilli par un photomultiplicateur où il est transformé en signal électrique et amplifié. Les scintillateurs peuvent être segmentés en pistes, barreaux ou pixels. Il est ainsi possible de former un maillage qui permet de localiser le point  $(x,y)$  auquel la particule atteint le détecteur (Tanaka *et al.*, 2001).

Les scintillateurs sont utilisés par plusieurs équipes sur les volcans japonais (Tanaka *et al.*, 2001; Tanaka *et al.*, 2005; Tanaka *et al.*, 2009) et italiens (Anastasio *et al.*, 2013; Carbone *et al.*, 2014) ainsi que sur le volcan de la Soufrière en France (Lesparre *et al.*, 2012). L'une des difficultés avec les scintillateurs est la nécessité d'avoir au moins deux plans de détection, placés en coïncidence, pour déterminer la trajectoire de la particule (Figure 2.9). L'utilisation de plusieurs matrices de détection génère l'apparition de coïncidences fortuites, c'est à dire lorsque des particules différentes interagissent avec chacun des plans dans la même fenêtre temporelle. Ces coïncidences fortuites, aussi appelées bruit non-corrélé, diminuent avec l'ajout de détecteurs mais augmentent le prix du système de détection dans son intégralité ainsi que sa consommation. Les particules ionisantes autres que les muons peuvent, elles, être considérablement réduites en plaçant des matériaux

absorbants sur chaque matrice de détection. Des scintillateurs plastiques tels que ceux affectés à l'étude de la Soufrière proposent des tailles de pixels de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  sur de matrices d'environ  $0,5 - 1 \text{ m}^2$  (distantes d'environ  $1 \text{ m}$ ) et présentant des résolutions angulaires et temporelles respectivement de l'ordre de quelques dizaines de milliradians et de la nanoseconde (Lesparre *et al.*, 2012; Jourde *et al.*, 2013).

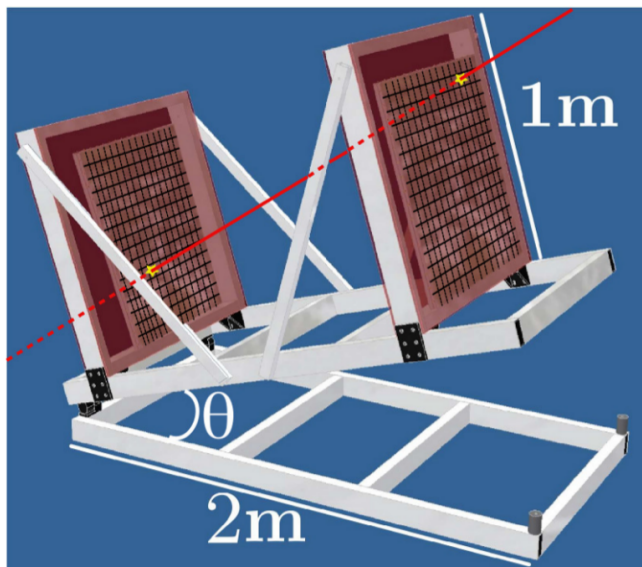


FIGURE 2.9 – Vue schématique de deux plans de scintillateurs utilisés pour déterminer la trajectoire de la particule sur le volcan de la Soufrière, d'après Lesparre *et al.* (2012).

Un dispositif expérimental composé de quatre scintillateurs liquides a également été exploité dans le cadre de ces travaux de thèse et du projet T2DM2. Une campagne de mesure sur plus de 16 mois consécutifs a été menée entre novembre 2013 et mars 2015 au LSBB. Le choix de ces détecteurs est motivé par le fait que ces derniers soient utilisés depuis plusieurs années en physique des particules et sont donc bien maîtrisés. Ils sont peu chers et modulables et ont ainsi pu être déployés rapidement pour une première estimation du flux de muons dans les galeries du laboratoire. Une description de ces détecteurs est proposée dans la chapitre 5 et les résultats obtenus à partir de ceux-ci sont analysés dans le chapitre 6.

### 2.5.3 Les détecteurs gazeux

Les détecteurs gazeux sont basés sur le principe d'ionisation du gaz, ou du mélange de gaz, par une particule chargée. Une différence de potentiel est appliquée afin que les électrons produits dérivent jusqu'à la zone de détection du signal (fil, piste, etc...).

#### Les compteurs Geiger-Müller

Le compteur Geiger-Müller a été développé à la fin des années 1920 (Geiger & Müller, 1928). Il est, aujourd'hui encore, utilisé pour quantifier les particules ionisantes présentes

dans un environnement. Son principe est à l'origine des différents détecteurs gazeux développés pour l'imagerie à partir des muons. Le compteur Geiger-Müller est composé d'un tube cylindre conducteur (cathode) rempli de gaz. Au centre, un fil, lui aussi conducteur (anode), est tendu et isolé des parois du cylindre. Lorsqu'une particule chargée traverse le détecteur, des électrons sont arrachés au gaz et dérivent vers le fil en raison de la différence de potentiel appliquée entre celui-ci et les parois du cylindre. En atteignant le fil, les électrons génèrent une impulsion électrique. Ce signal est récolté en sortie du tube et est souvent traduit en signal sonore témoignant du passage de la particule ionisante.

La tension appliquée produit une dérive des électrons mais n'est pas assez importante pour que leur accélération leur permette d'ioniser à nouveau le gaz et créer ainsi des avalanches d'électrons. Le caractère non-proportionnel de ces compteurs, c'est à dire que le signal n'est pas proportionnel au niveau de charge déposé par la particule, constitue la principale différence avec les autres détecteurs gazeux présentés ci-après. Le compteur Geiger-Müller ne permet ni de déterminer la position d'interaction de la particule ni sa trajectoire.

### Les chambres à fils

Ces détecteurs, développés par Charpak *et al.* (1968), sont composés de fils tendus entre deux plaques sur lesquelles une tension est appliquée (quelques kV). Les fils constituent les anodes tandis que les plaques forment les cathodes et le mélange de gaz est présent dans l'espace entre les deux plaques. Une particule qui traverse le détecteur ionise le gaz et les électrons produits dérivent vers les fils anodiques. L'intensité du champs électrique augmentant à proximité des fils, les électrons sont accélérés et atteignent une énergie suffisante pour interagir à nouveau et constituer des avalanches qui amplifient le signal. Lorsque les avalanches d'électrons touchent les fils anodiques, une impulsion négative est générée. La position d'interaction de la particule avec le détecteur peut être déterminée à partir des temps de détection du passage de la particule sur plusieurs fils anodiques. Elle peut également être identifiée en utilisant un second détecteur (chambre à fils ou autre). De la même façon que pour les scintillateurs, plusieurs détecteurs doivent ensuite être assemblés afin de déterminer la trajectoire de la particule.

Les chambres à fils sont aujourd'hui utilisées dans de nombreux domaines et notamment pour la détection des muons dans les projets qui utilisent les propriétés de diffusion des muons (Schultz, 2003). Pour ces études, les détecteurs sont placés au-dessus et au-dessous de l'objet à imager, ce qui permet de quantifier la diffusion. L'énergie de la particule est également estimée grâce à l'ajout d'une série de matériaux qui absorbent une partie du signal préalablement déterminée. La difficulté avec ces détecteurs est leur instabilité électrique (présence d'étincelles). Ce sont des détecteurs anciens qui ont progressivement été remplacés par les MPGD (Micro-Pattern Gaseous Detector) (Shekhtman, 2002), dont les GRPCs et les Micromegas introduits ci-dessous.

### Les GRPCs

Les GRPCs (Glass Resistive Plate Chamber) sont composés de deux plaques de verre parallèles séparées par des billes de céramiques pour permettre la circulation du gaz entre



les plaques (Wang, 2003) (Figure 2.10a). Les faces extérieures des plaques de verre sont recouvertes d'une fine couche de matériau hautement résistif sur lequel une haute tension, typiquement 7 kV, est appliquée. L'une des plaques est associée à l'anode et l'autre à la cathode. Puis, une fine couche d'isolant est placée entre l'anode et les pistes de lecture en cuivre. Les particules chargées, entrant dans le détecteur, ionisent le gaz et les électrons produits dérivent en formant des avalanches. L'extension de ces avalanches est limitée du fait de l'importante résistivité des électrodes. Un signal électrique est induit lorsque les pixels sont touchés par ces avalanches et le point d'interaction entre la particule et le détecteur peut alors être défini. De la même façon que pour les scintillateurs, la trajectoire de la particule ne peut être déterminée qu'à partir d'au moins deux plans de détection. Pour obtenir une meilleure précision sur cette direction et réduire les coïncidences fortuites, d'autres plans peuvent être ajoutés. Ces coïncidences fortuites peuvent également être atténuées par l'ajout d'un blindage métallique autour des détecteurs.

Ces détecteurs sont utilisés, dans le domaine de la tomographie muons, par le projet TOMUVOL (décrit ci-dessus) qui réalise des études sur le Puy de Dôme (France) (Carloganu *et al.*, 2013). Le dispositif de détection intégral est composé d'au moins trois GRPCs d'environ 1 m<sup>2</sup> et un blindage métallique est installé autour de chaque GRPC (Figure 2.10b). Il est robuste, adapté aux conditions environnementales de pression et de température, évolutif et propose de bonnes résolutions spatiales, angulaires et temporelles respectivement de 4 mm, 4 mrad (à 1 m) et 200 ns (Carloganu, 2013).

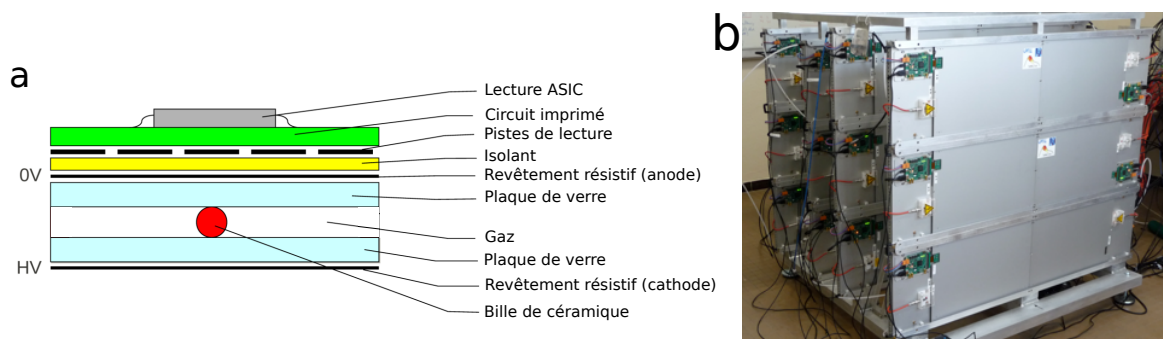


FIGURE 2.10 – (a) Vue schématique d'une section de GRPC, modifié d'après Bedjidian *et al.* (2011). (b) Photographie du dispositif de détection, composé de quatre GRPCs, utilisé dans le cadre du projet TOMUVOL, d'après Carloganu (2013).

## Les Micromegas

Les Micromegas (MICRO MESH Gaseous Structure) sont des détecteurs gazeux introduits en 1996 (Giomataris *et al.*, 1996) pour être utilisés dans le domaine de la physique des particules. Dans le cadre du projet T2DM2, ils sont adaptés pour l'imagerie d'objets volumineux à partir des muons afin de devenir un nouvel instrument, notamment dans le domaine de la géologie.

Ils sont basés sur la détection des électrons produits lors de l'ionisation du gaz par les muons (Figure 2.11a). Le volume comprenant le gaz dans le détecteur est divisé en deux parties : (i) l'espace de dérive et (ii) la zone d'amplification du signal. En se propageant

dans la première zone (5 cm d'épaisseur), les muons ionisent le gaz et produisent ainsi des électrons. Ces électrons dérivent jusqu'à la grille grâce à un champ électrique d'environ 0,6 - 1 kV/cm. Ils atteignent alors la partie amplificatrice, sous la grille. Cette zone, très fine (128  $\mu\text{m}$ ), est soumise à un fort champ électrique d'environ 50-70 kV/cm où les électrons sont accélérés jusqu'à une énergie qui leur permet d'ioniser à nouveau le gaz, ce qui conduit à une amplification du signal. Les électrons sont ensuite collectés sur une piste résistive sous laquelle se trouvent les pistes de lecture  $x$  et  $y$ . Ces dernières sont superposées perpendiculairement et séparées par un matériau isolant. À partir des données acquises sur les pistes  $x$  et  $y$ , les muons ayant traversé le détecteur sont comptabilisés et localisés.

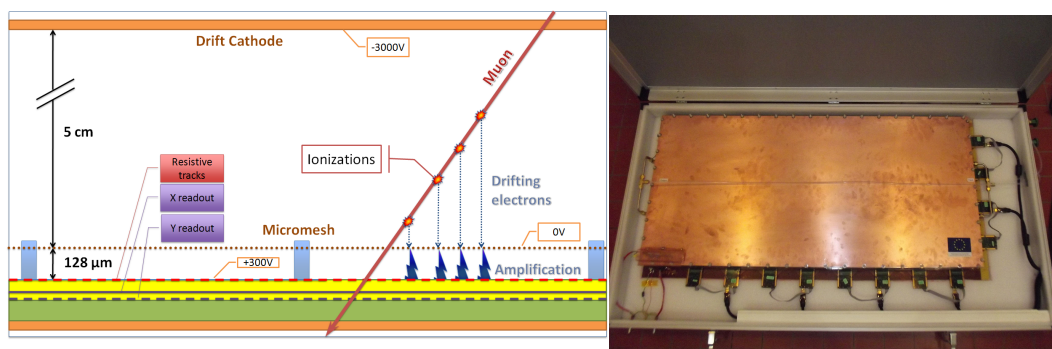


FIGURE 2.11 – (À gauche) Schéma et principe de fonctionnement des Micromegas. L'ionisation du gaz, l'amplification et la collecte du signal lors du passage d'un muon dans le détecteur sont illustrés, d'après Lázaro *et al.* (2014). (À droite) Photographie d'une camera MUST<sup>2</sup>, d'après Lázaro *et al.* (2014).

Les caméras MUST<sup>2</sup> ("MUon Survey and Tomography based on Micromegas detectors for Unreachable Sites Technology"), développées dans le cadre du projet T2DM2 (Figure 2.11b), permettent de reconstruire de la trajectoire de la particule à partir d'un seul détecteur grâce au couplage avec une Chambre à Projection Temporelle (TPC) à grand espace de dérive (5 cm). En effet, du fait de la relation de proportionnalité entre la longueur et le temps de dérive, les informations sur la localisation et le temps d'arrivée de chaque électron permettent de calculer la trajectoire des muons. Une particule autre qu'un muon devrait se démarquer par une trajectoire non-linéaire dans le détecteur et pourrait ainsi être rejetée. Cette configuration retire le bruit lié aux faux événements (particules autres que les muons).

Les Micromegas n'ont jusqu'à présent jamais été utilisées pour la tomographie muon. Le choix de ces détecteurs est basé sur leur compétitivité face aux enjeux actuel dans le domaine de la muographie. Les caméras MUST<sup>2</sup> présentent une grande efficacité de l'ordre de 98% et de très bonnes résolutions spatiales et angulaires respectivement d'environ 12  $\mu\text{m}$  et 0,3 mrad et une précision multi-traces de 500  $\mu\text{m}$  (Lázaro *et al.*, 2014). La résolution temporelle est approximativement de quelques nanosecondes (Giomataris, 1999). Le gaz utilisé dans les détecteurs développés pour le projet T2DM2 est principalement composé d'argon, d'isobutane et de CO<sub>2</sub>. Ce mélange n'est pas nocif et fait du détecteur un instrument adapté aux espaces souterrains et confinés. Il est léger ( $\approx 30$  kg) et présente des dimensions adaptées à leur utilisation dans des environnements peu spacieux comme

en souterrain (130 cm x 80 cm x 15 cm) ce qui facilite son déploiement dans tous types d'environnements. Il s'agit donc d'un dispositif modulable qui pourrait être utilisé pour diverses applications.

## 2.6 La tomographie muonique dans le cadre de la prospection géophysique

La connaissance de la densité est essentielle pour comprendre et prédire le comportement physique des roches. Elle permet d'identifier les zones de fragilité et ses variations témoignent des processus dynamiques qui s'y opèrent tels que les processus hydrogéologiques par exemple. Plusieurs méthodes géophysiques permettent d'estimer la densité de la matière. Dans cette partie, nous nous intéressons à la confrontation des résultats obtenus par muographie à ceux apportés par d'autres méthodes géophysiques. La tomographie muons est une méthode relativement récente, il est donc important de la comparer avec des techniques plus "classiques". La muographie intervient comme une technique complémentaire aux autres pour la prospection.

### 2.6.1 La résistivité électrique

La résistivité électrique est une technique d'investigation basée sur les propriétés conductrices du milieu traversé. Un courant électrique est injecté dans le sous-sol afin de déterminer sa résistivité apparente. Celle-ci est fonction de la lithologie et l'altération des roches ainsi que de la quantité et de la nature du fluide qui peut y être contenu (le plus souvent de l'eau). Il ne s'agit donc pas d'une mesure directe de la densité. De plus, des lithologies différentes peuvent conduire à un même modèle de résistivité électrique. On parle de non-unicité des modèles. Celle-ci ajoute une contrainte dans l'interprétation des données électriques. La résistivité électrique apparente du milieu est généralement représentée sous forme de pseudo-section. Or, les données acquises par muographie reflètent une densité moyenne le long des trajectoires des particules inscrites dans un volume donné entre la surface et le détecteur. Bien que liées aux mêmes processus, les informations apportées par ces deux méthodes sont donc assez différentes et leurs interprétations en terme de densité peuvent être distinctes. Néanmoins, un accord entre les données issues de la résistivité électrique et celles issues de la muographie a été montré dans les études de Lesparre *et al.* (2012), Portal *et al.* (2013) contribuant à valider la tomographie muons pour l'imagerie densitométrique.

### 2.6.2 La gravimétrie

La gravimétrie est la mesure du champ de pesanteur terrestre, communément appelé gravité. Elle permet d'étudier la répartition des masses et les variations de densité induites par l'altération des roches, la présence de cavités, le degrés de saturation en eau du massif, etc... Plusieurs autres paramètres physiques et instrumentaux affectent la mesure du champ de pesanteur comme la latitude, l'altitude, les reliefs environnements, les marées, la dérive instrumentale. Afin d'isoler et cartographier les anomalies associées à la densité des roches, des corrections pour chacun de ces paramètres doivent être appliquées.

La confrontation des modèles de densité issus de la tomographie muons et de la gravimétrie a été réalisée dans des travaux récents en volcanologie (Lesparre *et al.*, 2012; Portal *et al.*, 2013; Nishiyama *et al.*, 2014). La muographie permet d'identifier des structures similaires à celles mises en évidence à partir de la gravimétrie. Les variations de densité sont donc cohérentes d'un modèle à l'autre. Cependant, il reste difficile aujourd'hui de déterminer quantitativement la densité à partir des mesures de flux de muons seules. Les travaux de Lesparre *et al.* (2012) montrent, par exemple, de densités déduites de l'imagerie muonique plus faibles que celles déterminées par gravimétrie ou à partir des échantillons de roche.

La muographie étant une technique relativement récente, l'impact de paramètres secondaires pourrait également intervenir pour expliquer ces estimations de densités plus faibles que celles attendues. Les études des influences de la composition des roches et des processus de diffusion sont développées respectivement dans les chapitres 3 et 4 de cette thèse en réponse à ces problématiques.

### 2.6.3 Les apports de la muographie

La muographie permet d'investiguer de très gros volumes de matière en continu. Cette nouvelle méthode ne permet pas encore de fournir une estimation quantitative précise de la densité des roches mais ses résultats en terme de comparaison qualitative avec les autres méthodes géophysiques sont très encourageants. D'autant que cette technique propose des avantages considérables pour une imagerie 3D, rapide, à faible coût et dans tout type d'environnement avec une résolution spatiale compatible avec celle des techniques classiques d'imagerie géophysique de la subsurface.

Les muons d'origine cosmiques constituent une source passive et continue d'informations sur la matière traversée. À partir d'un ou plusieurs détecteurs, l'acquisition de données peut être menée sur de longues périodes de temps et suivie en temps réel à distance. De plus, les détecteurs peuvent ne pas être positionnés à proximité immédiate de l'objet étudié et leur exploitation ne nécessite pas l'intervention de moyens humains. Leur utilisation sur des terrains difficiles ou dangereux, tels que les volcans ou les instabilités de versant est donc tout à fait réalisable.

Les résolutions spatiales proposées par la muographie sont compétitives. Elles dépendent fortement du système de détection utilisé, de la distance et des dimensions de la cible mais, de façon générale, la résolution spatiale est de l'ordre de quelques mètres à quelques dizaines de mètres (Tanaka *et al.*, 2007; Lesparre *et al.*, 2012) en fonction de l'ouverture angulaire et la distance de la cible étudiée. Ces résolutions sont du même ordre, voire légèrement supérieures, à celles proposées par les méthodes géophysiques conventionnelles permettant d'envisager la combinaison des résultats obtenus pour aborder les problématiques de mécanique des roches in situ.

La tomographie muons devrait pouvoir, à terme, être utilisée aussi bien de façon autonome qu'en complément des autres méthodes géophysiques. Dans le second cas, des inversions conjointes de données issues de plusieurs méthodes peuvent être effectuées. Le dôme de lave du Mont Showa-Shinzan (Hokkaido, Japon) a ainsi été imagé en 3D, à partir d'une méthode de traitement intégré des données gravimétriques et muoniques, avec

une meilleure résolution spatiale que l'inversion gravimétrique conventionnelle (Nishiyama *et al.*, 2014).

## 2.7 Conclusion

La muographie est une technique d'imagerie autour de laquelle les projets se multiplient depuis quelques années dans des domaines divers : archéologie, volcanologie, hydrogéologie, sécurité aux frontières, stockage de CO<sub>2</sub>, exploration martienne, etc... La rapidité d'expansion de la muographie et la diversité des champs d'application témoignent de l'éventail des potentiels actuels et futurs de cette technique. La muographie est adaptée à l'imagerie d'objets volumineux dans tous types d'environnements, les muons étant un vecteur passif et continu présent partout sur Terre et sur tous les corps célestes possédant une atmosphère. Elle peut être utilisée aussi bien pour faire de la surveillance sur de grandes échelles de temps que pour produire une imagerie fine.

Afin de répondre au mieux à l'ensemble de ces problématiques, plusieurs systèmes de détections sont développés. L'objectif est de d'obtenir un système performant et adaptable qui corresponde aux enjeux actuels. La réduction du bruit de fond, l'amélioration des résolutions, l'adaptation aux conditions environnementales constituent des contributions essentielles sur lesquelles les équipes de recherche travaillent. Celles-ci sont néanmoins contraintes par la conservation d'un coût et d'une consommation électrique raisonnable pour le système dans son intégralité.

Les défis actuels de la muographie s'articulent autour des trois axes introduits dans ce chapitre. Les études de faisabilité des mesures doivent être menées en fonction du domaine d'application. Les influences respectives des processus d'atténuation et de diffusion du flux de muons permettront d'affiner la reconstruction tomographique. Le développement des détecteurs améliore les résolutions et contraint de plus en plus les sources de bruit. Enfin, la comparaison de la muographie avec des méthodes géophysiques conventionnelles telles que la résistivité électrique et la gravimétrie permet de valider cette technique récente. L'utilisation de la muographie en autonomie ou en complément de ces méthodes au travers d'inversions conjointes des données devrait permettre d'accroître les résolutions de l'imagerie densitométrique. Les résultats tirés des premières études proposant ces comparaisons (Lesparre *et al.*, 2012; Portal *et al.*, 2013; Nishiyama *et al.*, 2014) sont très encourageants.

Le projet T2DM2 s'inscrit dans ce contexte en étudiant la faisabilité de la muographie pour l'étude dynamique des processus hydrogéologiques. L'intégration conjointe des processus d'atténuation et de diffusion des muons dans la matière traversée est l'un des objectifs formulé. De plus, le développement des caméras MUST<sup>2</sup>, basées sur la technologie Micromegas, devrait permettre de réduire les sources de bruit et d'accroître les résolutions spatiales et angulaires associées au système de détection. Ces caméras devraient ainsi contribuer à l'obtention d'une meilleure précision et de plus fines résolutions de la reconstruction tomographique.

# Chapitre 3

## Simulations numériques du flux de muons basées sur l'atténuation

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>47</b>
<b>3.2</b>	<b>Interactions des muons avec la matière</b>	<b>47</b>
3.2.1	Les processus d'ionisation	48
3.2.2	Les pertes d'énergie radiatives	48
3.2.3	Contributions respectives des processus	48
<b>3.3</b>	<b>Modélisation du passage des muons dans l'atmosphère</b>	<b>49</b>
3.3.1	Le modèle de Gaisser	49
3.3.2	Le flux de muons au niveau de la mer	52
<b>3.4</b>	<b>Modélisation de l'interaction des muons avec la roche</b>	<b>54</b>
3.4.1	Le code MUSIC	54
3.4.2	Calcul du flux de muons en profondeur	57
<b>3.5</b>	<b>Influences de la masse volumique et de la composition de la roche</b>	<b>58</b>
3.5.1	Premiers résultats	59
3.5.2	Optimisation des tables	61
<b>3.6</b>	<b>Conditions expérimentales requises pour l'identification des variations de densité</b>	<b>65</b>
3.6.1	Estimation des durées minimales d'acquisition à partir de l'intégralité du spectre en énergie	65
3.6.2	Coupures sur l'énergie au niveau de la profondeur de détection	68
3.6.3	Coupures sur l'énergie en surface	72
3.6.4	Discussion	74
<b>3.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>74</b>

---

# Simulations numériques du flux de muons basées sur l'atténuation

---

## Résumé

Ce chapitre se concentre sur la simulation du flux de muons en profondeur. Les différents processus de perte d'énergie des muons dans la matière, responsables de l'atténuation du flux, sont introduits ici. La capacité d'identification de variations de densité de quelques pourcents sur une période d'un mois, pour une surface de détection de  $1 \text{ m}^2$  et une ouverture angulaire de  $10^\circ$  démontre le potentiel d'application de la muographie pour l'étude des processus hydrogéologiques. Ces résultats sont comparés à l'influence exercée par des variations de compositions qui affecteraient la matière dans un contexte de saturation en eau. Bien que la composition ait un impact significatif sur les flux de muons, celui-ci demeure faible en comparaison avec l'influence de la densité. Afin de faciliter l'utilisation de ces résultats pour la mise place de protocoles expérimentaux, les durées d'acquisition minimales en fonction de l'opacité (profondeur  $\times$  densité) traversée sont déterminées. La possibilité de réduire ces durées d'acquisition à partir de coupures sur l'énergie des muons est étudiée. Ces coupures ne permettent pas d'accroître le potentiel d'imagerie lorsqu'elles sont réalisées en profondeur. À l'inverse, en surface elles permettraient de réduire considérablement les durées d'acquisitions mais sont, dans ce cas, extrêmement difficiles à mettre en place expérimentalement. Les durées minimales d'acquisitions peuvent être, en fonction des objectifs de l'étude, converties en surface de détection ou en ouverture angulaire.

## 3.1 Introduction

En géologie, la muographie est basée sur l'atténuation du flux de muons transmis à travers le massif ausculté. Cette atténuation est causée par les pertes d'énergies des muons dans la matière. Lorsque ces pertes d'énergie sont importantes, le muon est absorbé et contribue alors à la réduction du flux. Les pertes d'énergie des muons sont fonction de leurs diverses interactions avec la matière. L'étude de l'atténuation des muons dans la roche nécessite la détermination du flux en amont de son transport dans l'objet étudié. Ainsi, l'estimation du flux de muons est divisée en deux parties : son évaluation en surface, puis en profondeur.

Dans ce chapitre, le potentiel d'identification des variations de densité à partir de la muographie est étudié dans le contexte du projet T2DM2. En effet, les processus de transfert et la localisation des masses d'eau dans la zone insaturée située au-dessus du LSBB peuvent être à l'origine de variations de densité de l'ordre de quelques pourcents. Ces transferts s'opèrent sur des durées de temps limitées. Or, pour observer des différences de flux significatives, l'analyse doit porter sur des quantités suffisantes de muons. L'une des principales limitations pour l'application de la muographie est la statistique. En considérant des conditions expérimentales compatibles avec les échelles de temps des processus de transfert, une étude est menée sur la représentativité statistique des différences de flux associées aux variations de densité, en fonction de la profondeur d'investigation. La nature des atomes présents dans la roche influence également les interactions des muons et, par conséquent, leur atténuation. Cette influence est comparée à celle de la densité afin de déterminer si celle-ci doit être considérée.

Les conditions expérimentales, durée d'acquisition, surface de détection, ouverture angulaire et leurs adaptations suivant les attentes en terme d'imagerie, sont discutées. Une analyse de la durée minimale d'acquisition pour l'observation de différences de flux significatives, reliées à des variations de densité, est proposée. Afin de réduire cette durée d'acquisition, des coupures du flux de muon en fonction de leur énergie sont proposées. Les résultats de ces simulations peuvent être utilisés pour déterminer les conditions expérimentales suivant l'opacité (profondeur  $\times$  densité) de la matière traversée par les particules.

## 3.2 Interactions des muons avec la matière

Quelque soit la matière traversée, les muons interagissent avec les atomes qui la compose. Ces interactions peuvent être de natures diverses et se traduisent par des pertes d'énergie. De façon générale, deux principaux processus de pertes d'énergies sont distingués : les pertes par ionisation et celles par radiations (bremsstrahlung, production de paires et interactions photo-nucléaires). La quantité d'énergie perdue par les muons dépend du type d'interaction qu'ils subissent et de leur énergie. Les différentes interactions sont décrites ci-dessous et les influences respectives des pertes par ionisation et par radiation sont détaillées en fonction de l'énergie du muon (considérée équivalente à son impulsion  $p$ ).



### 3.2.1 Les processus d'ionisation

Lorsqu'une particule chargée traverse la matière, elle arrache des électrons aux atomes présents dans le milieu. Lors de ce processus, la particule cède une partie de son énergie à l'électron, qui permet ainsi à ce dernier de se délier du cortège électronique entourant le noyau de l'atome. La matière se trouvant sur la trajectoire de la particule est alors ionisée. Dans le cas des particules lourdes, telles que les muons, la perte d'énergie par unité de longueur, également appelée pouvoir d'arrêt, est définie par la formule de Bethe-Bloch (Bethe, 1930; Beringer et al., 2012).

### 3.2.2 Les pertes d'énergie radiatives

#### Bremsstrahlung

Le bremsstrahlung, ou rayonnement de freinage, peut se produire lorsqu'un atome se trouve au voisinage de la trajectoire du muon. Ce dernier subit l'interaction coulombienne, principalement du noyau de l'atome, et voit sa trajectoire déviée : c'est la diffusion coulombienne (voir chapitre 4). La modification de la trajectoire du muon s'accompagne d'une accélération de celui-ci et de l'émission d'un photon (rayonnement de freinage).

#### Production de paires

Le processus dominant les pertes d'énergie pour des muons de hautes énergies ( $> 1$  TeV) est la production de paires. L'échange d'un photon virtuel avec un atome au voisinage de la trajectoire de la particule produit une paire électron - positron.

#### Interactions photo-nucléaires

Les interactions photo-nucléaires sont les plus rares. Elles se produisent lorsque le muon interagit avec le noyau présent sur sa trajectoire pour produire un neutron, un proton ou des rayonnements gammas.

### 3.2.3 Contributions respectives des processus

En fonction de l'énergie de la particule, certains processus de pertes d'énergie sont favorisés. Les pertes d'énergie radiatives, sont calculées en sommant les contributions des trois processus : bremsstrahlung, production de paires et interactions photo-nucléaires.

Les contributions respectives des pertes d'énergie des muons dans le cuivre par ionisation et par radiation sont présentées sur la Figure 3.1. Dans ces travaux de thèse, les processus intervenant à très faibles énergies (principalement les pertes nucléaires) ne sont pas considérés car, à ces énergies, les muons n'ont pas la capacité à traverser les matériaux étudiés. Les pertes par ionisation sont dominantes aux énergies de l'ordre du GeV. La courbe est relativement plane au minimum d'ionisation jusqu'aux énergies pour lesquelles les processus radiatifs deviennent importants. Cette transition entre dominance des pertes par ionisation et dominance des processus radiatifs est identifiée par l'énergie critique  $E_{\mu c}$ . La courbe illustrant les pertes d'énergie des muons dans la roche standard suit la même tendance que celle présentée pour le cuivre sur la Figure 3.1. Cependant,

les énergies pour lesquelles le minimum d'ionisation et l'énergie critique sont atteints sont différentes. Dans le cas d'une roche standard, le minimum d'ionisation est de 297 MeV (267 MeV pour le cuivre), tandis que l'énergie critique  $E_{\mu c}$  est de 693 GeV (315 GeV dans le cuivre) (Groom *et al.*, 2001). Les profondeurs étudiées dans le cadre du projet T2DM2 étant inférieures à 1000 m, les pertes en énergie sont donc largement dominées par les processus d'ionisation.

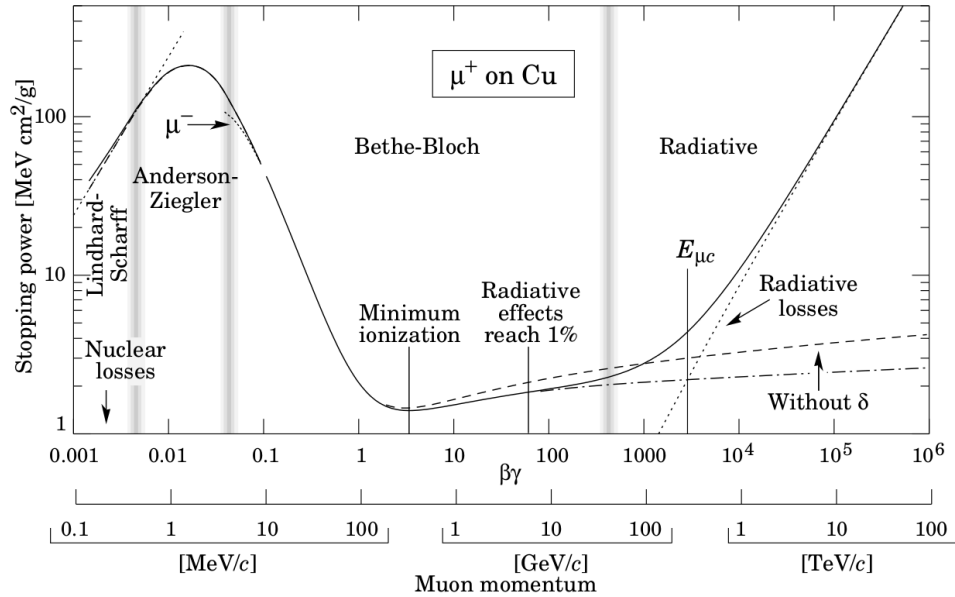


FIGURE 3.1 – Pouvoir d'arrêt des muons dans le cuivre en fonction de leur impulsion  $p$ . La courbe solide correspond au pouvoir d'arrêt total tandis que les courbes pointillées renseignent sur les contributions respectives des différents processus de perte d'énergie, d'après Beringer et al. (2012).

### 3.3 Modélisation du passage des muons dans l'atmosphère

Les muons sont produits dans l'atmosphère par les gerbes cosmiques (voir chapitre 1), pour la plupart, à environ 15 kilomètres d'altitude. Pour atteindre le niveau de la mer, ils doivent donc traverser une partie de l'atmosphère et vont interagir avec les atomes qui la composent. Ces interactions, essentiellement par ionisation, sont la cause des pertes d'énergies des muons dans l'atmosphère. Le modèle analytique de Gaisser (Gaisser, 1990), décrit ci-dessous, est utilisé dans ces travaux de thèse pour estimer le flux de muons en surface.

#### 3.3.1 Le modèle de Gaisser

Le flux de muons en surface, considéré comme équivalent au niveau de la mer, est dépendant de l'interaction des muons avec les atomes atmosphériques. Ce flux de surface peut être décrit à partir du modèle analytique de Gaisser (Gaisser, 1990). Ce modèle

décrit le flux de muons au niveau de la mer  $\Phi_{sea}$  en fonction de (i) l'énergie de la particule incidente au niveau de la mer (en GeV) et (ii) son angle zénithal ( $0^\circ$  correspondant aux muons verticaux) (en radians). Il est exprimé par unité de surface (en mètre<sup>2</sup>), de temps (en secondes) et d'angle solide (en stéradians<sup>1</sup>). Il est défini à partir de différents paramètres qui caractérisent l'atmosphère et les interactions qui s'y opèrent. Le calcul du flux de muon basé sur la paramétrisation de Gaisser (1990) est décrit par l'équation 3.1 :

$$\Phi_{sea}(E_\mu, \theta) \simeq A \times 0.14 E_\mu^\gamma \times (P_{\pi\mu}(E_\mu, \theta) + P_{\kappa\mu}(E_\mu, \theta) + r_c), \quad (3.1)$$

Les paramètres intervenant dans la caractérisation du flux sont décrits ci-dessous :

- $A$  est une constante de normalisation. Dans la paramétrisation originale de Gaisser  $A$  est égal à 1. Pour s'adapter aux profondeurs supérieures à 1 - 2 km.w.e. (kilomètre équivalent eau), il est recommandé d'utiliser une constante de normalisation plus élevée ( $A = 1.84$ ) (Aglietta et al., 1998; Tang *et al.*, 2006).
- $E_\mu$  est l'énergie des muons en GeV au niveau de la mer (considérée équivalente à l'énergie lors de leur production dans la paramétrisation originale de Gaisser).
- $\gamma$  est l'indice correspondant au spectre primaire. Comme pour la constante de normalisation, cet indice, égale à 2.70 dans la paramétrisation originale de Gaisser, peut être adapté en fonction de la profondeur de roche traversée (Aglietta et al., 1998; Tang *et al.*, 2006).
- $P_{\pi\mu}$  est le facteur de production des muons par les pions ( $\pi$ ). Les pions chargés constituent la principale origine des muons. Leur contribution à la production des muons est déterminée à partir de la proportion de pions dans l'atmosphère  $\mathcal{A}_{\pi\mu} = 1$  (par rapport aux pions), du rapport de branchement  $b_{\pi\mu} = 1$ , c'est à dire, la probabilité que les pions ont de se désintégrer en muons, et de leur énergie critique  $\epsilon_\pi = 115$  GeV. L'énergie critique des particules influence leur probabilité d'interagir avant de se désintégrer (Reichenbacher, 2007). La contribution des pions est fonction de l'énergie des muons produits ( $E_\mu$ ) et de leur angle d'incidence ( $\theta$ ). Elle est calculée suivant l'équation 3.2 (Lesparre, 2011).

$$P_{\pi\mu}(E_\mu, \theta) = \frac{b_{\pi\mu}\mathcal{A}_{\pi\mu}}{1 + \frac{1.1E_\mu\cos\theta}{\epsilon_\pi}}, \quad (3.2)$$

- $P_{\kappa\mu}$  correspond aux muons issus de la désintégration des kaons ( $\kappa$ ). De la même façon que pour les pions, la contribution des kaons est dépendante de la proportion des kaons dans l'atmosphère  $\mathcal{A}_{\kappa\mu} = 0.085$  (par rapport aux pions), du rapport de branchement  $b_{\kappa\mu} = 0.635$  et de l'énergie critique des kaons  $\epsilon_\kappa = 850$  GeV. L'énergie critique des kaons étant plus élevée que celle des pions, ils interagissent donc plus tard que les pions pour une même énergie critique. Par conséquent, la contribution des kaons augmente avec l'énergie du muon produit (Fedynitch *et al.*, 2013). La contribution des kaons est calculée suivant l'équation 3.3 (Lesparre, 2011).

$$P_{\kappa\mu}(E_\mu, \theta) = \frac{b_{\kappa\mu}\mathcal{A}_{\kappa\mu}}{1 + \frac{1.1E_\mu\cos\theta}{\epsilon_\kappa}}, \quad (3.3)$$

---

1. le stéradian (sr) est l'unité pour la mesure de l'ouverture angulaire. L'angle solide est un cône dont le sommet est le centre d'une sphère et qui découpe sur la surface de cette sphère une surface d'aire 1

- $r_c$  est le rapport des muons prompts sur les pions (Tang *et al.*, 2006). Ces muons sont produits par les particules charmées dont la durée de vie tellement réduite qu'ils se désintègrent juste après leur production. Ces particules charmées contribuent essentiellement à la production de muons de hautes énergies (supérieur à 1 TeV) (Ridky *et al.*, 2007). À l'origine, dans la paramétrisation de Gaisser,  $r_c$  était nul. Afin de considérer les muons de hautes énergies, qui représentent une proportion croissante du flux en se dirigeant en profondeur,  $r_c$  a été fixé à  $10^{-4}$  (Tang *et al.*, 2006).

Dans la forme initiale de la paramétrisation de Gaisser,  $\theta$  correspond à l'angle entre la direction de propagation de la particule incidente et la normale à la couche atmosphérique supérieure. Dans le cas d'une Terre plane, cet angle  $\theta$  équivaut à l'angle zénithal mesuré au niveau de la surface terrestre. Le fait que la surface terrestre soit sphérique impose la distinction de ces deux angles, surtout pour des angles zénithaux supérieurs à  $60^\circ$ , où la différence entre les deux devient importante (Lesparre, 2011). Le symbole  $\theta^*$  est généralement utilisé pour identifier l'angle de la particule incidente dans la haute atmosphère. Il est, ici, calculé sur la base d'une extrapolation géométrique en fonction de l'angle zénithal  $\theta$  du muon au niveau de la mer (Lesparre, 2011) (Eq. 3.4).

$$\cos\theta^* = \sqrt{1 - \frac{1 - (\cos\theta)^2}{\left(1 + \frac{H_a}{R_T}\right)^2}}, \quad (3.4)$$

Où  $H_a \approx 32$  km est l'altitude de production des muons les plus inclinés ( $\theta^*=90^\circ$ ) et  $R_T \approx 6370$  km est le rayon de la Terre. L'expression  $\cos\theta$  dans la paramétrisation de Gaisser est remplacée par  $\cos\theta^*$ .

Comme l'angle d'incidence, l'énergie de la particule au niveau de la mer est considérée identique à celle lors de sa production dans l'atmosphère dans le modèle original de Gaisser. Les pertes d'énergie associées aux interactions du muon avec les atomes atmosphériques sont négligées. Le symbole  $\tilde{E}_\mu$  est introduit afin de différencier ces deux énergies. Ainsi,  $\tilde{E}_\mu$  est l'énergie du muon lors de sa production dans l'atmosphère.  $\tilde{E}_\mu$  est calculée en fonction de l'énergie du muon au niveau de la mer  $E_\mu$  et des pertes d'énergie dans l'atmosphère  $\Delta E$  (Lesparre, 2011).

$$\tilde{E}_\mu = E_\mu + \Delta E, \quad (3.5)$$

$$\Delta E = a_{atm} \times \left( \frac{\varrho_F}{\cos\theta^*} - \varrho_0 \right), \quad (3.6)$$

Où  $a_{atm}$  correspond aux pertes d'énergie par ionisation (en  $\text{MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$ ) qui sont largement dominantes dans l'atmosphère,  $\varrho_F$  est l'opacité de l'atmosphère au niveau de la mer  $\varrho_F = 1030 \text{ g.cm}^{-2}$  et  $\varrho_0$  est son opacité moyenne entre le point d'entrée du proton primaire dans l'atmosphère et le point de production du muon  $\varrho_0 = 120 \text{ g.cm}^{-2}$  (Tang *et al.*, 2006; Lesparre, 2011).

Les pertes d'énergie des muons dans l'atmosphère peuvent conduire à leur désintégration. Dans ce cas, ces muons de faibles énergies n'atteignent pas le niveau de la mer et doivent être déduits de l'estimation du flux. Afin d'exprimer cette désintégration, la

probabilité  $W_G$  pour les muons d'atteindre le niveau de la mer a été ajoutée à la paramétrisation de Gaisser (Dar, 1983; Lesparre, 2011) (Eq. 3.8).

$$W_G = \left( \frac{\rho_0 \cos \theta^*}{\rho_F} \right)^{\frac{\gamma_\mu^{-1}}{\cos \theta^* (E_\mu + \frac{\Delta E}{2})}}, \quad (3.7)$$

Où  $\gamma_\mu^{-1} \simeq 1.04$  GeV. La probabilité d'atteindre le niveau de la mer est d'autant plus importante pour la particule que son énergie est élevée et que son angle zénithal est faible. En effet, lorsque l'épaisseur d'atmosphère traversée à la verticale du point de mesure est minimale, les interactions et donc les pertes d'énergies sont limitées.

L'ensemble des évolutions apportées au modèle original de Gaisser, décrites ci-dessus, sont prises en compte. Le modèle analytique utilisé dans le cadre de ces travaux de thèse pour caractériser le flux de muons au niveau de la mer est le suivant :

$$\Phi_{sea}(E_\mu, \theta) \simeq A \times 0.14 \tilde{E}_\mu^\gamma \times \left( \frac{b_{\pi\mu} \mathcal{A}_{\pi\mu}}{1 + \frac{1.1 \tilde{E}_\mu \cos \theta}{\epsilon_\pi}} + \frac{b_{\kappa\mu} \mathcal{A}_{\kappa\mu}}{1 + \frac{1.1 \tilde{E}_\mu \cos \theta}{\epsilon_\kappa}} + r_c \right) \times \left( \frac{\rho_0 \cos \theta^*}{\rho_F} \right)^{\frac{\gamma_\mu^{-1}}{\cos \theta^* (E_\mu + \frac{\Delta E}{2})}}, \quad (3.8)$$

### 3.3.2 Le flux de muons au niveau de la mer

Le modèle de Gaisser est couramment utilisé pour le calcul numérique du flux de muons au niveau de la mer. Les résultats des calculs du flux de muons sont présentés sur la Figure 3.2 en fonction de l'énergie  $E_\mu$  (entre 0 et 1000 GeV) et pour différents angles zénithaux compris entre  $0^\circ$  et  $60^\circ$ .

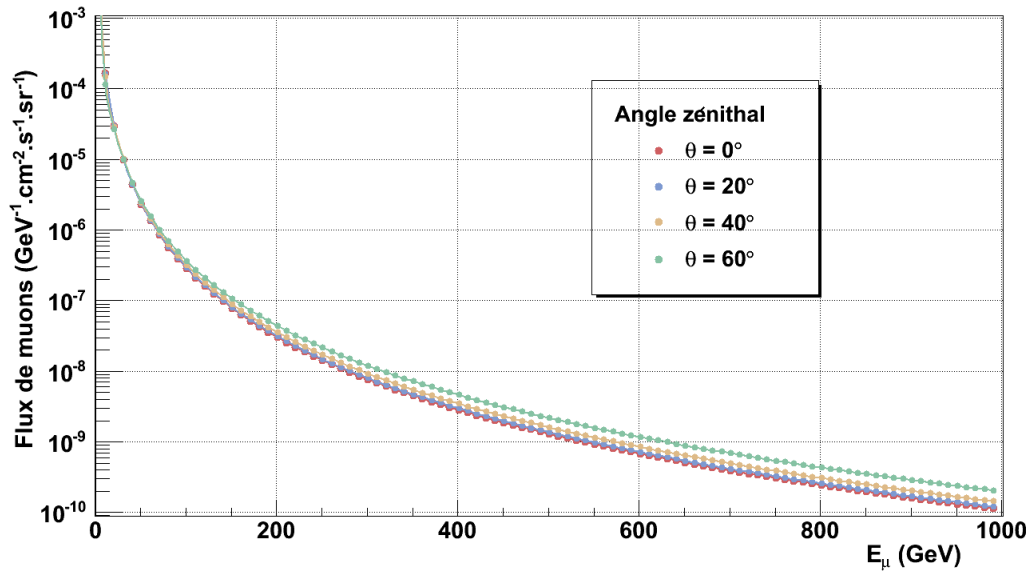


FIGURE 3.2 – Flux de muons au niveau de la mer en fonction de leur énergie pour différents angles zénithaux ( $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$  et  $60^\circ$ ).

Le flux de muons est important pour les faibles énergies et il décroît, suivant un comportement du type loi de puissance, lorsque l'énergie des particules augmente. Ce phénomène est observé pour l'ensemble des angles zénithaux. Les résultats témoignent également d'une augmentation du flux de muons de haute énergie (supérieur à 100 GeV) corrélée avec celle de l'angle zénithal. Or, la quantité d'atmosphère traversée augmente avec l'angle zénithal. L'épaisseur d'atmosphère traversée  $H_{Atm}$  peut être définie à partir de l'angle zénithal  $\theta$  (Eq. 3.9).

$$\frac{1}{\cos\theta} = \frac{H_{Atm}}{H_0}, \quad (3.9)$$

Où  $H_0$  est l'épaisseur d'atmosphère à la verticale du point de détection considéré au niveau de la mer. Par exemple, pour un angle zénithal de  $60^\circ$ , l'épaisseur d'atmosphère traversée  $H_{Atm}$  est deux fois plus importante que l'épaisseur d'atmosphère à la verticale  $H_0$ . Le flux de muons en fonction de  $1/\cos\theta$  est représenté sur la Figure 3.3.

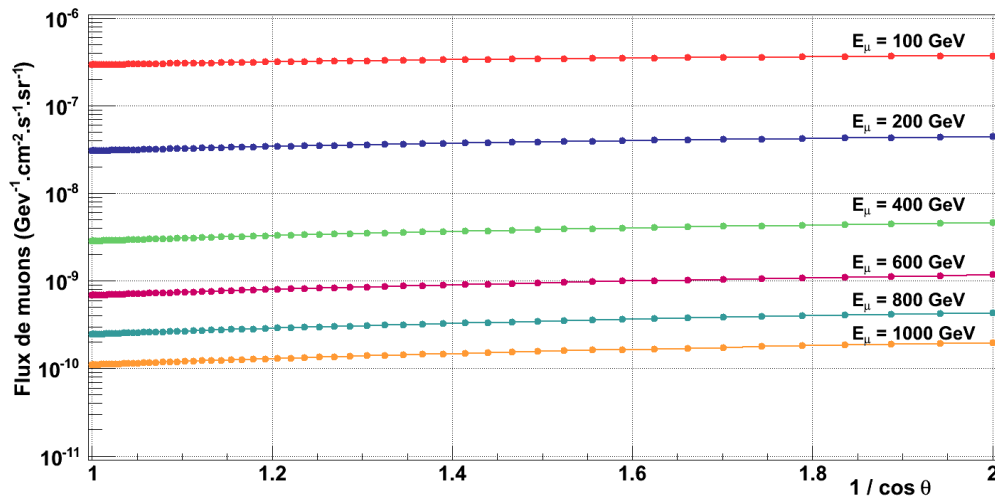


FIGURE 3.3 – Flux de muons au niveau de la mer en fonction de  $1/\cos\theta$  (proportionnel à l'épaisseur d'atmosphère traversée) pour différentes énergies des muons au niveau de la mer : 100 GeV, 200 GeV, 400 GeV, 600 GeV, 800 GeV et 1000 GeV.

Au regard de ces résultats, le flux de muons verticaux serait plus faible que celui des muons qui tendent vers l'horizontale et qui ont donc traversé une épaisseur d'atmosphère plus grande. Or, des mesures du flux en surface, avec un télescope à muons par exemple, permettent d'identifier clairement la diminution du flux de muons avec l'augmentation de l'angle zénithal. En intégrant l'ensemble du spectre en énergie des muons, ceux présentant une incidence verticale dominant. Les muons de faibles énergies étant les plus nombreux au niveau de la mer, les mêmes tests ont donc été réalisés pour des énergies comprises entre 10 GeV et 100 GeV (Figure 3.4).

Les simulations mènent à des interprétations différentes selon l'énergie des muons. En effet, lorsque l'énergie est inférieure à environ 30 GeV, l'augmentation de l'angle zénithal (et de l'épaisseur d'atmosphère) est associée à une diminution du flux de muons. À l'inverse,

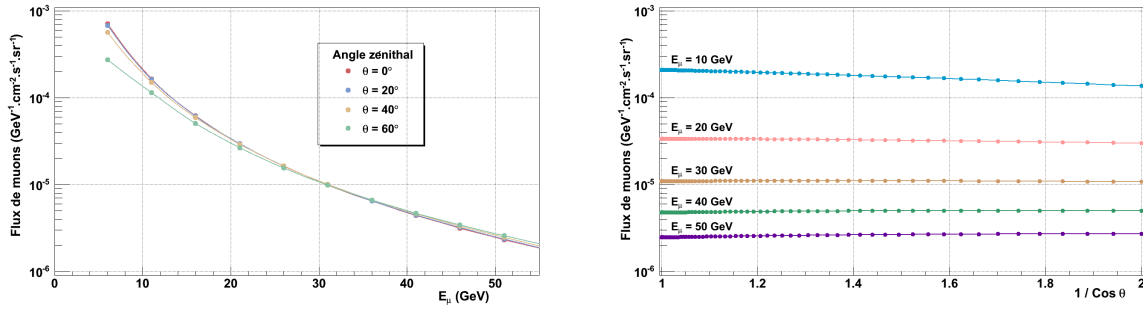


FIGURE 3.4 – (À gauche) Flux de muons au niveau de la mer en fonction de leur énergie pour différents angles zénithaux ( $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$  et  $60^\circ$ ). (À droite) Flux de muons au niveau de la mer en fonction de  $1/\cos\theta$  (proportionnel à l'épaisseur d'atmosphère traversée) pour différentes valeurs d'énergie des muons au niveau de la mer : 10 GeV, 20 GeV, 30 GeV, 40 GeV et 50 GeV.

pour des énergies supérieures à  $\approx 30$  GeV, plus l'angle zénithal est élevé et plus le flux de muons est important, comme cela a pu être mis en évidence sur les Figures 3.2 et 3.3. Il y a donc une inversion de la tendance autour de quelques dizaines de GeV. Les particules dont l'énergie est inférieure à ce seuil étant majoritaires, elles sont responsables de l'importance du flux vertical lorsque l'énergie n'est pas discriminée. Des simulations comparables ont été menées par Lesparre (2011) et des résultats identiques ont été obtenus. La densité de l'atmosphère est croissante d'un point en altitude vers la surface terrestre. Cette évolution de la densité est d'autant plus modérée que la trajectoire de la particule est proche de l'horizontale. En augmentant l'angle zénithal, et par conséquent l'épaisseur d'atmosphère, les interactions des particules sont favorisées. Davantage de pions, kaons et muons sont donc produits, du fait de ces interactions. C'est pourquoi les muons de hautes énergies présentant des trajectoires inclinées sont plus nombreux que les muons verticaux. La quantité de muons de quelques GeV est, elle, fortement dépendante de leur absorption dans l'atmosphère. Ces particules de relativement faibles énergies sont majoritaires à la verticale car leur flux est atténué lorsque l'épaisseur d'atmosphère augmente. Il existe pour chaque énergie de muons une épaisseur d'atmosphère optimale (et donc un angle zénithal associé) qui permet de maximiser leur flux (Lesparre, 2011).

Le flux de muon atteignant la surface terrestre au niveau de la mer est calculé en intégrant en énergie les résultats du modèle de Gaisser. De façon générale, il est admis que le flux, en surface, est en moyenne de 10 000 muons par mètre<sup>2</sup> et par minute.

Le calcul de ce flux de muons au niveau de la mer est essentiel puisque, associé à la propagation des muons dans la roche, il permet de déterminer le flux en profondeur. Le modèle de Gaisser, utilisé dans cette thèse, n'est pas le seul outil permettant son estimation. D'autres modèles analytiques tels que ceux de Matsuno (Matsuno *et al.*, 1984), Reyna (Bugaev *et al.*, 1998) et Bogdanova (Bogdanova *et al.*, 2006) peuvent être utilisés. Ces derniers sont décrits et comparés au modèle de Gaisser dans la thèse de Lesparre (2011). Les codes de calcul CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAscade) (Heck *et al.*, 1998) et CRY (Hagmann *et al.*, 2012) se consacrent à la simulation Monte Carlo des gerbes atmosphériques dont les muons font partie. Ceux-ci pourraient, à l'avenir, être privilégiés pour la quantification et la caractérisation des phénomènes de multi-muons qui peuvent

être observés (voir chapitre 6 et annexe A).

## 3.4 Modélisation de l'interaction des muons avec la roche

### 3.4.1 Le code MUSIC

La modélisation numérique des interactions entre les muons et la roche est réalisée à partir du code MUSIC (MUon SIMulation Code), développé par Kudryavtsev (2009). Ce code de simulation Monte Carlo est spécialisé dans la simulation des interactions des muons avec l'eau et la roche. Il est largement utilisé dans le domaine de la physique des particules. Dans ce code, différents paramètres sont initialisés pour caractériser la matière à traverser :

- La composition de la roche au travers du numéro atomique ( $Z$ ) et du nombre de masse ( $A$ ) de chaque élément et de la fraction en masse de ces éléments dans le matériau considéré.
- La masse volumique (ou densité) de la roche  $\rho$  en  $\text{g.cm}^{-3}$ .
- La longueur de radiation  $X_0$  qui caractérise le matériau traversé et est relative aux pertes d'énergie des muon par processus radiatifs. Elle correspond à la distance parcourue par le muon, dans le matériau, avant d'observer une perte d'énergie d'environ 63 %. Elle peut être exprimée en  $\text{g.cm}^{-2}$  ou, divisée par la densité de la matière, en cm.
- L'épaisseur de matière à traverser en cm, qui correspond à la profondeur pour l'étude des muons verticaux.
- Les angles zénithaux et azimutaux initiaux, respectivement  $\theta$  et  $\phi$  définis en radians.
- Les coordonnées  $x_0$ ,  $y_0$  et  $z_0$  initiales des muons.
- L'énergie initiale de la particule au niveau de la mer  $E_\mu$  en GeV.

Le programme MUSIC propose des valeurs dites de "roche standard", notamment pour la composition, la masse volumique et la longueur de radiation de la roche. Ces valeurs sont identiques à celles communément rencontrées dans la littérature (Menon & Murthy, 1967; Grieder, 2001). Ainsi, une roche standard est composée d'un élément de numéro atomique 11 et de nombre de masses 22 ( $Z=11$  et  $A=22$ ), sa densité est de  $2.65 \text{ g.cm}^{-3}$  et sa longueur de radiation de  $26.48 \text{ g.cm}^{-2}$ . Les termes de composition, densité et longueur de radiation standard qui sont utilisés dans la suite de ce document se rapportent à ces valeurs.

Le programme permet d'obtenir l'énergie  $E_{\mu fin}$ , l'angle zénithal  $\theta_{fin}$ , l'angle azimutal  $\phi_{fin}$  et les coordonnées finales des muons ainsi que le déplacement latéral dont ils ont été affectés du fait des processus de diffusion (voir chapitre 4).

Le code MUSIC est, dans un premier temps, utilisé pour simuler différentes épaisseurs de roche standard comprises entre 250 m et 3000 m. Les résultats de ces tests sont présentés sur la Figure 3.5.

Lorsque l'épaisseur de roche augmente, pour une même énergie, la probabilité de survie des muons diminue. Il faut donc que les muons soient de plus en plus énergétiques pour traverser des épaisseurs de roche de plus en plus importantes. Cette première étude réalisée



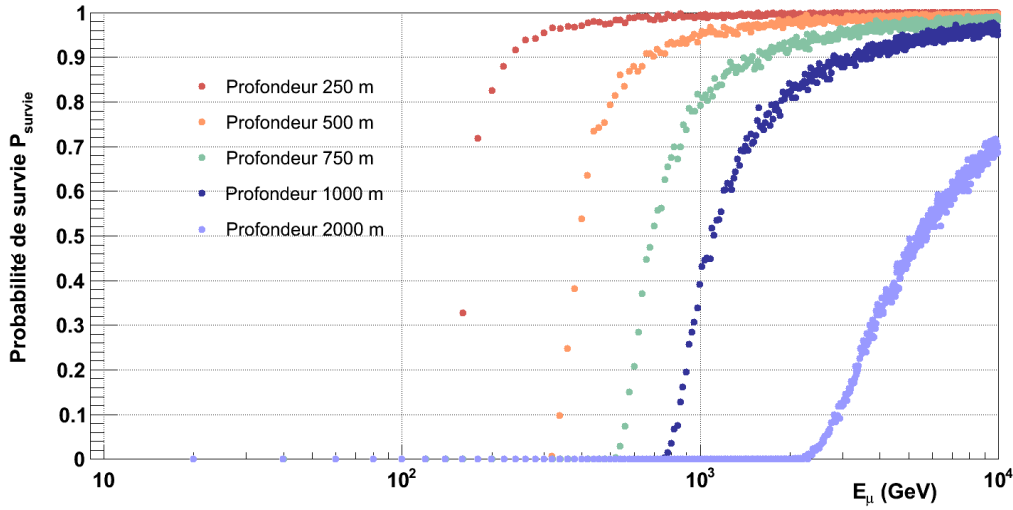


FIGURE 3.5 – Probabilités de survie des muons en fonction de leur énergie  $E_\mu$  (au niveau de la mer) pour différentes profondeurs de roche traversée (250m, 500m, 750m, 1km et 2km).

à partir de MUSIC est relativement commune, de nombreux auteurs l'ont déjà réalisée (Grieder, 2001; Lesparre, 2011). La cohérence des résultats avec ceux déjà obtenus par ces auteurs permet de valider la bonne manipulation du code et de ses paramètres, ce qui est essentiel pour les simulations suivantes.

La notion d'énergie minimale requise pour traverser la roche est mise en évidence dans ces simulations. L'énergie au-dessous de laquelle il peut être considéré qu'aucun muon n'est observé, est appelée énergie minimale  $E_{min}$ . Dans l'étude menée ici, les énergies minimales sont définies avec une erreur de 0.1 %, c'est à dire que  $E_{min}$  est atteinte lorsque la probabilité de survie  $P_{survie}$  est comprise entre 0 et 0.001. Une étude de ces énergies  $E_{min}$  est menée en fonction de l'épaisseur de roche standard traversée (Figure 3.6).

Ce graphique permet notamment d'identifier la gamme d'énergie des muons qui pourront être identifiés sous des profondeurs de roches variant entre 0 m et 500 m comme c'est le cas dans les galeries souterraines du LSBB. Par exemple, à 500 m de profondeur<sup>2</sup>, la probabilité d'observer un muon possédant une énergie inférieure à 300 GeV est considérée comme nulle. Le spectre en énergie des muons au niveau de la mer est progressivement réduit (Figure 3.7)

L'incertitude sur  $P_{survie}$  est fonction du nombre de muons atteignant la profondeur, et donc indirectement de la quantité de muons propagés dans la matière. Les probabilités de survie obtenues à l'issu de simulations Monte Carlo se répartissent suivant une loi de Poisson. L'estimation de l'incertitude sur la probabilité de survie des muons peut donc être exprimée suivant l'équation 3.10.

$$\sigma_n = \sqrt{n}, \quad (3.10)$$

2. Les valeurs indiquées ici correspondent à 500 m de roche standard car la densité réelle du massif situé au-dessus du LSBB n'est pas identifiée

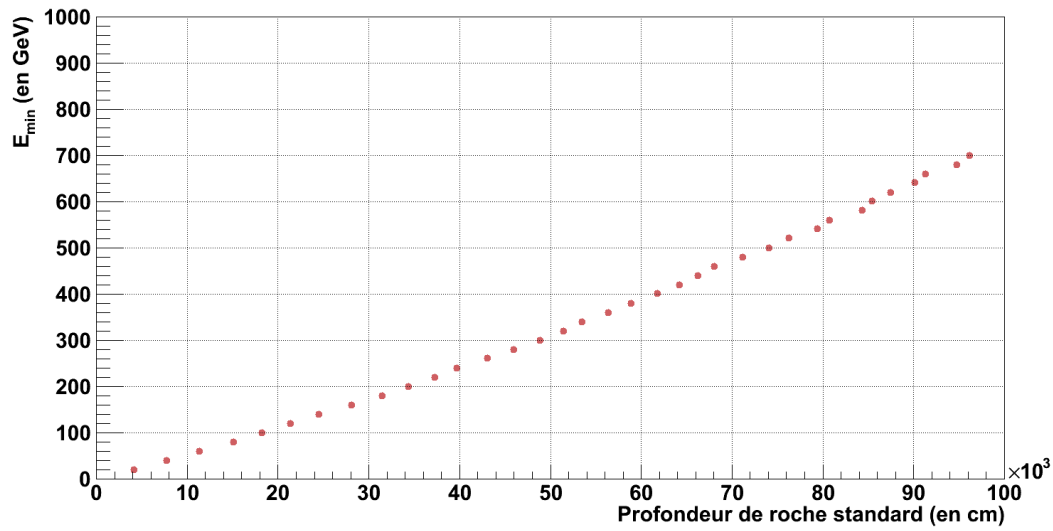


FIGURE 3.6 – Énergies minimales  $E_{min}$  des muons en fonction de la profondeur de roche standard traversée. Ces énergies minimales correspondent à une probabilité de survie des muons proche de  $0 \pm 0.001$ . Il est considéré qu'aucun muons ne peut être observé à des énergies inférieures.

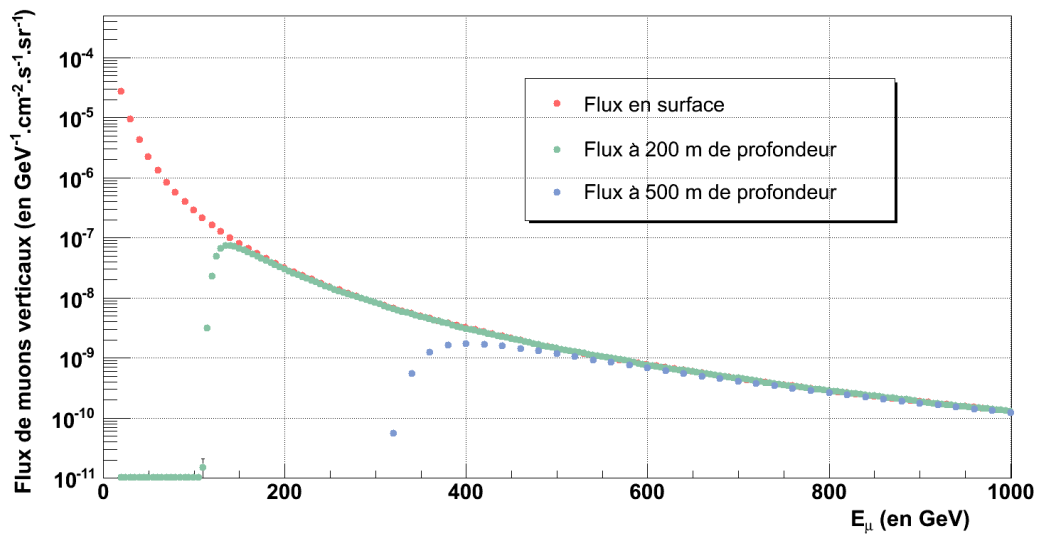


FIGURE 3.7 – Flux de muons verticaux en fonction de leur énergie au niveau de la mer  $E_\mu$  à 200 m et 500 m de profondeur de roche standard.

Où  $n$  est le nombre de muons atteignant la profondeur souhaitée. Quelque soit le nombre de muons propagés dans la roche, l'incertitude sur la probabilité de survie est calculée à partir de cette équation.

### 3.4.2 Calcul du flux de muons en profondeur

Les probabilités de survie des muons déterminées à partir du code MUSIC sont multipliées au flux de muons en surface, obtenu sur la base de la paramétrisation de Gaisser, pour calculer le flux de muons en profondeur. Ce flux calculé et son erreur sont associés à l'énergie de la particule au niveau de la mer  $E_\mu$  (3.11).

$$\Phi_{underground}(E_\mu, d) = \Phi_{sea}(E_\mu, \theta) \times P_{survie}(d), \quad (3.11)$$

Où  $\Phi_{sea}$  est le flux de muons en surface,  $\Phi_{underground}$  celui en profondeur en fonction de l'énergie de la particule et de la profondeur  $d$ . De cette façon, le flux de muons en profondeur peut être rapidement calculé pour diverses configurations de flux en surface : variations de la durée, de la surface et de l'incidence zénithale considérées.

Cependant, les détecteurs généralement utilisés (films à émulsion nucléaire, scintillateurs, GRPC) ne permettent pas de déterminer l'énergie de la particule. Expérimentalement, ils permettent uniquement d'accéder au flux de muons total, considérant toutes les énergies présentes sans les discriminer. C'est pourquoi les flux, obtenus par les simulations numériques, sont intégrés sur l'énergie. La simulation permet quant à elle, pour une profondeur donnée, de calculer le flux de muons, entre deux énergies définies en surface  $E_{inf}$  et  $E_{sup}$  (3.12).

$$\phi_{tot}(d) = \int_{E_{inf}}^{E_{sup}} \Phi_{underground}(E_\mu, d), \quad (3.12)$$

L'une des principales difficultés associée au calcul du flux de muons en profondeur est la durée de ces calculs. Pour cette raison, il a été fait le choix de constituer des tables génériques. Celles-ci sont réalisées à partir de 100 000 muons en surface et permettent ainsi de calculer chaque probabilité de survie des muons avec une incertitude statistique raisonnable ( $< 3\%$ ). Ces tables sont, initialement, générées pour des profondeurs comprises entre 40 m et 1000 m. Les profondeurs inférieures à 40 m nécessitent une étude plus approfondie car la quantité de muons est très supérieur à 100 000. L'incertitude déterminée sur les probabilités de survie devient alors trop importante pour permettre des comparaisons entre les flux estimés. Les tables sont produites jusqu'à 1000 m de profondeur afin de considérer les muons qui tendent vers l'horizontal dans la partie la plus profonde des galeries du LSBB, c'est à dire à environ 500 m de profondeur. Les muons sont simulés pour des énergies comprises entre 20 GeV (énergie minimale pour atteindre 40 m de profondeur) et 1000 GeV (les muons dont l'énergie est supérieure contribuent peu) avec un pas de 20 GeV. Le pas et les gammes d'énergie choisis initialement sont rediscutés dans la suite de ce document à l'issu des premiers résultats. Un extrait de l'une de ces table est présenté en annexe B.

## 3.5 Influences de la masse volumique et de la composition de la roche

Les pertes d'énergie des muons dans la roche, et donc l'atténuation de leur flux, varient, pour une énergie donnée, selon deux paramètres : la masse volumique et la composition de la roche. Ces deux paramètres sont étudiés de façon indépendante afin d'identifier le rôle de chacun sur le flux de muons. Il est admis que des fluctuations de ces paramètres génèrent des variations du flux de muons. L'étude menée ici porte sur la quantification de ces variations afin de déterminer s'il est possible de les observer de façon significative. Ce caractère significatif est directement relié à la quantité de muons qui peut être détectée et constitue la plus forte contrainte pour la muographie. En effet, lorsque le flux de muons est faible, aux profondeurs supérieures à 1 km de roche standard par exemple, il devient difficile d'identifier les variations du flux de muons qui permettent de caractériser la matière (densité, composition). Des alternatives peuvent alors être envisagées : étendre la surface de d'interception du flux de muons (appelée surface de détection), accroître la durée des acquisitions et/ou augmenter l'ouverture angulaire.

### 3.5.1 Premiers résultats

Les influences respectives de la densité et de la composition de la roche sur les variations du flux de muons sont étudiées et comparées sur une durée correspondant à un mois de détection. Cette fenêtre temporelle est sélectionnée pour être en accord avec les échelles temporelles des transferts de l'eau dans la zone insaturée de l'aquifère de Fontaine-de-Vaucluse, qui peuvent varier de quelques jours à plusieurs mois (voir chapitre 6). La surface de détection est fixée à 1 m<sup>2</sup> et l'ouverture angulaire est de 10 °.

#### Sensibilité aux variations de densité

Les variations de densité sont testées au travers de simulations de roche dont les densités sont comprises entre 2.00 g.cm<sup>-3</sup> et 2.65 g.cm<sup>-3</sup>. Afin d'étudier de façon indépendante l'effet des variations de densité, la composition de la roche traversée est maintenue à sa valeur standard  $Z = 11$  et  $A = 22$ . Le flux de muons calculé à partir de la roche de densité standard (2.65 g.cm<sup>-3</sup>) est comparé avec ceux obtenus pour des densités plus faibles. La signification statistique des différences de flux est quantifiée suivant l'équation 3.13.

$$\frac{\Delta\Phi_\rho}{\sigma_\rho} = \frac{|\Phi_{standard} - \Phi_{\Delta\rho}|}{\sqrt{\sigma_{standard}^2 + \sigma_{\Delta\rho}^2}}, \quad (3.13)$$

$\Phi_{standard}$  et  $\Phi_{\Delta\rho}$  sont respectivement les flux de muon pour une roche standard et pour une roche présentant une densité plus faible ( $2.65 - \Delta\rho$  g.cm<sup>-3</sup>). La différence entre les flux est normalisée par la somme quadratique des erreurs statistiques associées  $\sigma_{standard}$  et  $\sigma_{\Delta\rho}$  afin de mettre en avant la signification du résultat. Les variations de densité sont exprimées en pourcentages sur la Figure 3.8. Les trois droites horizontales, superposées aux résultats, illustrent des différences significatives à  $1\sigma$ ,  $3\sigma$  et  $5\sigma$  (probabilités d'erreur respectivement inférieures à 32%,  $2.7 \cdot 10^{-3}\%$  et  $3 \cdot 10^{-7}\%$ ).

Il est difficile d'exprimer la signification des différences de flux associées aux variations de densité pour des profondeurs inférieurs à 300 m du fait de la dispersion des résultats.

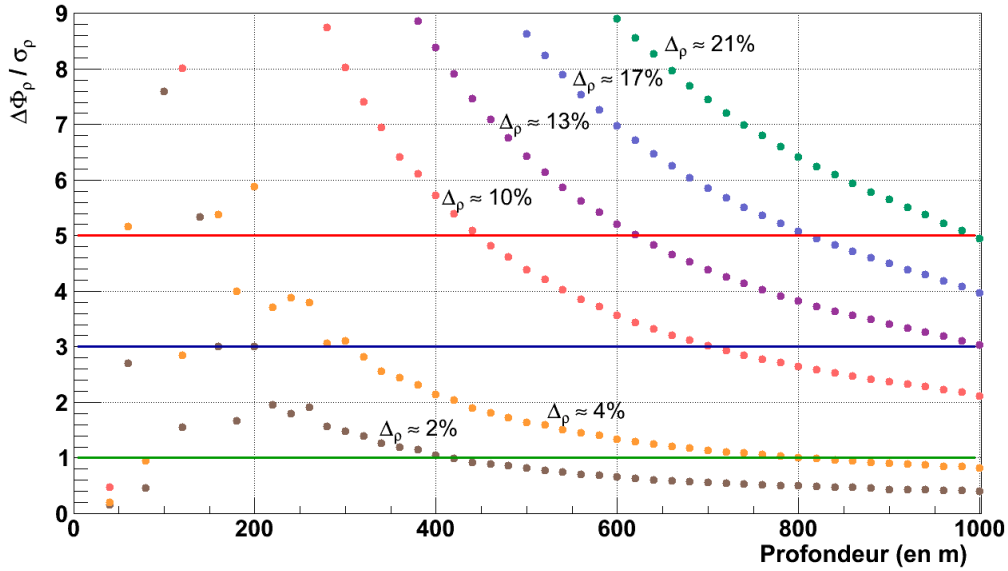


FIGURE 3.8 – Signification statistique des différences de flux associées aux variations de densité  $\Delta\rho$ . Les droites horizontales rouge, bleu et verte décrivent les valeurs  $1\sigma$ ,  $3\sigma$  et  $5\sigma$ . Les flux de muons calculés correspondent à une durée de 1 mois, sur une surface de  $1\text{ m}^2$  et une ouverture angulaire de  $10^\circ$ .

Au-delà de 300 m, les différences de flux sont de moins en moins significatives avec l'augmentation de la profondeur. Cette diminution est liée à l'incertitude statistique qui décroît moins rapidement que le flux. En effet, la quantité réduite de muons en profondeur limite le potentiel de détection des variations de flux.

### Sensibilité aux variations de composition atomique

La nature des atomes présents dans la matière traversée influe sur les interactions des muons avec ces atomes et donc sur l'atténuation du flux. Dans le code MUSIC, la composition de la matière est définie à partir du numéro atomique  $Z$  et du nombre de masses  $A$  des atomes qui la constituent. Ces différentes valeurs de  $Z$  et  $A$  sont pondérées en fonction de la fraction massique de chaque atome. Comme pour la densité, l'influence de la composition de la roche est étudiée de façon indépendante. Pour cela, la densité est gardée constante à  $2.40\text{ g.cm}^{-3}$ . Trois roches tests ont été définies, correspondant à des variations de compositions associées à différents degrés de saturation de la roche en eau : 0% ( $M_{dry}$ ), 10% ( $M_{10}$ ) et 20% ( $M_{20}$ ). Afin de conserver une densité constante les proportions de  $\text{CaCO}_3$  ( $2.80\text{ g.cm}^{-3}$ ) et  $\text{SiO}_2$  ( $2.20\text{ g.cm}^{-3}$ ) sont ajustées. Celles-ci sont présentées dans la Table 3.1 ainsi que la fraction massique de tous les atomes.

Les flux de muons calculés à partir des modèles de roches  $M_{10}$  et  $M_{20}$  sont chacun comparés aux flux obtenus à partir du modèle  $M_{dry}$ . La signification des différences de flux est déterminée suivant l'équation 3.14.

$$\frac{\Delta\Phi_C}{\sigma_C} = \frac{|\Phi_{dry} - \Phi_{M_{10}/M_{20}}|}{\sqrt{\sigma_{dry}^2 + \sigma_{M_{10}/M_{20}}^2}}, \quad (3.14)$$

TABLE 3.1 – Proportions de chaque élément composant les trois modèles de composition de roche et la fraction en masse de tous les atomes.

	$M_{dry}$	$M_{10}$	$M_{20}$
H <sub>2</sub> O (%)	0	10	20
CaCO <sub>3</sub> (%)	33.34	53.34	73.34
SiO <sub>2</sub> (%)	66.66	36.66	6.66
Fraction en masse de chaque atome			
Ca	0.1335	0.2136	0.2937
C	0.0400	0.0640	0.0880
Si	0.3116	0.1714	0.0311
O	0.5149	0.5398	0.5648
H	0.0000	0.0112	0.0224

Où  $\Phi_{dry}$  est le flux de muon correspondant à une roche sèche et  $\Phi_{M_{10}/M_{20}}$  à ceux pour des roches saturées à 10 % et 20 % en eau.  $\sigma_{dry}$  et  $\sigma_{M_{10}/M_{20}}$  sont leurs erreurs statistiques. Comme pour la densité les résultats en fonction de la profondeur de roche sont comparés à  $1\sigma$ ,  $3\sigma$  et  $5\sigma$  (Fig. 3.9).

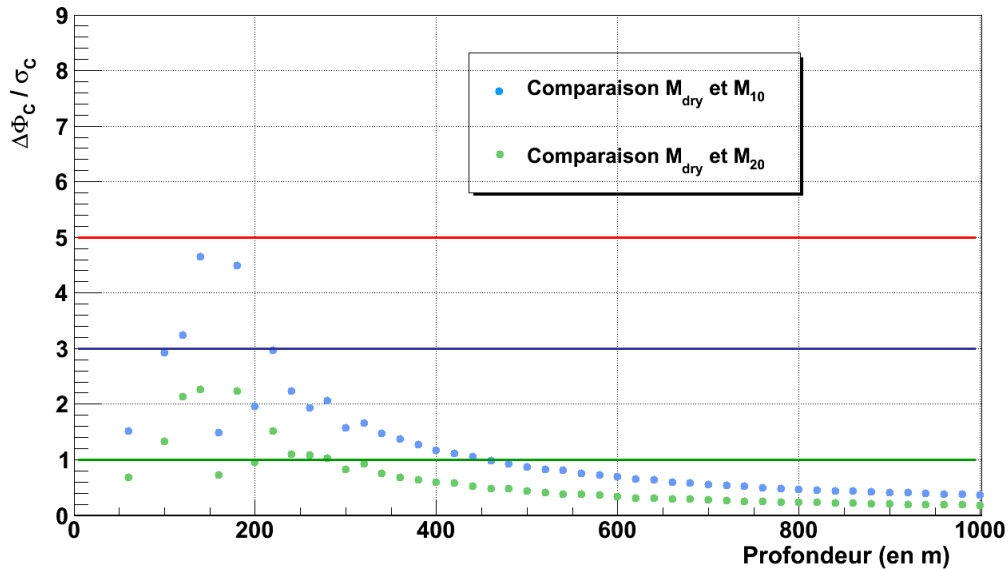


FIGURE 3.9 – Signification statistique des différences de flux associées aux variations de composition de la roche. Les flux de muons correspondant aux modèles  $M_{10}$  et  $M_{20}$  sont chacun comparés à ceux obtenus avec  $M_{dry}$ . Les seuils horizontaux rouge, bleu et verte décrivent les valeurs  $1\sigma$ ,  $3\sigma$  et  $5\sigma$ . Les flux de muons calculés correspondent à une durée de 1 mois, sur une surface de 1 m<sup>2</sup> et une ouverture angulaire de 10°.

Comme pour la densité, une forte dispersion des résultats est observée pour des profondeurs inférieures à 300 m. À plus grande profondeur, les différences de flux avec le modèle  $M_{dry}$  diminuent pour chacun des deux degrés de saturation en eau testé, 10% et 20%.

### 3.5.2 Optimisation des tables

La dispersion observée dans la signification des résultats, lorsqu'il s'agit de la densité aussi bien que de la composition interroge sur la finesse des pas en énergie choisis pour la constitution des tables. D'autant plus que les profondeurs auxquelles la dispersion est observée sont similaires pour les deux paramètres étudiés.

Les tables génériques, produites à partir du code MUSIC, sont utilisées pour estimer les flux de muons en profondeur à partir des probabilités de survie des muons pré-calculées. Les tables ont, dans un premier temps, été constituées avec un pas de 20 m pour l'épaisseur de matière traversée et de 20 GeV pour l'énergie de la particule au niveau de la mer. Or, les probabilités de survie n'évoluent pas de façon linéaire en fonction de ces deux variables (Fig. 3.10).

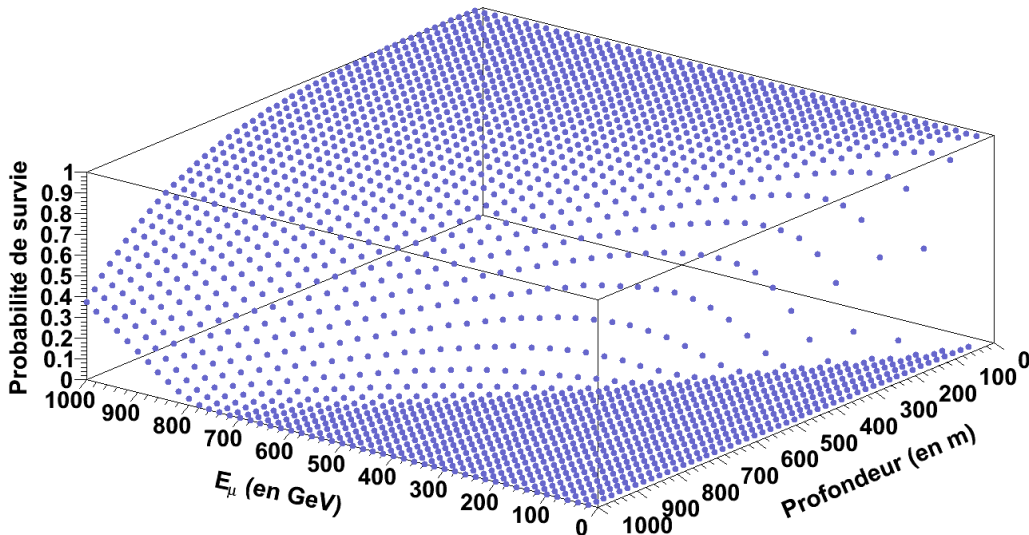


FIGURE 3.10 – Probabilités de survie des muons en fonction de leur énergie initiale et de la profondeur de roche standard traversée ( $\rho=2.65$ ,  $Z=11$  et  $A=22$ ).

Les probabilités de survie évoluent beaucoup plus rapidement lorsque la profondeur et l'énergie de la particule sont faibles. Ainsi, les tables générées avec des pas de 20 m et 20 GeV permettent d'évaluer la probabilité de survie de façon relativement continue pour les grandes profondeurs. À l'inverse, aux profondeurs les plus faibles de fortes variations de ces probabilités sont observées entre chaque simulation. La faible densité d'information à faible profondeur rend l'intégration du flux sur l'énergie moins précise. Aussi, afin d'estimer les probabilités de survie des muons dans la roche de façon régulière quelque soit la profondeur, les tables sont densifiées en énergie aux faibles profondeurs. Le pas de 20 GeV, préalablement défini, est réduit à 5 GeV entre 160 m et 300 m de profondeur et à 1 GeV entre 40 m et 140 m. Les tables sont reconstituées à partir de ces nouveaux pas et les influences respectives des variations de densité et de composition de la roche sur le flux de muons ré-évaluées. La signification des différences de flux est calculée à partir des équations 3.14 et 3.13 et présentée sur la Figure 3.11.

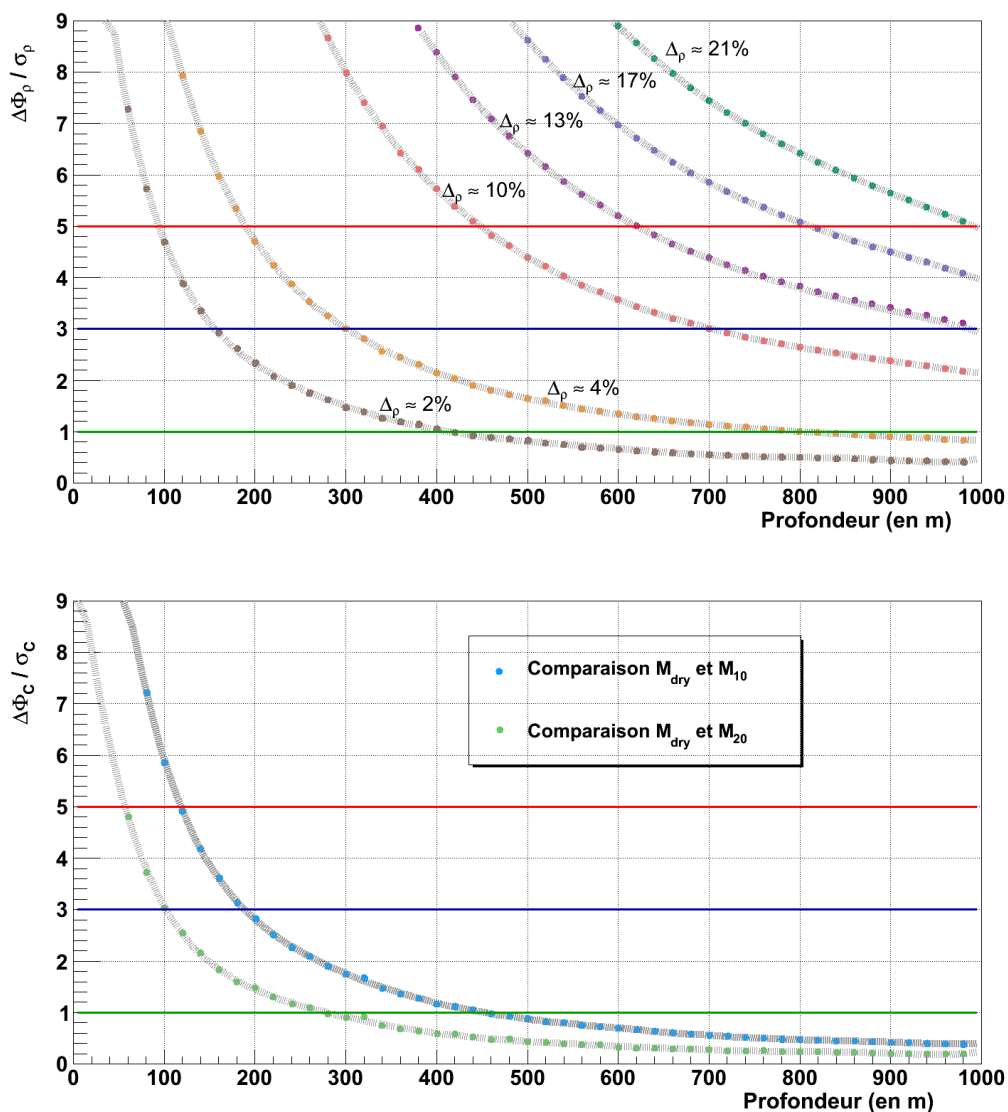


FIGURE 3.11 – Signification statistique des différences de flux associées aux variations de densité (en haut) et de composition (en bas) de la roche. Les flux de muons sont calculés à partir de tables densifiées à faibles profondeurs et correspondent à une durée de 1 mois, sur une surface de  $1 \text{ m}^2$  et une ouverture angulaire de  $10^\circ$ .



Les profondeurs maximales pour l'observation des variations de densité sont déterminées lorsque la signification de la différence de flux est comprise entre  $3\sigma$  et  $5\sigma$ . Par exemple, des variations de densité de  $\approx 2\%$  peuvent être détectées jusqu'à environ 160 m avec une signification de  $3\sigma$ . La profondeur est étendue jusqu'à environ 320 m pour identifier des variations de densité de  $\approx 4\%$  et jusqu'à environ 720 m pour  $\approx 10\%$  en conservant une signification de  $3\sigma$ .

Ces variations de densité observables pour des profondeurs de roche de quelques centaines de mètres sont pertinentes face aux objectifs expérimentaux du projet T2DM2. En effet, au sein de la zone non saturée de l'aquifère, la porosité peut atteindre jusqu'à 25% (Fournier *et al.*, 2011). En supposant que tous les pores soient connectés et perméables, la roche peut, par conséquent, contenir jusqu'à 25% d'eau. Dans ce contexte, des variations de densité d'environ 10% sont attendues en faisant varier le degré de saturation de la roche en eau. Les résultats des simulations démontrent ainsi le potentiel d'identification et de suivi des variations de densité associées au transfert des masses d'eau dans la zone insaturée.

À densité constante, les variations de composition de la roche, associées à la présence d'eau, peuvent être observées avec une signification de  $5\sigma$  jusqu'à environ 80 m de profondeur pour  $M_{10}$  et 140 m pour  $M_{20}$ . Pour une signification de  $3\sigma$ , les profondeurs limites sont étendues à  $\approx 100$  m pour  $M_{10}$  et  $\approx 200$  m pour  $M_{20}$ . Les différences de flux significatives, produites par des variations de composition entre  $M_{dry}$  et  $M_{10}$  ou  $M_{20}$ , ne sont pas observées aux profondeurs de roches plus importantes. Jusqu'à 200 m, l'influence de la composition devrait donc être considérée et comparée à celle de la densité. L'influence des variations de densité sur le flux de muons reste cependant largement dominante.

En considérant non plus des variations indépendantes des paramètres densité et composition mais des évolutions conjointes comme c'est réellement le cas, la comparaison entre une roche saturée à 10% en eau et une roche sèche serait associée à une variation de densité d'environ 5% (pour des densités de roches de l'ordre de  $2.20 - 2.40 \text{ g.cm}^{-3}$ ). Cette variation atteint environ 8% entre une roche sèche et une roche saturée à 20%. Or, dans ces deux cas, la signification des différences de flux liées à la densité est considérablement plus importante. Par exemple, à 100 m de profondeur, une variation de composition entre une roche sèche et une roche saturée à 10% est significative à  $\approx 3\sigma$ . Indépendamment, la variation de densité de 5%, correspondant à cette saturation en eau, génère des différences de flux significatives à plus de  $9\sigma$ . Par conséquent, même si la composition de la roche est responsable de variations significatives du flux de muons, la densité de la roche est le paramètre dominant pour l'observation de la saturation de la roche en eau.

Les simulations présentées dans cette analyse sur les influences respectives de la densité et de la composition sont toutes basées sur des conditions expérimentales similaires. La durée d'acquisition est fixée à 1 mois, la surface de détection à  $1 \text{ m}^2$  et l'ouverture angulaire à  $10^\circ$ . Ces conditions peuvent être adaptées en fonction des objectifs de l'étude et les limitations, en terme de profondeur pour observer des différences de flux significatives, seraient alors différentes. Il est par exemple possible de réduire la durée d'acquisition en augmentant la surface de détection et/ou l'ouverture angulaire pour mener un suivi temporel sur la zone d'étude. À l'inverse, si l'objectif de l'étude est de réaliser une imagerie haute résolution sur une zone limitée, la durée d'acquisition peut être étendue au profit

d'une réduction de l'ouverture angulaire. Afin de faciliter la manipulation de ces trois paramètres : durée d'acquisition, surface de détection et ouverture angulaire, une étude axée sur les durées d'acquisition minimales est proposée. Ces durées d'acquisition peuvent ensuite être traduites en surfaces d'acquisition et ouvertures angulaires minimales en fonction du contexte de l'étude.

### 3.6 Conditions expérimentales requises pour l'identification des variations de densité

Afin d'estimer les conditions expérimentales requises pour l'étude des variations de densité à partir de la muographie, les résultats sont exprimés en fonction de l'opacité de la matière traversée. Cette variable est généralement utilisée pour analyser le potentiel d'observation en fonction des objectifs de l'étude. L'opacité, exprimée en  $\text{g.cm}^{-2}$ , correspond à l'épaisseur de matière traversée dans le cas d'une densité équivalente à celle de l'eau  $1 \text{ g.cm}^{-3}$ . L'opacité est identique au "meter water équivalent" (m.w.e) souvent utilisé pour l'étude des rayonnements cosmiques. Elle est calculée, en fonction de la densité  $\rho$ , suivant l'équation 3.15.

$$\varrho = \rho \times X, \quad (3.15)$$

Où  $X$  est l'épaisseur de matière traversée par la particule en cm. Ainsi en exprimant le flux de muons en fonction de l'opacité, il suffit de diviser par l'épaisseur de roche le long de la trajectoire du muon pour retrouver la densité correspondante.

Le flux de muons est déterminé à partir de la table dite "standard" produite sur la base du code MUSIC et correspondant à une composition de roche standard. Cette table est densifiée en énergie suivant la conclusion établie dans la partie "optimisation des tables". Elle est, de plus, étendue jusqu'à 2000 GeV afin d'améliorer l'estimation du flux aux profondeurs les plus importantes. L'épaisseur de roche standard traversée  $y$  est convertie en opacité.

Dans un premier temps, les flux de muons et les durées minimales d'acquisition permettant d'observer leurs variations sont étudiées pour l'intégralité du spectre en énergie. Puis, une analyse par gammes d'énergies spécifiques est proposée. Les coupures sur l'énergie des particules sont appliquées (i) en profondeur ou (ii) en surface, c'est à dire, respectivement (i) après ou (ii) avant leur interaction avec la cible à imager.

#### 3.6.1 Estimation des durées minimales d'acquisition à partir de l'intégralité du spectre en énergie

L'évolution du flux de muons en fonction de l'opacité de la matière traversée est étudiée à partir d'une table constituée entre 20 GeV et 2000 GeV avec des pas variables (entre 1 GeV et 20 GeV). Les opacités investiguées sont comprises entre  $106 \text{ hg.cm}^{-2}$  et  $2650 \text{ hg.cm}^{-2}$  et correspondent à des profondeurs de roches standard entre 40 m et 1000 m. La probabilité de survie des muons de 20 GeV est considérée comme nulle pour une opacité

de  $106 \text{ hg.cm}^{-2}$ , c'est pourquoi le flux de particules dont l'énergie est inférieur est négligé. Le flux de muons supérieur à  $2000 \text{ GeV}$  est également négligé dans le cadre de cette étude.

Les flux de muons obtenus à partir des simulations sont comparés au flux théorique ainsi qu'à des données expérimentales (Srikantan & Naranan, 1952; Avan & Avan, 1955; Castagnoli *et al.*, 1965; Krishnaswamy *et al.*, 1968; Stockel, 1969; Menon & Murthy, 1967; Bergamasco *et al.*, 1971) (Figure 3.12). Le flux théorique est défini par l'équation de Barbouti & Rastin (1983) :

$$I(X, 0^\circ) = \left( \frac{K}{(X^\alpha + a)(X + H)} \right) e^{-(\beta X)}, \quad (3.16)$$

Où  $I(X, 0^\circ)$  est l'intensité du flux de muons verticaux en  $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  en fonction de l'épaisseur de roche traversée  $X$  en  $\text{hg.cm}^{-2}$ . Les valeurs des différents paramètres intervenant dans cette équation sont les suivantes :  $K=270.7 \text{ hg.cm}^{-2}$ ,  $\alpha=1.68$ ,  $a = 75$ ,  $H = 200 \text{ hg.cm}^{-2}$  et  $\beta = 5.5 \cdot 10^{-4} \text{ hg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$  (Barbouti & Rastin, 1983). Une très bonne corrélation entre les données expérimentales, le flux théorique et les simulations est reproduite (Figure 3.12).

Les résultats des simulations sont tracés et ajustés à partir de l'équation 3.16 dont les valeurs des différents paramètres sont adaptées afin de s'approcher au mieux des données numériques. Les nouvelles valeurs des paramètres, obtenues à partir de ROOT (programme d'analyse de données développé par le CERN (Antcheva *et al.*, 2009)), sont les suivantes :  $K=44.1330 \text{ hg.cm}^{-2}$ ,  $\alpha=1.39754$ ,  $a = 53.9210$ ,  $H = 67.7855 \text{ hg.cm}^{-2}$  et  $\beta = 7.66296 \cdot 10^{-4} \text{ hg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ . Avec ces valeurs permettant d'approcher les résultats des simulations, l'équation 3.16 est utilisée pour calculer le flux de muons et la durée minimale d'acquisition pour observer des variations de ce flux. L'utilisation de ces valeurs correspondant aux simulations est privilégiée par rapport aux valeurs définies par Barbouti & Rastin (1983) afin de comparer, par la suite, les résultats sur l'intégralité du spectre avec ceux pour lesquels des coupures sur l'énergie sont appliquées.

Les quantités de muons attendues en profondeur sont calculées pour des opacités comprises entre  $106 \text{ hg.cm}^{-2}$  et  $2650 \text{ hg.cm}^{-2}$ . La surface de détection est fixée à  $1 \text{ m}^2$  et l'ouverture angulaire à  $10^\circ$ , tandis que la durée d'acquisition varie entre 0 et 60 jours. Des variations de l'opacité de  $+2\%$ ,  $+4\%$ ,  $+6\%$ ,  $+8\%$ ,  $+10\%$  et  $+15\%$  sont testées. Ces variations sont en accord avec celles attendues lors du stockage des masses d'eau dans la zone non saturée de l'aquifère. Les différences de flux associées à ces variations d'opacité, assimilables à des variations de densité, sont calculées à partir de l'équation 3.13. Les durées d'acquisition minimales sont étudiées pour des différences de flux significatives à  $3\sigma$  et à  $5\sigma$  (Figure 3.13).

De façon générale, la durée minimale d'acquisition pour observer des différences de flux significatives augmente avec l'opacité de la matière traversée. Pour une opacité constante, une faible variation de densité nécessite une durée d'acquisition plus importante qu'une variation de densité élevée. Par exemple, pour une opacité de  $500 \text{ hg.cm}^{-2}$  et avec une signification supérieure à  $3\sigma$ , une variation de densité de  $+4\%$  est potentiellement observable en environ 10 jours tandis qu'il faut au moins 40 jours pour mettre en évidence une variation de  $+2\%$ . De la même façon, exiger une signification de  $5\sigma$  fait croître la durée

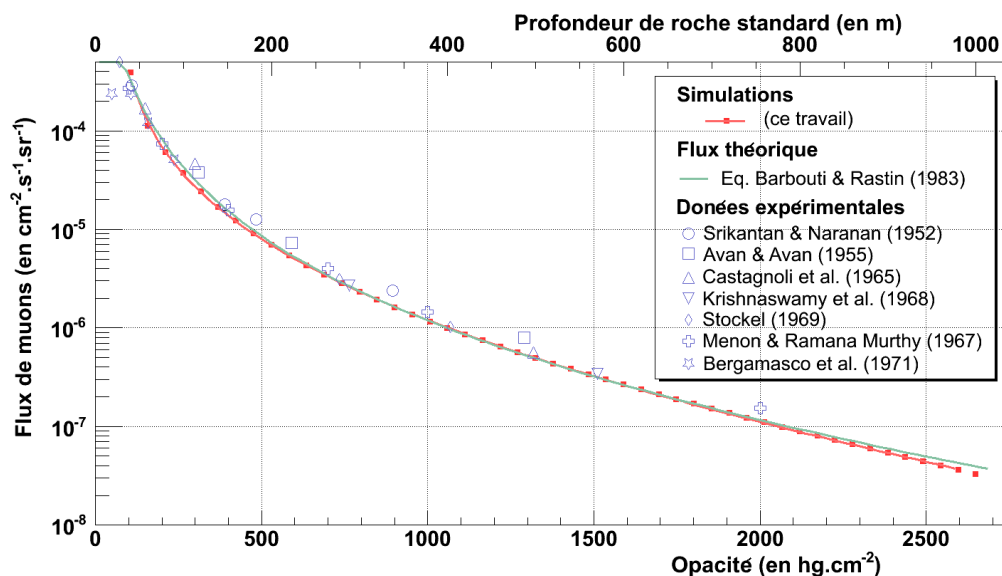


FIGURE 3.12 – Flux de muons en fonction de l’opacité de roche traversée. Le flux théorique est calculé à partir de l’équation de Barbouti & Rastin (Barbouti & Rastin, 1983). Les données expérimentales sont extraites d’une compilation de travaux sur différents massifs et à partir de systèmes de détections divers (Grieder, 2001). Le flux simulé est représenté par les points rouges et son ajustement par le trait rouge.

d’acquisition par rapport à une signification de  $3\sigma$ . Si une signification supérieure à  $3\sigma$  est désirée, des variations de densité de 10% peuvent être identifiées jusqu’à des opacités d’environ  $2000 \text{ hg.cm}^{-2}$  (soit environ 750 m de roche standard). Pour une signification supérieure à  $5\sigma$  les profondeurs d’investigations sont réduites à  $\approx 1450 \text{ hg.cm}^{-2}$  (soit  $\approx 500$  m de roche standard).

La possibilité de réduire ces durées d’acquisition est étudiée en focalisant l’analyse des données sur des gammes d’énergies correspondant au flux maximal. En effet, les particules de haute énergie sont peu atténuées dans la matière et leur flux est donc approximativement constant aux faibles profondeurs. Cette partie du spectre n’apporte donc pas d’information sur l’absorption différentielle des muons associée à l’opacité de matière traversée. Au contraire, elle contribue à une augmentation du flux global, et donc une augmentation de son erreur calculée à partir de l’équation 3.10. Cette partie du spectre ne modifie pas la différence de flux produite par la présence d’une hétérogénéité mais augmente la somme quadratique des erreurs sur ces flux. D’après l’équation 3.13 la signification du résultat est donc réduite par les muons de hautes énergies dont la probabilité de survie est proche de 1.

L’attention se porte dans un premier temps sur l’énergie des muons lors de leur détection en profondeur  $E_{\mu fin}$ . L’énergie pourrait alors être identifiée par le même système de détection que celui responsable des mesures de l’atténuation du flux en ajoutant des plans de détection intercalés avec des matériaux absorbants. La détermination de l’énergie de la particule avant son transport dans la cible à imager  $E_{\mu}$  (c’est à dire en surface) est plus complexe puisqu’elle impose l’identification de hautes énergies (plusieurs centaines de GeV) sans que celles-ci ne soient impactées. Les contributions respectives de ces deux énergies  $E_{\mu}$  et  $E_{\mu fin}$  sont discutées ci-dessous.

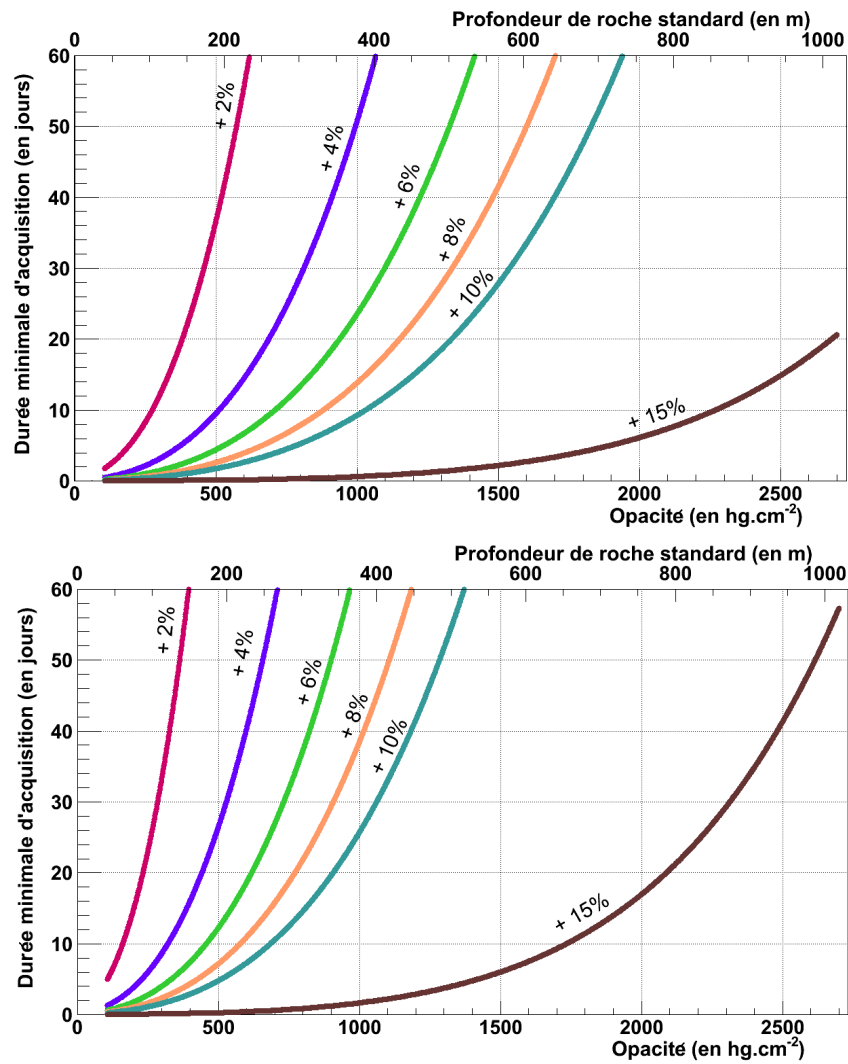


FIGURE 3.13 – Durées minimales d'acquisition pour observer des variations de densité de +2%, +4%, +6%, +8%, +10% et +15% avec des significations de  $3\sigma$  (en haut) et  $5\sigma$  (en bas). Les durées correspondent à une surface de détection de  $1 \text{ m}^2$  et une ouverture angulaire de  $10^\circ$ .

### 3.6.2 Coupures sur l'énergie au niveau de la profondeur de détection

Le code MUSIC renseigne sur l'énergie des muons à l'issue de leur transport dans un volume rocheux. Les processus de perte d'énergie sont stochastiques. À profondeur et énergie initiale constante, l'énergie finale  $E_{\mu fin}$  de la particule est donc moyennée à partir des muons atteignant la profondeur (parmi les 100 000 générés en surface). Les tests ont été menés sur deux gammes d'énergie : la première,  $E_{\mu fin}$  est comprise entre 0 GeV et 50 GeV et la seconde,  $E_{\mu fin}$  est comprise entre 0 GeV et 100 GeV. Celles-ci sont sélectionnées pour éliminer les muons dont la probabilité de survie tend vers 1 à  $\pm 10\%$ . Dans ce contexte, l'élimination des énergies  $E_{\mu fin}$  inférieures à 50 GeV est efficace à partir d'environ  $700 \text{ hg.cm}^{-2}$  (profondeur permettant de focaliser l'étude sur la partie atténuée du spectre). L'utilisation des énergies  $E_{\mu fin}$  comprises entre 0 GeV et 100 GeV est, elle, optimale à environ  $1100 \text{ hg.cm}^{-2}$ . Les flux de muons sont intégrés entre 0 GeV et 50 GeV ainsi que entre 0 GeV et 100 GeV et comparés au flux total (Figure 3.14)

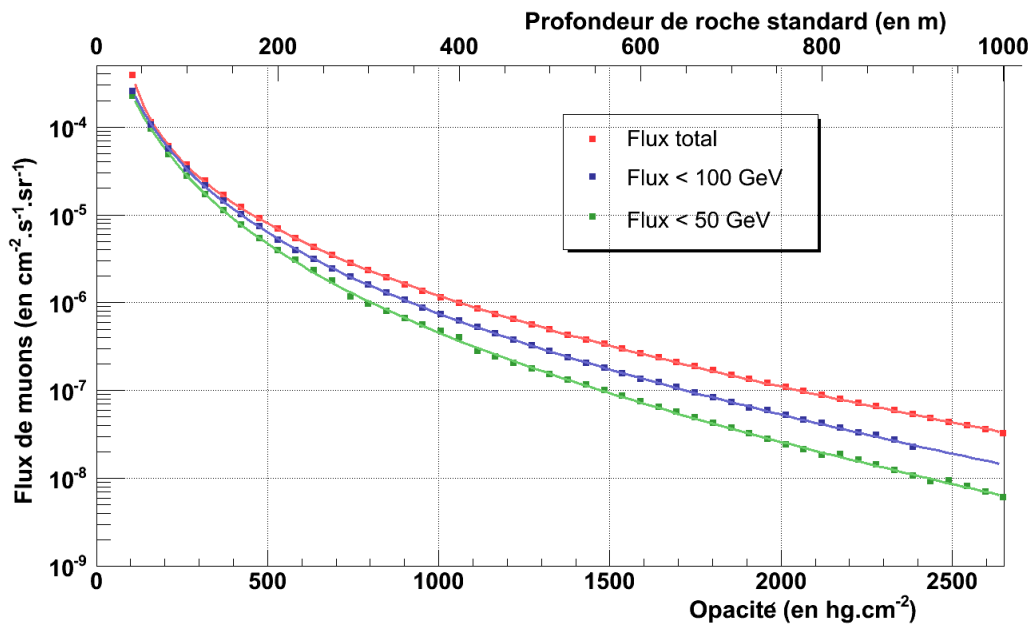


FIGURE 3.14 – Flux de muons en fonction de l'opacité de roche traversée. Le flux total est comparé aux flux affectés par des coupures à 50 GeV et 100 GeV sur l'énergie des muons lorsqu'ils atteignent la profondeur  $E_{\mu fin}$ .

Le flux total (en rouge) correspond au même flux que celui présenté sur la Figure 3.12. De la même façon que pour le flux total, les flux simulés inférieurs à 50 GeV et 100 GeV sont approchés avec l'équation 3.16. Les valeurs des paramètres sont synthétisées dans la Table 3.2.

Les flux dont l'énergie  $E_{\mu fin}$  a été coupée sont plus faibles que le flux total puisqu'une partie du flux est éliminée. Cependant les pentes de ces flux en fonction de l'opacité évoluent peu. Comme pour l'intégralité du spectre, les différences de flux associées à des variations de densité sont calculées sur la base de ces équations. Les durées minimales

TABLE 3.2 – Valeurs des paramètres de l'équation 3.16, utilisées pour approcher le flux total, le flux pour lequel  $E_{\mu fin}$  est inférieure à 50 GeV et le flux pour lequel  $E_{\mu fin}$  est inférieure à 100 GeV, estimés à partir des simulations.

	Flux total	Flux < 50 GeV	Flux < 100 GeV
$K$	44.1330	214.193	128.250
$\alpha$	1.39754	1.74707	1.58754
$a$	53.9210	8591.30	58.5395
$H$	67.7855	-34.8731	163.371
$\beta$	$7.66296 \cdot 10^{-4}$	$9.76534 \cdot 10^{-4}$	$9.26064 \cdot 10^{-4}$

d'acquisition sont étudiées pour des différences de flux significatives à  $3\sigma$  et à  $5\sigma$  (Figure 3.15).

Quelque soit la gamme d'énergie sélectionnée en profondeur et la signification attendue, les durées d'acquisitions sont plus importantes que pour l'étude du spectre intégral en énergie. Les coupures appliquées ici sur l'énergie du muon lorsqu'il atteint la profondeur de détection n'apportent donc pas d'informations supplémentaires sur l'atténuation du flux et, par conséquent, sur la densité de la matière traversée. Au contraire, retirer les plus hautes énergies génère des durées d'acquisition plus longues. Ces observations peuvent être associées au fait que c'est l'énergie des muons en surface  $E_\mu$  qui est déterminante pour identifier les muons peu atténués dans la matière (ceux dont la probabilité de survie est proche de 1). Bien que l'identification de la particule en surface soit extrêmement difficile à mettre en place expérimentalement, une étude de sa contribution est menée.

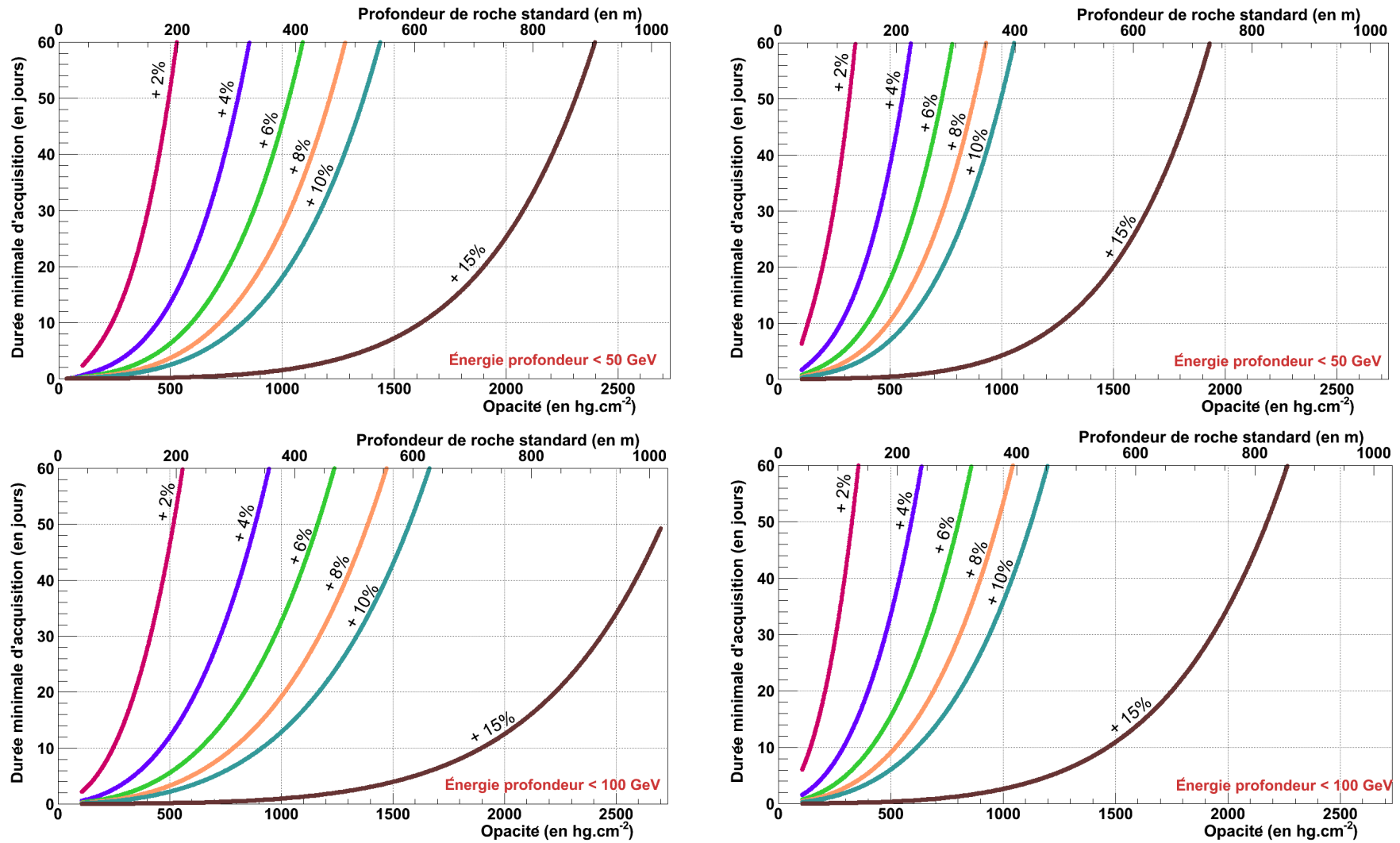


FIGURE 3.15 – Durées minimales d’acquisition pour observer des variations de densité de +2%, +4%, +6%, +8%, +10% et +15% avec des significations de 3 $\sigma$  (à gauche) et 5 $\sigma$  (à droite). Des coupures sur les particules dont l’énergie en profondeur est supérieure à 50 GeV (en haut) et 100 GeV (en bas) sont représentées. Les durées correspondent à une surface de détection de 1 m<sup>2</sup> et une ouverture angulaire de 10°.



### 3.6.3 Coupures sur l'énergie en surface

Pour quantifier la contribution générée par la connaissance de l'énergie des muons en surface  $E_\mu$ , avant qu'il ne traversent l'objet d'étude, deux gammes d'énergies sont sélectionnées :  $E_\mu$  compris entre 20 GeV et 400 GeV et  $E_\mu$  compris entre 20 GeV et 700 GeV. Les flux de muons calculés à partir des tables pour ces deux gammes d'énergies sont comparés aux flux déterminés sur l'intégralité du spectre (Figure 3.16).

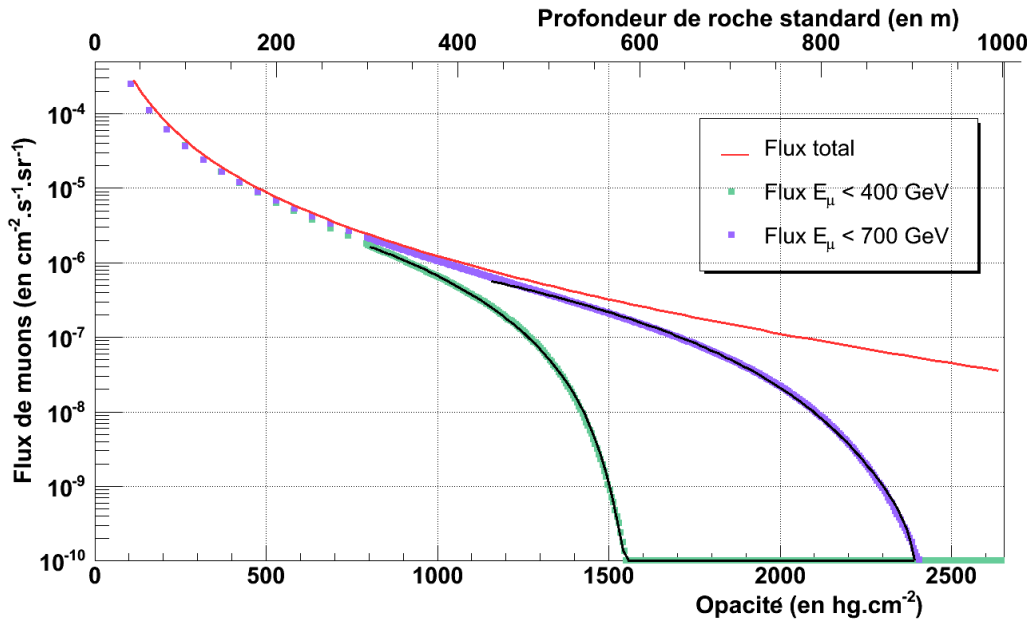


FIGURE 3.16 – Flux de muons en fonction de l'opacité de roche traversée. Le flux total est comparé aux flux affectés par des coupures à 400 GeV et 700 GeV sur l'énergie des muons au niveau de la mer  $E_\mu$ .

La coupure sur l'énergie en surface réduit considérablement les flux à partir d'une certaine opacité dépendante de la coupure appliquée. Les flux de muons filtrés en énergie ne peuvent ainsi pas être approchés à partir de l'équation 3.16. Les flux de muons pour lesquels  $E_\mu$  est inférieur à 400 GeV et 700 GeV respectivement sont approchés à partir d'un polynôme du troisième degré. Ces courbes sont définies à partir de l'opacité pour laquelle le flux se distingue du flux total, soit  $795 \text{ hg.cm}^{-2}$  pour  $E_\mu$  inférieur à 400 GeV et  $1150 \text{ hg.cm}^{-2}$  pour  $E_\mu$  inférieur à 700 GeV. De la même façon que pour les études précédentes, les différences de flux associées à des variations de densité sont calculées à partir de ces équations. Les durées d'acquisition minimales pour identifier ces différences de flux à  $3\sigma$  et à  $5\sigma$  sont présentées sur la Figure 3.17.

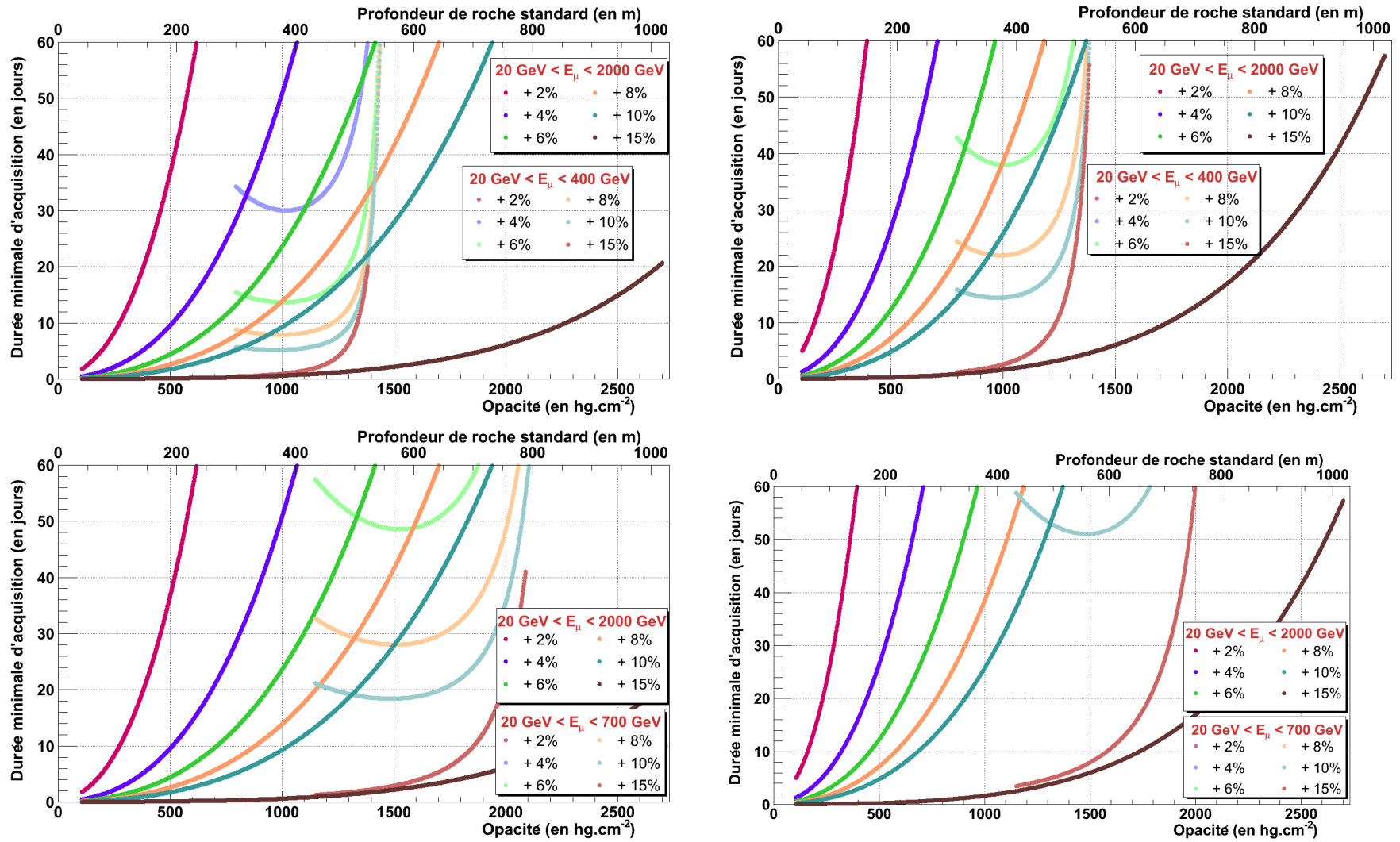


FIGURE 3.17 – Durées minimales d’acquisition pour observer des variations de densité de +2%, +4%, +6%, +8%, +10% et +15% avec des significations de  $3\sigma$  (à gauche) et  $5\sigma$  (à droite). Des coupures sur les particules dont l’énergie au niveau de la mer est supérieur à 400 GeV (en haut) et 700 GeV (en bas) sont représentées. Les durées correspondent à une surface de détection de  $1 \text{ m}^2$  et une ouverture angulaire de  $10^\circ$ .

Les durées d'acquisitions minimales sont comparées à celles nécessaires pour l'intégralité du spectre. Ces comparaisons sont limitées aux opacités pour lesquelles les équations des courbes ont été définies. Une réduction des durées d'acquisition est observée pour la plupart des variations de densité testées. Par exemple, pour une opacité de  $1000 \text{ hg.cm}^{-2}$ , une variation de densité de  $+4\%$  peut être identifiée, avec une signification de  $3\sigma$ , à partir d'au moins 50 jours d'acquisition sans coupures en énergie alors que cette durée est réduite à environ 30 jours si une coupure sur les muons dont l'énergie  $E_\mu$  est supérieure à 400 GeV est réalisée. Le gain, en terme de temps, peut être supérieur à un facteur deux dans certains cas. Aucune réduction de la durée d'acquisition n'est observée dans le cas d'une variation de densité de  $+15\%$  car le flux de muons est très faible pour des durées de quelques jours. La réduction du flux associée à la coupure sur l'énergie implique alors une augmentation des durées d'acquisition minimales. La maîtrise de l'énergie de la particule en surface  $E_\mu$  a, globalement, un impact positif pour l'observation des variations de densité puisqu'elle permet, dans la plupart des cas, de réduire de façon importante les durées d'acquisition.

### 3.6.4 Discussion

Les travaux proposés ici sont focalisés sur l'identification des durées minimales d'acquisition. Les évolutions de ces durées peuvent être reproduites par équivalence en modulant la surface de détection ou l'ouverture angulaire, quelques soient les conditions d'analyse (signification attendue, coupure sur l'énergie). En effet, l'ouverture angulaire peut être augmentée si les objectifs de l'étude contraignent à une durée d'acquisition limitée, pour faire un suivi temporel par exemple. À l'inverse, si le but est d'imager une zone limitée avec précision, il est préférable de réduire l'ouverture angulaire et d'augmenter la durée d'acquisition et/ou la surface de détection.

La possible application de coupures en énergie est initialement motivée par le gain potentiellement apporté par la maîtrise de l'énergie en profondeur. Cette énergie  $E_{\mu fin}$  peut être identifiée à partir d'un système de détection composé d'au moins deux détecteurs séparés par un matériau absorbant afin d'éliminer les muons de faibles énergies. Seuls les muons ayant émis un signal dans le premier détecteur sont alors retenus. Les résultats obtenus à partir des coupures sur l'énergie en profondeur  $E_{\mu fin}$  ont démontré que celles-ci ne permettent pas de réduire les durées d'acquisition.

C'est l'application de coupures sur l'énergie des muons en surface  $E_\mu$ , avant qu'il ne traversent la roche, qui pourrait contribuer à réduire ces durées. Cependant, estimer l'énergie de la particule en surface sans l'atténuer est une méthode très complexe d'un point de vue expérimental. Il apparaît donc à la vue de ces résultats que l'identification de l'énergie de la particule ne permettrait pas, pour le moment, d'accroître la sensibilité de la muographie aux variations de densité.

## 3.7 Conclusion

Les simulations du flux de muons sont réalisées sur la base du modèle de Gaisser pour son estimation en surface (au niveau de la mer) et à partir du code de calcul MUSIC pour la détermination des probabilités de survie des muons dans la roche. La combinaison

de ces deux programmes, sous forme de tables, permet une bonne estimation du flux de muon en profondeur, en bon accord avec le flux théorique et les données expérimentales. La sensibilité de la muographie aux variations de densité est démontrée à partir de ces flux. Des variations de densité de quelques pourcents, compatibles avec les quantités d'eau en transfert dans un massif, peuvent être observées de façon significative, en quelques jours à des profondeurs de roches de plusieurs centaines de mètres, sur une surface de détection de  $1 \text{ m}^2$  et avec une ouverture angulaire de  $10^\circ$ . Cette sensibilité du flux de muons à la densité de la roche est comparée à l'influence de la composition de la roche. Ces deux paramètres, densité et composition, sont étudiés indépendamment afin d'identifier leurs influences respectives car, in situ, la saturation en eau de la roche fait varier simultanément la densité et la composition. Des différences de flux significatives, associées à la composition de la roche, ont été mises en évidence pour des profondeurs inférieures à 200 m. Néanmoins, à degrés de saturation équivalents en eau, l'influence de la densité sur le flux de muons domine largement sur la celle de la composition.

Les durées d'acquisition minimales pour observer des variations de densité significatives à  $3\sigma$  et  $5\sigma$  sont définies afin de déterminer les conditions expérimentales optimales en fonction des profondeurs de roches investiguées. Cette analyse est menée pour une surface de détection de  $1 \text{ m}^2$  et une ouverture angulaire de  $10^\circ$ .

Les durées minimales d'acquisition peuvent être converties en surface de détection ou en ouverture angulaire en fonction des objectifs en terme d'imagerie.

Des coupures sur le spectre en énergie des muons en profondeur et au niveau de la surface ont été testées afin d'accroître la sensibilité de la muographie aux variations de densité. Les coupures réalisées sur l'énergie de la particule en profondeur n'ont permis d'obtenir aucune amélioration de cette sensibilité. En revanche, lorsque ces coupures sont appliquées sur l'énergie des muons en surface, elles permettraient de réduire considérablement les durées d'acquisitions. Mais ces dernières coupures ne peuvent pas, aujourd'hui, être mises en place expérimentalement.

L'ensemble des simulations menées dans ce chapitre est basé sur l'atténuation du flux de muons dans la roche. La trajectoire des muons est considérée comme rectiligne. Or, les muons sont soumis, d'une part, aux pertes d'énergies mais également aux processus de diffusion. Leur trajectoire n'est donc pas parfaitement rectiligne. Des travaux concernant l'impact de la diffusion des muons sur leur flux en profondeur sont développés dans le chapitre 4 ci-après.



# Chapitre 4

## Impacts des processus de diffusion des muons dans la roche

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>79</b>
<b>4.2</b>	<b>Étude quantitative de la diffusion des muons</b>	<b>79</b>
4.2.1	Principe	79
4.2.2	Impact de la diffusion : étude paramétrique	79
4.2.3	Angles et distances de diffusion	81
<b>4.3</b>	<b>Estimation du flux de muons avec et sans diffusion</b>	<b>82</b>
4.3.1	Calcul de la surface d'étude	83
4.3.2	Simulation Monte Carlo du flux de muons en surface	84
4.3.3	Détermination du flux souterrain	84
4.3.4	Application de la diffusion	85
4.3.5	Sélection des muons atteignant la surface de détection	85
<b>4.4</b>	<b>Article : Muography sensitivity to hydrogeological rock density perturbation : roles of the absorption and scattering on the muon flux measurement reliability</b>	<b>87</b>
<b>4.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>104</b>

---

# Impacts des processus de diffusion des muons dans la roche sur le flux

---

## Résumé

Les processus de diffusion des muons dans la roche sont négligés dans la plupart des études géologiques. Il est ici proposé d'étudier l'influence de ces processus sur le flux de muons en profondeur. La distance entre les positionnements avec et sans diffusion des muons, à l'issue de leur passage dans la matière, peut atteindre plusieurs mètres. Ces distances sont comparables aux dimensions des détecteurs généralement utilisés en muographie ( $\approx 1 \text{ m}^2$ ). Une simulation Monte Carlo a été développée afin de calculer la quantité de muons attendus sur le détecteur en considérant à la fois l'atténuation des muons et leur diffusion. Ce programme est validé à partir de données expérimentales extraites de la littérature. Il est ensuite utilisé pour tester l'influence de la diffusion sur une topographie non plane et sur une roche présentant des hétérogénéités de densité. Les différentes topographies testées n'ont pas permis de mettre en avant une influence significative de la diffusion. À l'inverse, la répartition de la densité est à l'origine de distances de diffusion variables (plusieurs dizaines de centimètres) même lorsque l'opacité moyenne de la roche traversée est maintenue constante. Les résultats obtenus mettent en avant les incertitudes, induites par les processus de diffusion, sur la position des muons. Par conséquent, ils soulignent l'importance de l'estimation de la diffusion lors des reconstructions tomographiques. Cette analyse étant ciblée sur les énergies les plus représentées en profondeur, il serait intéressant de l'appliquer à l'intégralité du flux afin de quantifier l'impact de la diffusion des muons sur l'ensemble du flux.

## 4.1 Introduction

En géologie, et plus particulièrement en volcanologie, les processus de diffusion des muons sont, jusqu'à présent, négligés. Néanmoins, même si les muons diffusent peu, les volumes étudiés étant typiquement de plusieurs centaines de mètres, de petites variations d'angles peuvent être responsables de distances significatives entre les positions du muon avec et sans diffusion.

Ces distances de diffusion en profondeur sont étudiées de façon quantitative dans ce chapitre. Un programme permettant de quantifier le flux de muons sur une surface de détection donnée, est développé. Celui-ci considère à la fois l'atténuation mais aussi la diffusion des muons dans la roche. L'objectif de cette analyse est de déterminer l'influence de la diffusion sur le flux de muons. Si cette influence s'avérait significative, les processus de diffusion devront être considérés lors des reconstructions tomographiques.

## 4.2 Étude quantitative de la diffusion des muons

### 4.2.1 Principe

Les muons, comme toute autre particule chargée, sont soumis aux processus de diffusion coulombienne multiple, définis par la théorie de Molière (Molière, 1947; Molière, 1948; Bethe, 1953), lorsqu'ils traversent la matière. Les atomes rencontrés lors de la propagation du muon dans la matière modifient de façon aléatoire sa trajectoire (Figure 4.1). Ces diffusions multiples affectent la direction des muons et donc leurs positions en profondeur. Par conséquent, la capacité de détection du flux de muons sur une surface limitée peut être impactée par ce phénomène de diffusion, il est donc important de quantifier ce processus. La projection de l'angle de diffusion sur un plan orthogonal suit une distribution gaussienne centrée autour de zéro. L'écart type de cette gaussienne peut être approximé suivant l'équation 4.1 (Highland, 1975; Lynch & Dahl, 1991; Beringer et al., 2012).

$$\sigma = \frac{13.6 \text{ MeV}}{p} \sqrt{\frac{X \times \rho}{X_0(Z, A)}} \left(1 + 0.038 \log\left(\frac{X \times \rho}{X_0(Z, A)}\right)\right), \quad (4.1)$$

Où  $p$  est l'impulsion de la particule (en MeV),  $X$  l'épaisseur de matière (en cm) et  $X_0$  la longueur de radiation du matériau traversé (en  $\text{g.cm}^{-2}$ ). Dans le code MUSIC,  $X_0$  est fixé à  $26.48 \text{ g.cm}^{-2}$  pour une roche standard. Cette valeur peut être divisée par la densité de la roche pour obtenir la longueur de radiation en centimètres.

### 4.2.2 Impact de la diffusion : étude paramétrique

Dans ce chapitre, la longueur de radiation du matériau est maintenue constante et les paramètres étudiés sont l'énergie du muon  $E_\mu$  (ou son impulsion), la profondeur de roche traversée  $X$  et la densité  $\rho$ .

La distance de diffusion des muons, pour différentes profondeurs de roche traversée et énergies initiales de la particule  $E_\mu$ , est étudiée (Figure 4.2). Les tests sur deux profondeurs de roche, 100 m et 800 m, et deux énergies 100 GeV et 800 GeV y sont présentés dans le



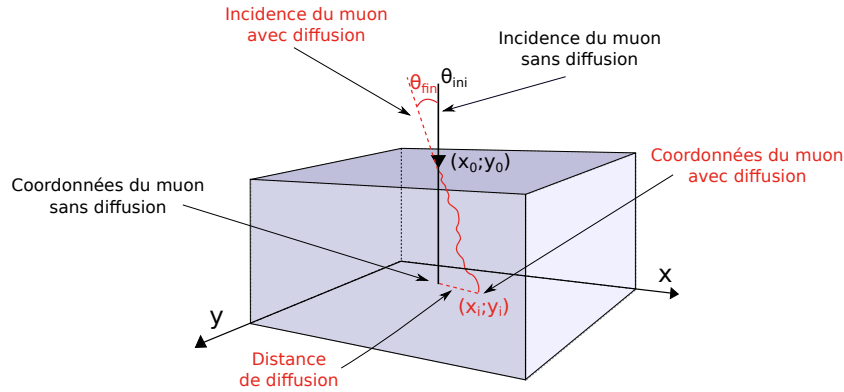
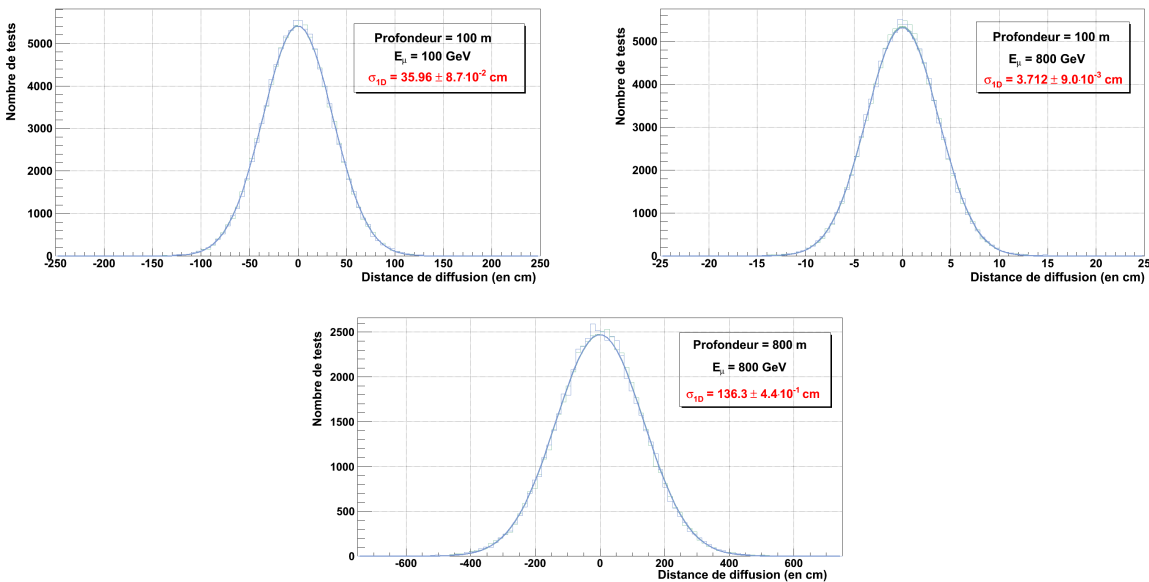


FIGURE 4.1 – Schéma du principe de diffusion des muons dans la matière.

cas où le matériau traversé est une roche standard. Ces graphiques sont chacun obtenus à partir de 100 000 muons simulés (utilisation des tables génériques). La distance de diffusion correspond à la distance entre les positions des muons, à une profondeur donnée, avec et sans diffusion. Dans un repère orthonormé  $(x, y, z)$ , les coordonnées au point d'origine des muons en surface sont  $(0, 0, 0)$ . En considérant une incidence zénithale verticale ( $\theta_0 = 0$ ), les coordonnées des muons en profondeur sont donc  $(0, 0, z)$  en l'absence de diffusion. En considérant les phénomènes de diffusion, les muons se répartissent suivant des gaussiennes autour de la position des muons en profondeur dans le plan  $x y$ . L'écart type de ces gaussiennes est déterminé. Les muons se distribuent de façon isotrope autour de l'axe d'incidence zénithal pour chacun des exemples étudiés. Par conséquent, pour chaque test, l'écart type sur une dimension  $\sigma_{1D}$  peut être calculé.

FIGURE 4.2 – Évolution de la dispersion des muons sur  $x$  et  $y$  en profondeur pour différentes profondeurs de roche traversée et énergies des muons. La répartition des muons suit une distribution gaussienne. Les écarts types  $\sigma_{1D}$  de ces gaussiennes sont reportés pour chacune des configurations.

Sur les trois exemples présentés (Figure 4.2), l'intensité de la diffusion varie. La dimi-

nution de l'énergie et l'augmentation de la profondeur sont corrélées à une augmentation de la diffusion. Pour une même profondeur de roche standard traversée, la valeur de  $\sigma_{1D}$  est d'environ 36,0 cm pour une particule dont l'énergie est de 100 GeV et d'environ 3,71 cm pour une énergie de 800 GeV. En effet, les muons les plus susceptibles d'interagir avec la matière, et donc de voir leur trajectoire être modifiée, sont ceux ayant une faible énergie. Les muons de hautes énergies sont eux moins sensibles à ces interactions et leur trajectoire en est d'autant moins affectée.

Lorsque l'épaisseur de roche est importante, les interactions muons/matière le sont également. C'est pourquoi, pour des particules ayant une énergie de 800 GeV,  $\sigma_{1D}$  est estimé à environ 3,71 cm pour 100 m de roche standard et à environ 136 cm pour 800 m de cette même roche.

L'évolution de la valeur de  $\sigma_{1D}$  est également étudiée pour différentes masses volumiques (Figure 4.3). Les tests, réalisés avec des densités de  $2.00 \text{ g.cm}^{-3}$ ,  $2.65 \text{ g.cm}^{-3}$  et  $3.00 \text{ g.cm}^{-3}$ , témoignent de l'augmentation de la diffusion avec la densité. Augmenter la densité de la roche a le même impact qu'augmenter la profondeur de roche. En effet, comme pour l'atténuation, c'est la quantité de matière traversée, c'est à dire son opacité  $\rho$ , qui influence l'intensité de la diffusion des muons.

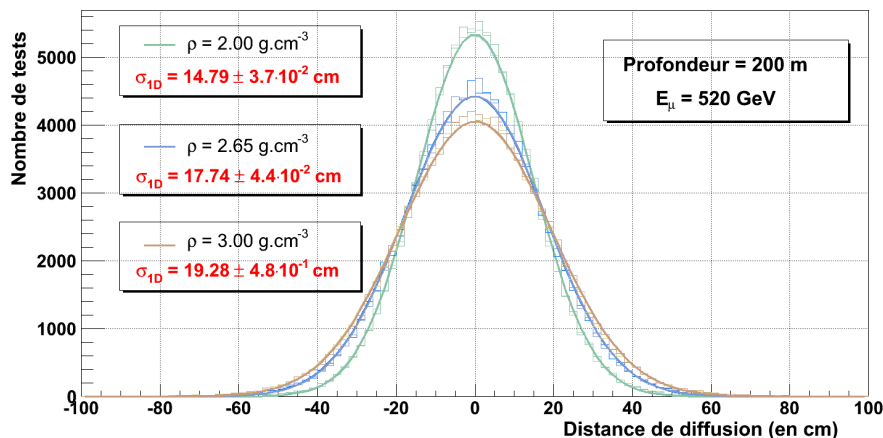


FIGURE 4.3 – Évolution de la dispersion des muons de 520 GeV à 200 m de profondeur pour différentes densités de roche  $2.00 \text{ g.cm}^{-3}$ ,  $2.65 \text{ g.cm}^{-3}$  et  $3.00 \text{ g.cm}^{-3}$ . La répartition des muons suit une distribution gaussienne. Les écarts types  $\sigma_{1D}$  de ces gaussiennes sont reportés pour chaque densité.

Une première estimation de l'ordre de grandeur des distances de diffusion potentielles en profondeur peut être déduite de ces résultats. Les positions des muons en profondeur peuvent être distantes de plusieurs dizaines de centimètres de leurs positions s'ils n'étaient pas affectés par la diffusion. De telles distances pourraient impacter le potentiel de détection des muons et par conséquent l'estimation du flux.

### 4.2.3 Angles et distances de diffusion

Les processus de diffusion impliquent une modification de la direction de la particule par rapport à sa direction initiale (Figure 4.4). Ce changement de direction est modéré

puisque, même à des profondeurs importantes les angles de diffusion sont très majoritairement inférieurs à 0.1 radians ( $\approx 6^\circ$ ). Néanmoins, sur de grandes trajectoires, comme c'est le cas pour l'imagerie d'édifices géologiques, ces angles mènent à des distances de diffusion qui atteignent plusieurs mètres.

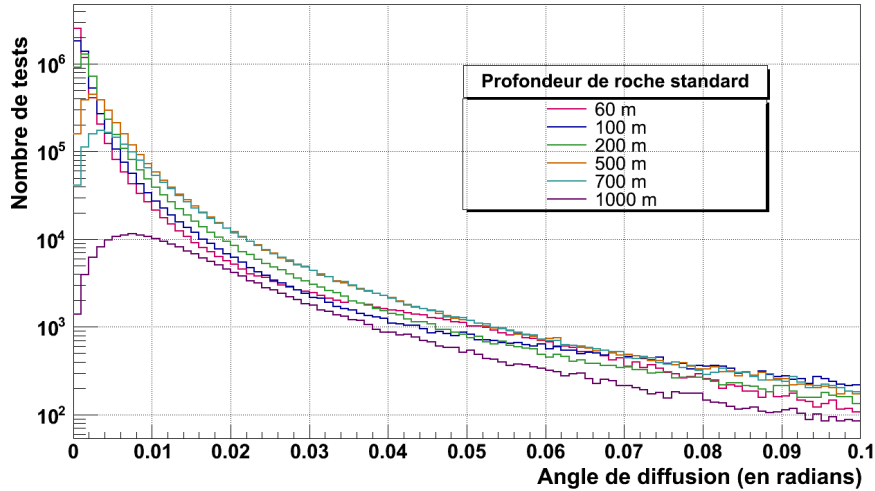


FIGURE 4.4 – Distribution des angles de diffusion des muons (en radians) pour différentes profondeurs de roche standard.

Les simulations basées sur l'atténuation des muons (voir chapitre 3) considèrent l'ensemble des muons provenant d'une direction et atteignant la profondeur pour l'estimation du flux. À la vue des distances de diffusion qui sont en cause (quelques mètres) et des surface de détection qui sont généralement utilisées en muographie ( $\approx 1 \text{ m}^2$ ), il apparaît nécessaire d'étudier l'impact de la diffusion pour l'estimation des flux de muons en profondeur. Pour réaliser cette étude il est nécessaire de connaître le flux de muons atteignant, non plus la profondeur souhaitée, mais aussi la surface de détection. Un programme a donc été développé pour ne considérer que les muons atteignant la surface de détection.

### 4.3 Estimation du flux de muons avec et sans diffusion

Une simulation Monte Carlo qui permet de calculer la quantité de muons atteignant la surface de détection en considérant l'atténuation et la diffusion des muons dans la roche est réalisée. Il est basé sur l'utilisation des tables préalablement construites et du modèle de Gaisser (voir chapitre 3). La diffusion des muons  $\sigma_{1D}$  est déterminée pour l'ensemble des tests qui composent les tables, sauf lorsque la statistique est insuffisante<sup>1</sup>. La distance entre les coordonnées en profondeur avec et sans diffusion peut désormais être définie par une probabilité.

1. c'est à dire lorsque le nombre de muons est inférieur ou égal à 100, soit 0,1% des 100 000 muons initiaux

Une description simplifiée du programme est proposée ici. La quantité, la position, l'énergie et les angles des muons en surface constituent les variables qui doivent être déterminées avant leur propagation dans la roche. La quantité de muons en surface est déterminée en fonction de l'aire de la surface considérée, de la durée de mesure et de l'angle solide. Afin de contraindre la surface étudiée, quelques paramètres doivent être introduits :

- $\theta_0$  l'angle zénithal d'observation en radians,
- $\phi_0$  l'angle azimutal d'observation en radians,
- $\alpha$  l'ouverture angulaire du détecteur en stéradians,
- $d$  la profondeur à laquelle se situe le détecteur en mètres,
- $W$  la longueur du détecteur en mètres,
- $L$  la largeur du détecteur en mètres,
- $x$  et  $y$  les coordonnées du détecteur en mètres.

### 4.3.1 Calcul de la surface d'étude

À partir de ces paramètres, les coordonnées du projeté du centre du détecteur sur la zone d'étude ( $x'_0; y'_0$ ) peuvent être calculées.

Cette projection est ensuite utilisée pour définir les limites de la zone d'étude en considérant les dimensions du détecteur et l'ouverture angulaire  $\alpha$  (Figure 4.5).

$$\theta_1 = \theta_0 - \frac{\alpha}{2}, \quad (4.2)$$

$$\theta_2 = \theta_0 + \frac{\alpha}{2}, \quad (4.3)$$

$\theta_1$  et  $\theta_2$  sont respectivement les angles limites minimaux et maximaux en radians.  $x'_1$ ,  $y'_1$  et  $x'_2$ ,  $y'_2$  sont les distances minimales et maximales sur x et y par rapport au détecteur en mètres. Les coordonnées de  $x'_1$ ,  $y'_1$  et  $x'_2$ ,  $y'_2$  sont déterminées, en fonction de la position de la zone d'étude par rapport au détecteur, en résolvant un système d'équations du second degré.

Ces coordonnées sont étendues afin de considérer les processus de diffusion. En fonction de la profondeur à laquelle le détecteur est situé et de son ouverture angulaire, il est possible d'approximer la diffusion maximale  $\sigma_{max}$  à partir de  $\sigma_{1D}$  en multipliant cette dernière par cinq. Ces distances de diffusion maximales  $\sigma_{max}$  sont ajoutées à la taille du détecteur afin de maximiser la zone et ne négliger aucun muon potentiel.

Le projeté de chacun des sommets du détecteur forment une surface d'étude rectangulaire dont l'aire  $\mathcal{A}$  (en mètres) peut être calculée (4.4).

$$\mathcal{A} = |(x'_2 - x'_1)| \times |(y'_2 - y'_1)|, \quad (4.4)$$

### 4.3.2 Simulation Monte Carlo du flux de muons en surface

Pour obtenir le nombre total  $N_\mu$  de muons susceptibles d'atteindre le détecteur, le flux au niveau de la mer, obtenu à partir du modèle de Gaisser  $\phi_{sea}$  (en  $\text{GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ )

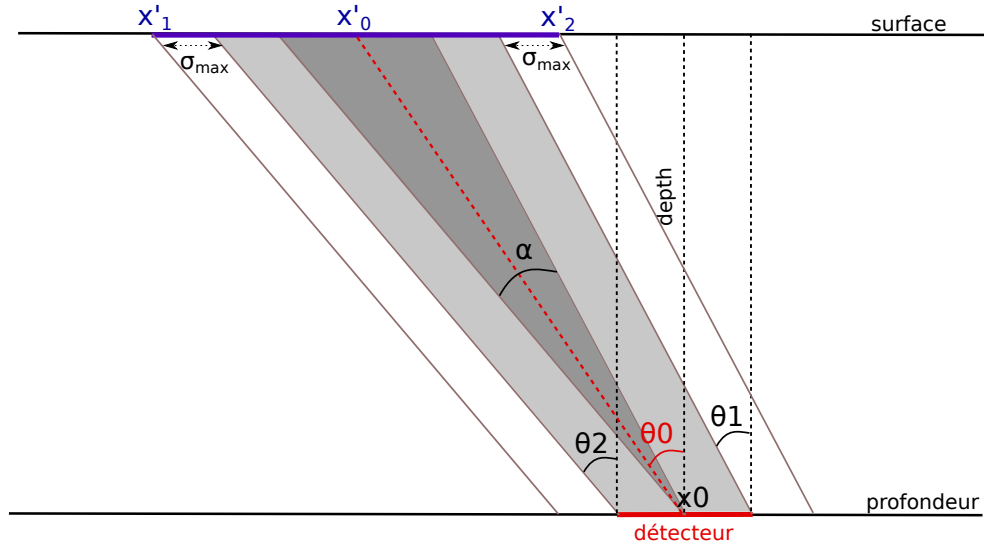


FIGURE 4.5 – Détermination des coordonnées de la zone d'étude en surface, vue en coupe verticale.

(voir chapitre 3), est multiplié par la durée d'acquisition  $t$  (en secondes), l'ouverture angulaire  $\alpha$  et la surface d'étude  $\mathcal{A}$  calculée précédemment.

$$N_\mu = \int \phi_{sea} \times t \times \mathcal{A} \times \alpha, dE_\mu \quad (4.5)$$

À partir de l'ensemble des paramètres introduits, le nombre de muons à considérer est calculé. Pour obtenir la quantité de ces muons qui atteignent le détecteur, il faut désormais les propager dans la roche. Avant d'être propagés, l'ensemble des muons de la surface se voit attribuer de façon aléatoire des coordonnées  $x_0$  et  $y_0$  comprises entre  $x'_1$  et  $x'_2$  et entre  $y'_1$  et  $y'_2$ . Les angles zénithaux  $\theta_0$  et azimutaux  $\phi_0$  de ces muons sont également déterminés aléatoirement entre  $\theta_1$  et  $\theta_2$  pour l'angle zénithal et entre 0 et  $2\pi$  pour l'angle azimutal. L'énergie est soumise à une contrainte supplémentaire, elle suit le modèle de Gaisser.

### 4.3.3 Détermination du flux souterrain

Une quantité  $N_\mu$  de muons, ayant chacun leurs propres coordonnées, angles et énergie, doit traverser l'épaisseur de roche qui sépare leurs positions initiales de la profondeur à laquelle se situe le détecteur. Ces épaisseurs de roches  $X$  varient selon l'angle zénithal des muons et peuvent être calculées suivant l'équation 4.6 :

$$X = \frac{d}{\cos(\theta_0)}, \quad (4.6)$$

Sur la base de ces épaisseurs de roche et de l'énergie des particules, la probabilité que chaque muon atteigne le détecteur est extraite des tables. Une interpolation linéaire permet d'obtenir cette probabilité entre les pas en énergie et en profondeur. La comparaison de probabilités de survie avec des valeurs générées aléatoirement entre 0 et 1 détermine quels muons sont encore présents en profondeur.

Ces muons identifiés, leurs coordonnées en profondeur (sans diffusion) sont calculées à partir des angles zénithaux et azimutaux ainsi que des coordonnées initiales  $x_0$  et  $y_0$ . L'angle zénithal  $\theta_0$  permet d'obtenir la distance  $\Delta$  en mètres (4.7) à appliquer par rapport aux coordonnées d'origine tandis que l'angle azimutal  $\phi_0$  renseigne sur la direction dans laquelle cette distance s'applique (Figure 4.6).

$$\Delta = \tan(\theta_0) \times d, \quad (4.7)$$

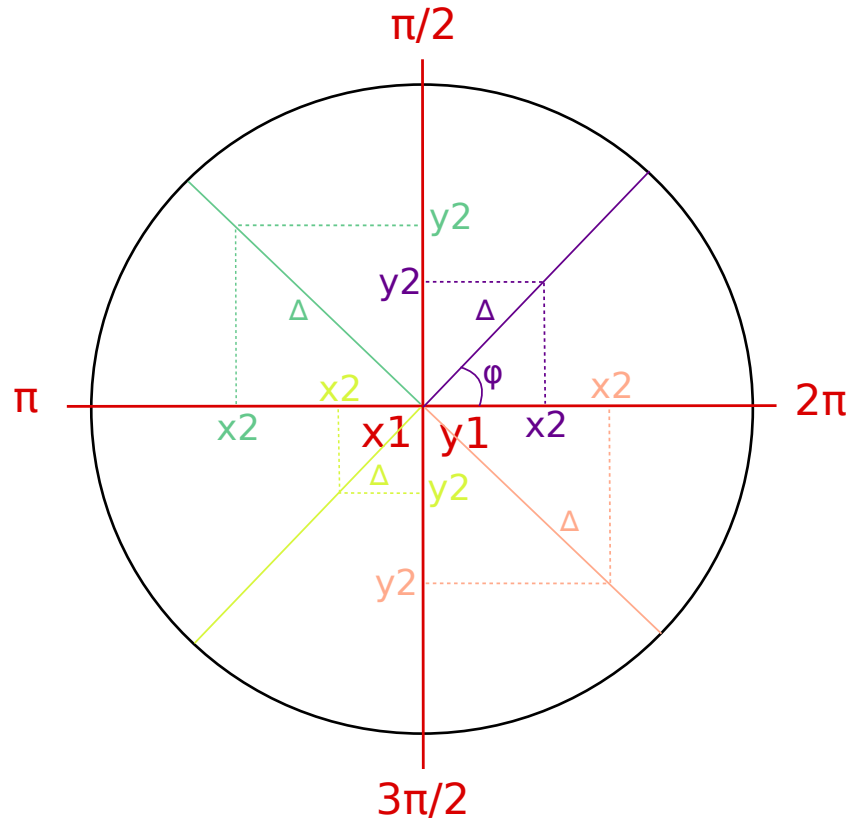


FIGURE 4.6 – Détermination des coordonnées des muons en profondeur sans considérer les processus de diffusion.

#### 4.3.4 Application de la diffusion

Pour calculer les positions des muons en profondeur, en considérant la diffusion, les distances maximales de diffusion  $\sigma_{max}$  sont calculées en multipliant par cinq l'écart type  $\sigma_{1D}$ , pour chaque muon. Les muons sont ensuite répartis aléatoirement entre ces valeurs limites suivants les gaussiennes obtenues lors de l'étude de la diffusion (Figure 4.7).

#### 4.3.5 Sélection des muons atteignant la surface de détection

Une correction doit être appliquée sur les coordonnées d'acceptation des muons. En effet, lorsque les muons sont verticaux ( $\theta = 0$ ), ces coordonnées correspondent à celles du détecteur mais ce n'est plus le cas si l'angle zénithal des muons n'est pas nul. La diffusion

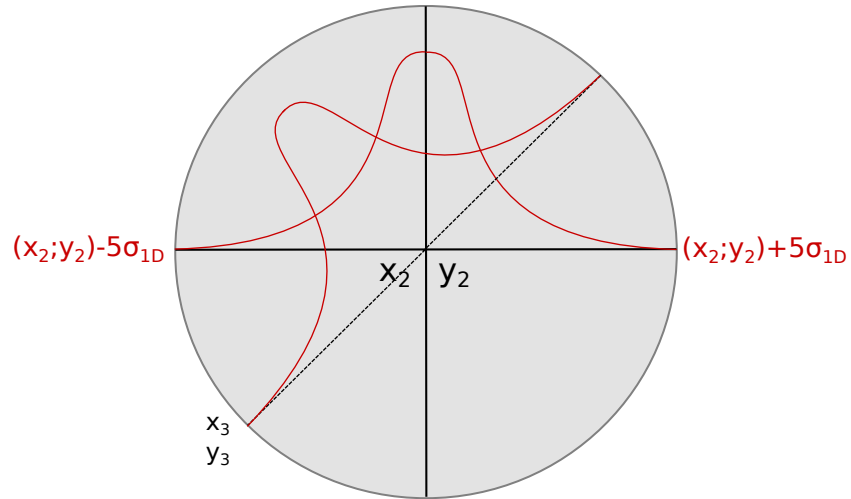


FIGURE 4.7 – Application des distances de diffusion des muons en profondeur.

est déterminée sur un plan perpendiculaire à  $\theta_0$ . Les coordonnées du détecteur doivent donc être projetées sur cette droite pour obtenir les points  $x_{min}$ ,  $x_{max}$  et  $y_{min}$ ,  $y_{max}$  limites, en mètres, pour le comptage des muons (Figure 4.8). Trois cas d'étude se présentent en fonction de la position du muon avant la diffusion : s'il est de part et d'autre ou sur le détecteur. Les valeurs limites  $x_{min}$ ,  $x_{max}$ ,  $y_{min}$  et  $y_{max}$  sont définies pour chacun de ces cas.

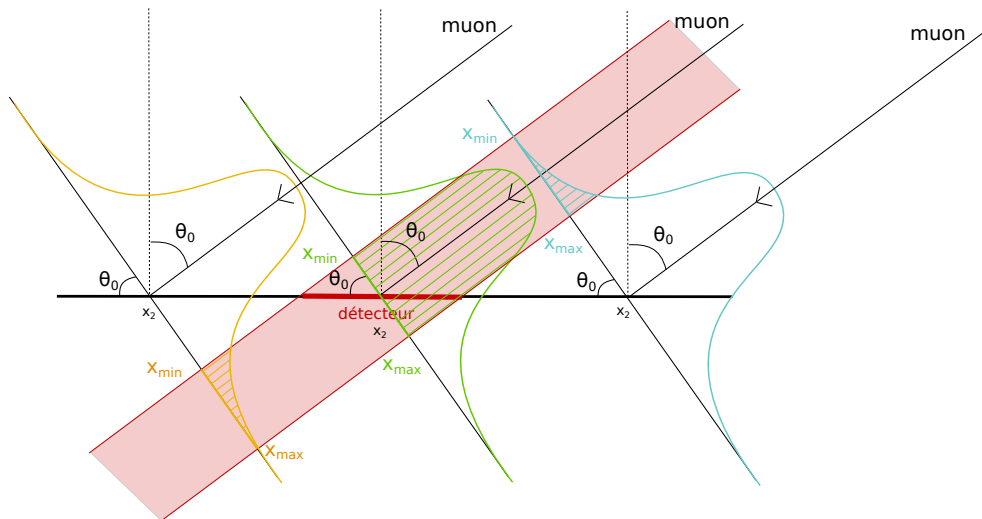


FIGURE 4.8 – Correction appliquée pour l'acceptation des muons sur la surface de détecteur.

À l'issue de ce programme, la quantité de muons atteignant le détecteur, leur énergie et leurs angles (zénithaux et azimutaux) lorsqu'ils rejoignent cette surface ainsi que l'épaisseur de roche traversée sont renseignés. Les coordonnées finales de chaque particule, en considérant ou non la diffusion, sont également déterminées. Les étapes de calculs détaillées ci-dessus constituent la base du programme. L'ajout d'équations de plans permet de considérer des topographies variables. Une topographie pyramidale a notamment été testée. Des hétérogénéités de densité au sein du matériel ont également été simulées.

sur la base de ce programme. L'objectif étant d'étudier l'influence de ces deux variables (topographie et hétérogénéités de la roche) sur le flux de muons en profondeur.

#### 4.4 Article : Muography sensitivity to hydrogeological rock density perturbation : roles of the absorption and scattering on the muon flux measurement reliability

Les résultats des simulations sont présentés dans l'article ci-dessous soumis à la revue "Near Surface Geophysics". Une première partie est consacrée aux variations du flux associées à l'atténuation des muons dans la roches. Les variations de densité et de composition atomique, présentées dans le chapitre 3, sont reprises ici afin de comparer l'influence de l'atténuation à celle de la diffusion sur le flux de muons.

Trois contextes sont étudiés. Le premier, le matériau traversé présente une topographie plane et est composé de roche standard (homogène). Cette configuration permet de valider l'utilisation du programme puisque dans ce cas la diffusion  $\sigma_{1D}$  étant équivalente en tout point, elle est compensée par la diffusion au voisinage de la surface de détection. Ainsi, aucune différence de flux ne devrait être observée avec et sans diffusion. La comparaison avec des données expérimentales est un autre outil pour démontrer la robustesse du programme. Deux paramètres pour lesquels cette compensation de la diffusion n'est plus respectée sont testés : une topographie irrégulière et la présence d'hétérogénéités de densité.

Le second contexte est basé sur l'introduction de pentes variables au travers d'une topographie pyramidale permettant ainsi des diffusions variables spatialement. En effet, l'épaisseur de matière traversée étant différente en fonction de la trajectoire du muon, des flux différents sont attendus lorsque les processus de diffusion sont considérés et lorsqu'ils ne le sont pas. L'analyse se concentre sur la représentativité statistique de ces différences de flux.

La dernière configuration étudiée est la présence d'hétérogénéités de densité dans la roche et l'influence de leur distribution sur les distances de diffusion en profondeur. Plusieurs modèles sont proposés avec une même opacité (profondeurs et densités moyennes constantes) mais des distributions verticales variables de la densité. Les distances de diffusion pour chaque modèle sont quantifiées et comparées.

L'objectif de cette analyse est d'étudier si les processus de diffusion, dans un contexte d'imagerie géologique, doivent être ou non considérés. Si tel est le cas, les incertitudes que ceux-ci génèrent sur les estimations du flux pourraient impacter la détermination de la densité lors des reconstructions tomographiques.



Muography sensitivity to hydrogeological rock density perturbation: roles of the absorption and scattering on the muon flux measurement reliability

F. Hivert<sup>1,2,3</sup>, I. Lázaro<sup>1</sup>, J. B. Decitre<sup>1</sup>, J. Brunner<sup>2</sup>, J. Busto<sup>2</sup>, S. Gaffet<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> LSBB, UMS 3538 University of Nice, University of Avignon, CNRS, Aix-Marseille University, OCA, 84400 Rustrel, France

<sup>2</sup> Aix Marseille University, CNRS/IN2P3, CPPM UMR 7346, 13288, Marseille, France

<sup>3</sup> Geoazur, University of Nice Sophia-Antipolis, UMR 7329, CNRS, France

## 1 Abstract

Tomography using muons is a method to investigate the subsurface density. Muons are particles produced in the atmosphere and their absorption depends on the quantity of matter they pass through, hence on the rock density and thickness. The Temporal Tomography of rock mass Density using Muons flux Measurement (T2DM2) project aims to characterize the spatial and temporal density variations of the first hundreds of meters of the subsurface. These variations can be induced by water transfer within the critical zone or other thermo-hydro-mechanical processes like fracturation. The imaging potential of muography and its application to hydrogeological processes are introduced. Numerical simulations are performed to estimate the significance of the muon flux fluctuations associated to rock density and composition variations for rock depths ranging from 60 to 1000 m. Particular attention is paid to muon scattering in rocks, that should be taken into account in order to achieve a good spatial and angular resolution.

## 2 Introduction

The knowledge of the density is required to model physical processes of rock since it is one constitutive parameter of rock mechanics. Density imaging may be achieved using geophysical modeling and inversion of gravimetry, seismic or Electrical Resistivity Tomography (ERT) data amongst others, or direct measurements from rock samples and borehole analysis. These techniques allow determining the density and its variations using inverse modeling of integrative parameters (e.g., gravimetry, ERT) or small scale approach (e.g. rock sample). In the present work, the density is estimated using muon flux absorption by the first hundred of meters below the ground surface. The dependence of the muon flux absorption on density perturbations and the importance of taking the muon scattering into account to allow a reliable measurement of the in-situ rock density are discussed below.

Muons are charged particles produced in the atmosphere. The interaction of primary cosmic rays, mainly composed of protons, with atmospheric nuclei generates showers of secondary particles, including muons. The absorption of the muons depends on the atomic parameters of the matter they run through. Its important mass (200 times that of the electron) allows it to be highly penetrative. This feature is of particular interest to study rock densities through several hundred meters of rocks. In addition, for a given latitude

and longitude, the muon flux at sea level is considered being continuous and affected by temporal fluctuations of few percents caused by the solar modulations (Bhattacharyya, 1978) and the atmospheric conditions (Dorman, 2004).

These previous properties allow the development of muography as a tool to monitor the spatial and temporal evolution of rock mass density. George (1955), proposed for the first time that muons could help estimating the overburden of an Australian tunnel. A few years later, the Nobel laureate Alvarez *et al.* (1970) began the search for hidden chambers inside the Chephren pyramid. Nagamine *et al.* (1995) tested the methodology to image the Mt Tsukuba volcano. Since this latter work, a big number of studies propose the use of the muon flux attenuation to detect density variations within volcanic edifices (Tanaka *et al.*, 2007; Lesparre *et al.*, 2010; Ambrosi *et al.*, 2011; Carloganu *et al.*, 2013).

More recently, the application fields have been diversified and muon measurements are proposed for monitoring of CO<sub>2</sub> underground storage (Kudryavtsev *et al.*, 2012) and the exploration of Mars geology (Kedar *et al.*, 2013). Other studies focus on muon scattering properties to determine the presence of high-Z materials (Borozdin *et al.*, 2003; Pesente *et al.*, 2009). Significant muon direction changes are related to interactions with heavy matter, linked to the Z composition of the tested materials and jointly to the material density.

In this context, the T2DM2 project aims to characterize the temporal density variations with a good spatial resolution in order to image the water transfer within the unsaturated zone of a karstic aquifer and its time scale characteristic.

### 3 Muography principle for densitometry

The muography imaging is based on the muon flux attenuation measurement. The flux attenuation is caused by the interactions between muons and matter. The interactions result mainly in a loss of the muon energy. The incoming muon flux characteristics at sea level and the propagation of the muons through the rock are described below prior to study the rock parameters that can significantly impact the muon flux attenuation.

#### 3.1 Methodology

The Gaisser (1990) analytical model describes the muon flux at sea level depending on (i) the energy, (ii) the zenith angle, (iii) the angular aperture and (iv) the time. The characteristics of the standard atmosphere constitute the input of the program (notably the opacity of the atmosphere and the altitude of muon production). The surface muon flux strongly decreases when the particle energy grows (Fig. 1a). The muon flux at depth can be simulated according to the MUSIC code (Kudryavtsev, 2009). This open access Monte Carlo code is dedicated to the simulation of muon propagation through rock or water. The muon survival probabilities are calculated depending on (i) the rock thickness it passes through, (ii) muon energy at sea level, (iii) atomic composition and (iv) the density of the rock. By multiplying these survival probabilities (obtained from a sample of 100,000 muons) to the Gaisser flux at sea level, the underground muon flux can be predicted (Fig. 1a). The most interesting energy range to observe the flux variations between the sea level and 500 m depth is defined by the shaded area (B).

In order to anticipate future experimental conditions, the simulations use several scalable parameters, the muon detector surface fixed to  $1 \text{ m}^2$ , the exposition time of the detector and the solid angle of interest defining the proportion of the incident muon flux taken into account, hence the final resolution expected for the densitometry. The duration for data acquisition is fixed to 1 month, in agreement with the characteristic times of water transfer in the critical zone (Emblanch *et al.*, 1998; Garry, 2007). The aperture solid angle is arbitrarily fixed to  $10^\circ$ . This angle allows a surface intercepted diameter ranging from 5 m to around 90 m depending on the rock thicknesses above telescope between 20 m and 500 m respectively (Fig. 1b).

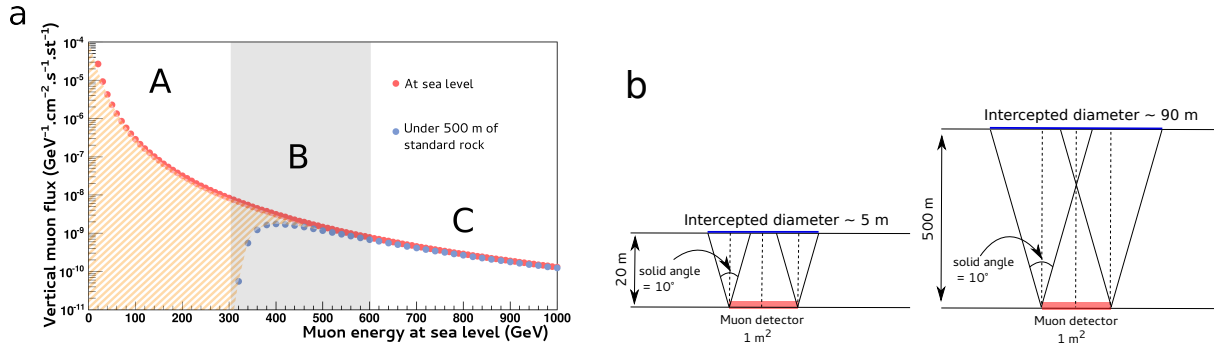


Figure 1: (a) Comparison of the vertical muon fluxes at sea level and at 500 m depth of standard rock. 3 areas are distinguished: (A) muons are able to pass through 500 m of standard rock; (B) a part of the muons is attenuated by the rock; (C) almost all the muons can reach 500 m depth of standard rock, for these energies, the muon fluxes at sea level and at 500 m are not significantly different. (b) Scheme of the simulation conditions (see text for explanation).

### 3.2 Observation potential of density variations

This part investigates the feasibility to discriminate realistic rock density variations using the related muon flux variations. The density variations are assumed to be linked to variable levels of water saturation of voids within a standard rock. The standard rock corresponds to a density of  $2.65 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ , following the MUSIC code description. For all the simulations presented in this part, the rock composition is kept at the standard values  $Z = 11$  and  $A = 22$  (Kudryavtsev, 2009). The significance of the muon flux differences between the standard and lower tested densities is quantified by:

$$\Delta\Phi_x\sigma_x = \frac{|\Phi_0 - \Phi_x|}{\sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_x^2}}, \quad (1)$$

The difference between the muon flux estimations is normalized by the quadratic sum of their errors. Here, for the study of the density differences ( $x$  is  $\rho$ ),  $\Phi_0$  and  $\Phi_x$  are respectively the muon fluxes for the standard rock ( $2.65 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ ) and a different rock density ( $2.65 \pm \Delta\rho \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ ), and  $\sigma_0$  and  $\sigma_x$  are the related statistical errors. The assessed densities range from  $2.00 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$  to  $2.65 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ . The differences between these densities and the standard one are expressed in percentages in Fig. 2a. The flux differences linked

to the density variations are presented for rock thicknesses ranging from 60 m to 1000 m. The minimum depth is fixed to 60 m because lower depths require a more specific study that is not in the context of this paper. The simulations are performed until 1000 m to take into account the non-vertical incidence muons at 500 m depth (adapted for the future measurements at low noise underground laboratory (LSBB) of Rustrel, France). Flux differences are calculated for a month of measurement on a surface of 1 m<sup>2</sup> and with 10° of solid angle aperture. The 3 lines represent the measurement reliability for 1  $\sigma$ , 3  $\sigma$  and 5  $\sigma$  (error probabilities less than 0.32, 2.7·10<sup>-3</sup>% and 3·10<sup>-7</sup>% respectively).

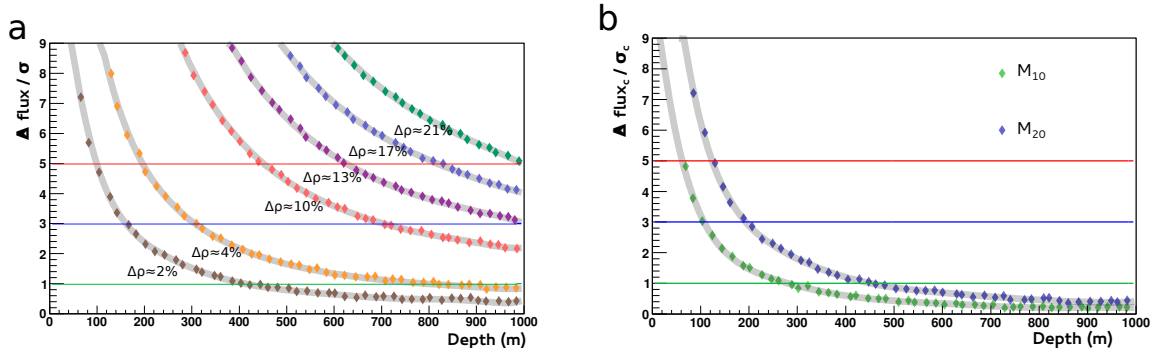


Figure 2: Statistical significance to detect density variations (a) and composition variations (b). The red, blue and green horizontal lines depict the values 1  $\sigma$ , 3  $\sigma$  and 5  $\sigma$ . On the left side (a), the flux differences caused by density variations are plotted. On the right side (b), the flux variations of  $M_{10}$  and  $M_{20}$  models, compared to  $M_{dry}$  are displayed (see text for explanation). The presented muon flux are calculated for 1 month of measurement on a detection surface of 1 m<sup>2</sup> and with a solid angle of 10°.

For thicknesses up to 500 m, the density differences greater than 10% always remains above 5  $\sigma$  of significance. For reduced density variations (e.g. 4%) flux differences can be observed up to 200 m with 5  $\sigma$  of significance. As a summary, the lowest density variations that may be observed with a significance of 3  $\sigma$  are around 2% at 150 m of depth, 4% at 300 m and 10% at 700 m.

Density variations expected to be observed are related to the conditions of water saturations of the critical zone above the muon detectors. Porosity may reach 25% (Fournier *et al.*, 2011) and thus rock can contain up to 25% of water and the expected density variations are  $\approx$  10%.

### 3.3 Effect of rock composition variations

So far, it was assumed that variations of muon flux attenuation are only related to rock density changes. The nature of rock atoms is involved in muon flux variations because muons interact with atoms. Using MUSIC code, the rock can be defined using the atomic number  $Z$  and the mass number  $A$  of each atom that composes the rock. The average values of these parameters for a rock considered as “standard” are  $Z = 11$  and  $A = 22$ . In the framework of this study, three test rocks have been defined with 0%, 10% and 20% of water saturation. The study focus on composition variations only associated to water saturation conditions. To keep a constant density of 2.40 g×cm<sup>-3</sup> for these three test

rocks, the proportion of  $\text{CaCO}_3$  ( $2.80 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ ) and  $\text{SiO}_2$  ( $2.20 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ ) is adjusted from one rock to the other. These proportions and the final respective average values of Z and A are presented in Tab. 1.

Table 1: Proportions of each element composing the 3 models of rock compositions and fraction by mass for all atoms.

	$M_{dry}$	$M_{10}$	$M_{20}$
$\text{H}_2\text{O}(\%)$	0	10	20
$\text{CaCO}_3(\%)$	33.34	53.34	73.34
$\text{SiO}_2(\%)$	66.66	36.66	6.66
Fraction by mass for all atoms			
Ca	0.1335	0.2136	0.2937
C	0.0400	0.0640	0.0880
Si	0.3116	0.1714	0.0311
O	0.5149	0.5398	0.5648
H	0.0000	0.0112	0.0224

The muon fluxes are calculated for each model using the MUSIC code and the atmospheric incoming flux of Gaisser. The normalized variations of fluxes for models  $M_{10}$  and  $M_{20}$  are compared to  $M_{dry}$  in Fig. 2b using Eq. 1. Here ( $x$  is  $C$ ),  $\Phi_0$  and  $\Phi_x$  are the muon fluxes for the dry rock and both saturated rocks ( $M_{10}$  and  $M_{20}$ ) (the detection surface is  $1 \text{ m}^2$ , the measurement duration is 1 month and the angular aperture is  $10^\circ$ ).  $\sigma_0$  and  $\sigma_x$  are the respective statistical errors. The results are presented as a function of depth on Fig. 2b and compared to  $1 \sigma$ ,  $3 \sigma$  and  $5 \sigma$ . The flux differences associated to composition variations can be observed, with  $5 \sigma$  of significance, up to around 80 m of depth for  $M_{10}$  and 140 m for  $M_{20}$ . The limit observation depths, with  $3 \sigma$  of significance, are shifted to 100 m for  $M_{10}$  and 200 m for  $M_{20}$ . At large depths, no significant differences between the dry rock and both saturated rock compositions  $M_{10}$  and  $M_{20}$  have been obtained. Until depths of 200 m, the composition effect on muon flux should be estimated and compared to the density. By considering densities of around  $2.20 - 2.40 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ , the induced variations in terms of densities between an unsaturated rock and a rock with 10% of water is almost 5% and around 8% between the unsaturated rock and the rock saturated with 20% of water. By comparison, the density variations generate higher significance of muon flux differences than composition variations (Fig. 2a). Even if the rock composition is responsible of muon flux variations, the density parameter is always dominant.

### 3.4 Discussion

Results obtained from the tests of composition and density parameters lead to the following 2 main points. (i) The flux differences obtained by rock density variations emphasize the potential of muography to image the density parameter of geological objects. At the scale of a few hundred meters rock mass, density variations of around 2% to 10% could be detected with this technique with a reasonable uncertainty. (ii) The rock composition adds a contribution to the muon flux. Superficial drillings could help refining the atomic

composition statistics. Globally, the muon flux evolution is dominated by the strong density influence. For that reason, all the tests presented thereafter are given for a standard composition ( $Z = 11$  and  $A = 22$ ).

All the simulations were performed for the same initial conditions (defined in the methodological part) in order to be compared. But these conditions can be adapted depending on the choice of the solid angle, of the recording duration and of the detector surface. Increasing these parameters allows decreasing the percentages of observable density variations for the same significance at the same depths. Anyway, the spatial resolution can be worse if increasing the solid angle aperture.

## 4 Numerical modeling vs observations with homogeneous opacity

The calculation of the muon flux that could be intercepted by the detector requires to take into account the observation location, the size of the detector, the zenith and azimuth incidences and the solid angle aperture considered. The simulation code developed allows variations of the rock characteristics from one point to another and variable medium thicknesses that enable considering irregular topographies. In order to be compared and validated, the muon flux is calculated using the code developed and superimposed in Fig. 3 to the muon flux recorded from experimental sites and compiled by Grieder (2001). The model used for calculation consists in a flat topography overlying an homogeneous standard rock. Two configurations are tested, the first one considers the muon scattering and the other considers only straight muon courses with survival probability. The geometrical configuration allows verifying that both case give identical results.

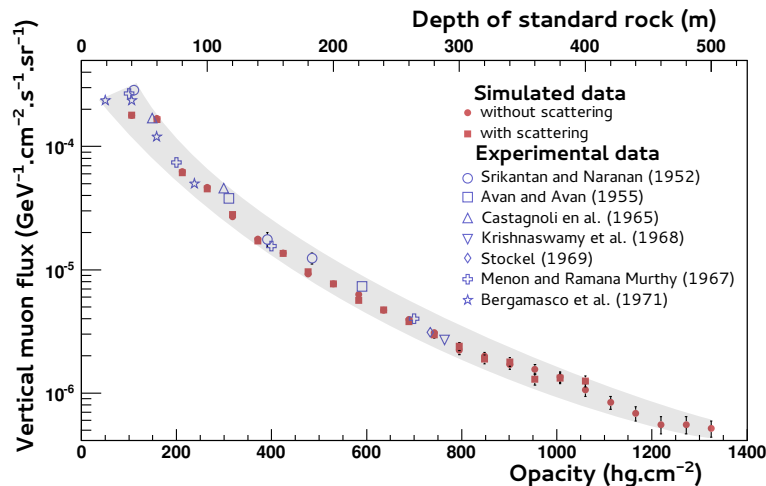


Figure 3: Muon flux as a function of opacity. Red square and circle markers represent the simulated flux. Empty markers are the experimental data compiled by Grieder (2001). The shaded area covers the data dispersion according to the depth. The rock thickness is reported on two scales, the depth of standard rock (m) and the opacity ( $\text{hg} \times \text{cm}^{-2}$ ) which corresponds to the depth (m) multiplied by the density of the matter ( $\text{g} \times \text{cm}^3$ ).

The experimental data were acquired with different detector types: Geiger counters (Srikantan & Naranan, 1952), emulsion photographic films (Avan & Avan, 1955), plastic scintillators (Castagnoli *et al.*, 1965) or several detection systems (Stockel, 1969) in various places of the world (Menon & Murthy, 1967), (Bergamasco *et al.*, 1971). The experimental data fits well the simulations. The shaded area in Fig. 3 demarcates a dispersion zone containing all the simulated and experimental points. As a result, the muon fluxes simulated are in agreement with the experimental data, it confirms the usefulness of the code for other systems that may include topographic and spatial density variations.

## 5 Muons scattering in rocks and its impact on muon flux measurement

### 5.1 Quantification of muon scattering

The level of muon scattering depends on the thickness and density of the rocks traversed. In case of irregular topography and heterogeneous medium it becomes critical to define the level of scattering that may limit the density map that could be produced. Interactions with the atoms of the medium being crossed (rocks, fluids and gas) affect the trajectories of the muons that run through. This phenomenon is mainly based on multiple Coulomb scattering principle, defined by the Molière theory (Moliere, 1947; Moliere, 1948; Bethe, 1953). The projection of the scattering angle  $\sigma$  on an orthogonal plan is almost a gaussian distribution centered on 0 (mean value), that is the projection of the non-scattered muon trajectory. The standard deviation of this gaussian can be approximated according to Eq. 2:

$$\sigma = \frac{13.6MeV}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} (1 + 0.038 \log(\frac{x}{X_0})), \quad (2)$$

Where  $p$  is the muon momentum (in MeV/c),  $\beta c$  is the velocity of the particle,  $x$  the thickness of material (in cm) and  $X_0$  the radiation length (in cm) which can be calculated following Eq. 3:

$$X_0 = \frac{716.4g/cm^2 \times A}{\rho \times (Z(Z + 1) \ln(\frac{287}{\sqrt{Z}}))}, \quad (3)$$

The radiation length can, sometimes, be expressed in  $g \times cm^{-2}$  and then multiplied by the inverse of the density ( $1/\rho$ ) of the material. Here, it is fixed to  $26.48 g \times cm^{-2}$  for standard rock, defined by MUSIC. Multiple Coulomb scattering is the dominant process involved to explain the deflected angles. Scattering is higher for low-energy particles, it also increases with depths and is enhanced when the density becomes higher. Depending on the scattering proportion, it must be taken into account to image large volume including thin structures (e.g. faults, fluid infiltration, mechanical alteration) that requires thin spatial and angular resolutions to be well characterized.

## 5.2 Muon flux dependency to irregular topographic induced scattering

A flat topography allows muons scattering to be compensated, at a point, by the scattering at the neighboring points. If the surface presents a topographic relief, the compensation should be unbalanced. Due to the differential scattering induced by the spatial extension of the ground surface intersected by the incoming muon flux, the number of muons detected at depth could be affected by the topography shape. The influence of the surface shape into the underground muon flux measurement is tested using a simple model with a regular pyramid shape.

Three parameters are varied: (i) the height of the pyramid  $H$  (50 m, 100 m, 150 m and 200 m), (ii) the angle  $\alpha$  of its faces with the base ( $30^\circ$ ,  $45^\circ$  and  $60^\circ$ ) and (iii) the position of the detector on the base of the pyramid (1, 2 and 3) with the rock thickness right above the detector  $h$  (Fig. 4a). The detection surface is kept at  $1 \text{ m}^2$ , the exposition time is 1 month and the angular acceptance is  $1.25^\circ$ . By varying the topography, the quantity of matter the particles travel through is affected and thus, the spectrum and attenuation of muons change. The height of the pyramid defines with the angular aperture the surface that have to be considered. From the Gaisser muon flux corresponding to this surface, the survival probabilities and the distribution of muons (calculated from a sample of 100,000 muons, as in section 3), the muon flux on the detector can be simulated. The comparison of various simulations, by varying  $H$ ,  $\alpha$  and the detector position, allows to study separately the attenuation and the scattering impacts. The comparison between the flat (constant thickness of matter equals to  $H$ ) and the tilted topography, without considering the scattering, provides information on the flux attenuation and the behavior of the muon spectrum (Eq. 1). Here ( $x$  is  $Att$ ),  $\Phi_0$  and  $\Phi_x$  are respectively the muon fluxes obtained by considering a flat topography (0) and the shape of the pyramid ( $x$ ),  $\sigma_0$  and  $\sigma_x$  are their associated statistical errors. In order to isolate the scattering effect from the attenuation's one on the muon flux and to determine its influence, the results of tilted topography without the scattering are compared to those with it (Eq. 1). Here ( $x$  is  $Sc$ ),  $\Phi_0$  and  $\Phi_x$  are respectively the muon fluxes obtained by considering only straight muon trajectories and by considering the scattering.  $\sigma_0$  and  $\sigma_x$  are their associated statistical errors. The significance of the scattering and attenuation impacts are compared to  $1 \sigma$ ,  $3 \sigma$  and  $5 \sigma$  in Figure 4(b) and (c). The flux differences remains below  $2 \sigma$  and below  $0.5 \sigma$  for a broad majority of the studied cases (Fig. 4b).

The simulations performed allows to conclude that, for the considered depths, surface slopes and angular apertures, the influence of the scattering caused by differential effect of the topography is not significant enough to produce a real effect on the muon flux. The variations of the quantity of matter, caused by the topography, are observed with a higher significance on the muon flux attenuation than on its scattering (Fig. 4c). The number of simulations is reduced on Figure 4c, that focus on an average thickness of 100 m, and that's why the step is different on both histograms (b and c) of (Fig. 4). Other simulations are foreseen in order to extend the study to larger depths and angular apertures. In fact, by increasing the values of these parameters, the influence of muon scattering on the flux could be higher because the affected surface and thus, the variations of the crossed quantity of matter, are rising. As a consequence of these larger surface, the most important limitation of the tests is the calculation duration. The next simulations



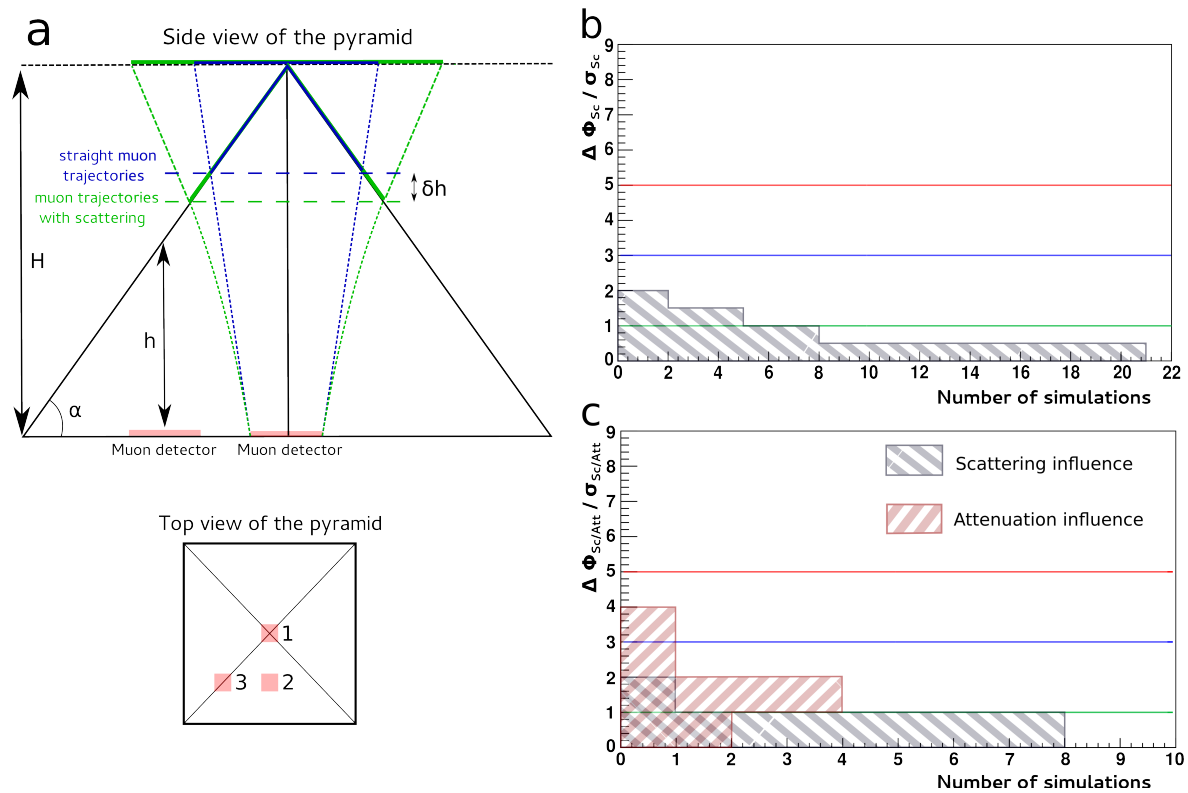


Figure 4: (a) Scheme of the simulated topographies. The blue lines and dashed lines describe the simulations of straight muons trajectories and the scattering influence is included for the green lines. See text for the description of  $H$ ,  $\alpha$ ,  $h$  and the positions 1, 2 and 3. (b) Histogram of significance of the flux differences caused by the scattering processes for several thickness of material above the detector ( $h$ ). (c) Histogram of the flux difference significance for an average thickness  $h$  of 100 m. The variations due to the scattering are illustrated by the gray hatched pattern and the attenuation impacts are presented with the area shaded in red.

aims at defining if, with a reasonable surface slope, there is depth and angular aperture limitations from which the scattering effect can no longer be neglected.

### 5.3 Muon flux dispersion considering average and heterogeneous density distribution

So far, the muon flux estimations at depth are based on the average density of the rocks crossed. In order to study the use of the average density concept, homogeneous and heterogeneous materials are compared. Flat models with same thicknesses and same average densities are tested following the 4 configurations described in Fig. 5.

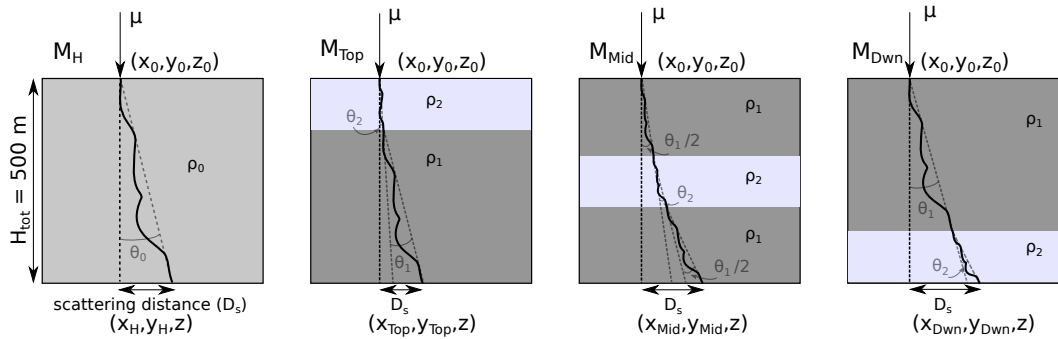


Figure 5: Homogeneous and heterogeneous models. The  $M_H$  rectangular model is composed of an homogeneous density material. Muons enter through it from the top  $(x_0, y_0, z_0)$  to the base  $(z)$  with the final muons positions  $(x_i, y_i)$ , where  $i$  is equal to  $H$ ,  $Top$ ,  $Mid$  or  $Dwn$  depending on the scattering distance  $D_s$  associated to the used model. The same structure is maintained for  $M_{Top}$ ,  $M_{Mid}$  and  $M_{Dwn}$  models but an heterogeneity is added. The location of this heterogeneity is changing from the top to the base of the model. The average density  $\rho_0$  and the total thickness  $H_{tot}$  are the same for all the models and  $\rho_1 > \rho_0 > \rho_2$ .

“ $M_H$ ” is an homogeneous standard model of 500 m thick. The models “ $M_{Top}$ ,  $M_{Mid}$  and  $M_{Dwn}$ ” integrates a relatively lower density horizontal layer at different depths, at the top in the middle and at the basis of the model. The total thickness of each model  $H_{tot}$  is 500 m. The 4 configurations have the same  $\rho_0$  that is the average density weighted by the thickness of each layer. A set of  $10^5$  muons is launched vertically for each covered energy. The hypothesis proposed with these four models is that the scattering vary according to the vertical distribution of the density due to the leverage effect. According to this hypothesis,  $D_s M_{Top} < D_s M_{Mid} < D_s M_{Dwn}$  (see Fig. 5 for explanation). The scattering processes like the energy losses, affects mainly the muons with low energies. The launched muons remains in a band-limited of energy that allows absorption and hence to give information on the density (Fig. 6). Within this narrow-energy band of interest (B), the incoming muon flux is stronger with a maximum statistic near the critical energy, i.e., the minimum energy, required to cross the whole model. At higher energies, the density changes induce no clear variations of the muon flux. For the conducted tests, the useful muons energies that allow a comprehensive statistics, range between 200 GeV and 600 GeV. Below 200 GeV, the muons are unable to cross the medium, above 600 GeV almost

all the launched muons are able to cross the model, for both cases any attenuation of the incoming flux can be achieved.

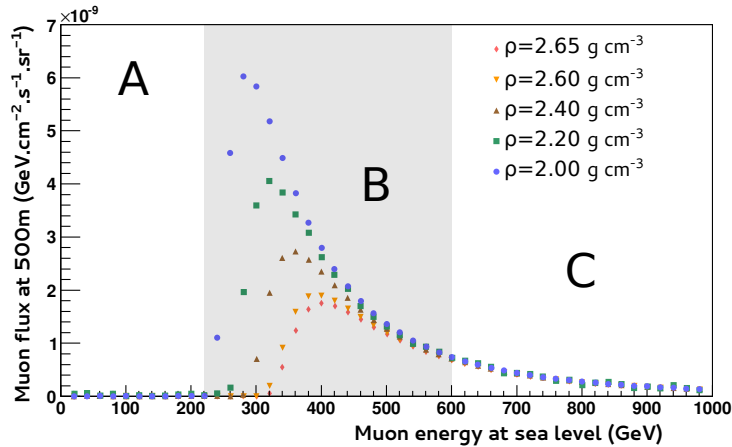


Figure 6: Vertical muon flux at 500 m according to muon energy at sea level. The flux is simulated for several rock densities from  $2.00 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$  to  $2.65 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ . Three zones can be identified: (A) the energies at sea level are too low to allow the muons to pass through the rock, (B) a part of the muons is able to reach the desired depth, their proportion is defined by the survival probabilities which depend on the rock density, (C) for these energies, almost all the muons cross the 500 m of rock material. The shaded area highlights the muon energy at sea level which generates the most important and variable flux at 500m depth.

Two kinds of density variations are tested for this layer. The first one is associated to an heterogeneous layer made up of rock with 25% porosity, fully saturated with water, which leads to a density  $\rho_2 = 2.25 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ . The second one simulates a dry heterogeneous rock, with unfilled porosity kept at around 25% and a density  $\rho_2 = 2.00 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ . The thicknesses  $d$  considered are 100 m and 200 m. The other parts of the background model are completed with a standard rock and a density  $\rho_1 = 2.65 \text{ g}\times\text{cm}^{-3}$ . The different tested configurations are described in Tab. 2. For a lower density heterogeneity of 100 m the critical energy is around 320 GeV, while this critical energy decrease to around 300 GeV for an heterogeneity thickness of 200 m. The final spatial distribution  $(x_i, y_i)$  of the muons (corresponding to a total of 100,000 muons on the surface) is simulated at the base ( $z$ ) of each model. This dispersion can be fitted by a gaussian law, centered around the initial muons position and the standard deviation of the gaussian is estimated (Fig. 7).

The level of muon dispersion is globally ranging from around 80 cm to 160-180 cm depending on muon energy at sea level. This dispersion  $\bar{D}$  (in cm) is defined by the average standard deviation value of the Gaussian drawn on Fig. 7 and always reach more than 150 cm for low muon energies. A second variable is originated by the differences generated by the displacement of the heterogeneous part. Results are similar for  $M_H$  and  $M_{Mid}$  and significantly different when the heterogeneity is located at the top ( $M_{Top}$ ) or in the base ( $M_{Down}$ ) of the model. The standard deviation of the dispersion is greater when the highest density is on the top of the model ( $M_{Top}$ ), comparatively to the centered  $M_{Mid}$  and to the homogeneous configuration  $M_H$ . The deflection of muons depends only on the

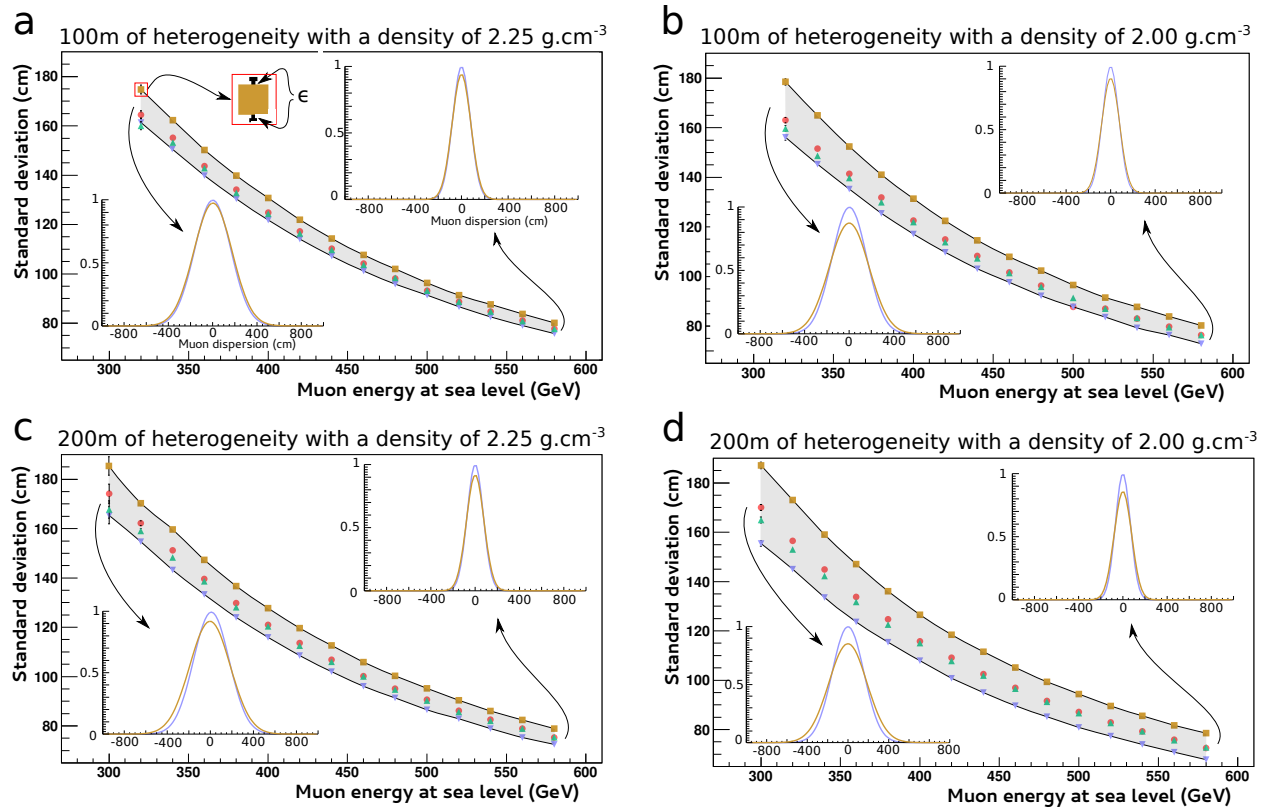


Figure 7: Dispersion of the muons around their initial position (0) are fitted by gaussians. The standard deviations are calculated from these gaussians and reported on each graphic. Orange squares are the results for  $M_{Dwn}$ , red circles for  $M_H$ , green triangles for  $M_{Mid}$  and blue triangles for  $M_{Top}$ . The shaded area cover the differences between the models. The gaussians of  $M_{Dwn}$  and  $M_{Top}$  are presented for the lowest and highest simulated energies. On these smaller graphics, the muon dispersion (in cm) is presented on the x-axis and the y-axis is the number of muons obtained at each position, normalized between 0 and 1.

Table 2: Definition of the input parameters (density and thickness of each part) used to test the  $M_H$ ,  $M_{Top}$ ,  $M_{Mid}$  and  $M_{Down}$  models. The letters a, b, c and d allow to link the introducing parameters to their results presented in (Fig. 7).

	density of $\rho_1$ in $\text{g}\times\text{cm}^{-3}$	thickness of $d_1$ in m	density of $\rho_2$ in $\text{g}\times\text{cm}^{-3}$	thickness of $d_2$ in m
a	2.65	400	2.25	100
b	2.65	400	2.00	100
c	2.65	300	2.25	200
d	2.65	300	2.00	200

density of the medium, the higher the density, the greater the diffraction. These deflection angles are the same regardless the location of the density heterogeneity but for a dense material on the first part of muons trajectory, the leverage is important. Muons dispersion mainly depends on the distance between the strongest deflection angle and the detection system (Fig. 5). These variations, associated to the vertical distribution of the densities, are illustrated by the thickness of the shaded area on Fig. 7 and called  $\Delta g$  (in cm).  $\Delta g$  is calculated from the differences between the Gaussian distribution of 100,000 muons launched on the surface. Statistical errors  $\epsilon$  affect this difference and are represented at the boundary of the shaded area (Fig. 7).  $\epsilon$  tends towards zero ( $\epsilon \ll \Delta g$ ) and does not affect the physics of the scattering processes. Consequently  $\epsilon$  can be neglected and the the distance of scattering  $D_s$  of the muon can be expressed following Eq.4.

$$D_s = \bar{D} \pm \Delta g, \quad (4)$$

Finally, the muon scattering is defined by the thickness of matter and the average density  $\rho_0$  modulated by the density distribution. For 500 m of classical rock, the expected scattering is ranging from around 80 cm to around 170 cm for the muons of interest to study their attenuation. This spatial dispersion is significant compared to the size of a detection system of  $1 \text{ m}^2$ . Moreover, the scattering differences  $\Delta g$  produced by variations of the location of an heterogeneity can be multiplied by 3 from less than 10 cm for a low intensity of heterogeneity (Fig. 7a) to around 30 cm for a high intensity heterogeneity (Fig. 7d). If a constant average density may lead to such uncertainties on muons final positions, then the scattering could affect the number of muons detected and consequently all subsequent interpretations of these measurements.

## 6 Conclusions

T2DM2 project aims to apply the muon tomography method for geological studies that require good spatial and angular resolutions. The simulations performed highlight the usefulness of the muon tomography to study hydrogeological processes. Muography is sensitive to density variations of around 2% under 150 m of rock and 10% at until 700 m depth. Such density changes could be detected with a reasonable significance of  $3 \sigma$ . The composition parameter has a significant influence to muon flux but is dominated by

the density variations. Depending on the aim of the research, the experimental conditions can be adjusted to increase the imaging resolution or decrease the measurements duration. For a reasonable solid angle aperture ( $<10^\circ$ ), the influence of the topographic variations appears to be not significant at depths inferior to 200 m. On the contrary, the scattering distance can reach several meters due to the quantity of matter crossed by particle. Moreover, this scattering distance is affected by the vertical location of a density heterogeneity that may lead to variations of the initial scattering distance that could be important (several tens of cm). These results highlight the importance of taking into account the scattering processes for muon tomography reconstruction especially to image lateral density variations of the material.

## 7 Acknowledgments

Thanks to the Antares team of the CPPM for the constructive comments on this work. We would also like to thank the Fondation MAIF, CNRS-INSU, Nice University and FEDER for their financial support.

## References

- Alvarez, L. W., Anderson, J. A., Elbedwe, F., Burkhard, J., Fakhry, A., Girgis, A., Goneid, A., Hassan, F., Iverson, D., Lynch, G., Miligy, Z., Moussa, A. H., Mohammed & Yazolino, L. (1970). Search for hidden chambers in pyramids. *Science* 167(3919), 832–&.
- Ambrosi, G., Ambrosino, F., Battiston, R., Bross, A., Callier, S., Cassese, F., Castellini, G., Ciaranfi, R., Cozzolino, F., D’Alessandro, R., de La Taille, C., Iacobucci, G. & Marotta, A. (2011). The MU-RAY project: Volcano radiography with cosmic-ray muons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **628**, 120–123.
- Avan, L. & Avan, M. (1955). Intensit et distribution angulaire de la composante p-trante du rayonnement cosmique sous le sol. *Comptes Rendus hebdomadaires des scances de l’Acadmie des Sciences*, **241**, 1122–1124.
- Bergamasco, L., Piazzoli, B. D. & Picchi, P. (1971). Muon intensities underground ((50:4300)m w.e) and the S. L. energy spectrum. *Nuovo Cimento*, **4B**, 59–67.
- Bethe, H. A. (1953). Molière’s Theory of Multiple Scattering. *Phys. Rev.* 89(6), 1256–1266.
- Bhattacharyya, D. (1978). Effect of solar modulation on the low energy sea level muon spectrum near the geomagnetic equator. *Aust. J. Phys.*, **31**, 451–453.
- Borozdin, K., Hogan, G., Morris, C., Priedhorsky, W., Saunders, A., Schultz, L. & Teasdale, M. (2003). Surveillance: Radiographic imaging with cosmic-ray muons. *Nature* 422(6929), 277.
- Carloganu, C., Niess, V., Bene, S., Busato, E., Dupieux, P., Fehr, F., Gay, P., Miallier, D., Vulpescu, B., Boivin, P., Combaret, C., Labazuy, P., Laktineh, I., Lenat, J. F., Mirabito, L. & Portal, A. (2013). Towards a muon radiography of the Puy de Dôme. *Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, **2**, 55–60.

- Castagnoli, C., Marco, A. D., Longhetto, A. & Penengo, P. (1965). Measurements on the cosmic radiation intensity in the Mont Blanc tunnel. *Il Nuovo Cimento Series 10* 35(4), 969–976.
- Dorman, L. (2004). *Cosmic rays in the earth's atmosphere and underground*. Kluwer Academic Publishers.
- Emblanch, C., Blavoux, B., Puig, J. & Couren, M. (1998). The use of carbon 13 as a tracer of the karst unsaturated zone. *Comptes rendus de l'académie des sciences série II fascicule A-Sciences de la Terre et des planètes* 326(5), 327–332.
- Fournier, F., Leonide, P., Biscarrat, K., Gallois, A., Borgomano, J. & Foubert, A. (2011). Elastic properties of microporous cemented grainstones. *Geophysics*, **76**, E211–E226.
- Gaisser, T. (1990). *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Garry, B. (2007). *Etude des processus d'écoulement de la zone non saturée pour la modélisation des aquifères karstiques. Expérimentation hydrodynamique et hydrochimique sur les sites du Laboratoire Souterrain Bas Bruit (LSBB) de Rustrel et de Fontaine de Vaucluse*. Thèse de doctorat, Université d'Avignon et des Pays de Vaucluse, 216 pp.
- George, E. P. (1955). Cosmic rays measure overburden of tunnel. *Commonwealth Engineer*, 455–457.
- Grieder, P. (2001). *Cosmic rays at Earth Researcher's Reference Manual and Data Book*. Elsevier.
- Kedar, S., Tanaka, H. K. M., Naudet, C. J., Jones, C. E., Plaut, J. P. & Webb, F. H. (2013). Muon radiography for exploration of Mars geology. *Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, **2**, 157–164.
- Kudryavtsev, V. (2009). Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics. *Computer Physics Communications*, **180**, 339–346.
- Kudryavtsev, V., Spooner, N., Gluyas, J., Fung, C. & Coleman, M. (2012). Monitoring subsurface CO<sub>2</sub> emplacement and security of storage using muon tomography. *International journal of greenhouse gas control*, **11**, 21–24.
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Declais, Y., Carbone, D. & Galichet, E. (2010). Geophysical muon imaging: feasibility and limits. *Geophys. J. Int.*, **183**, 1348–1361.
- Menon, M. & Murthy, P. R. (1967). Cosmic ray intensities deep underground. *Progr. in Cosmic Ray and Elementary Particles Phys. North Holland, Amsterdam*, **9**, 161–243.
- Molière, G. (1947). Theorie Der Streuung Schneller Geladener Teilchen .1. *Zeitschrift Fur Naturforschung Section A-A Journal of Physical Sciences* 2(3), 133–145.
- Molière, G. (1948). Theorie Der Streuung Schneller Geladener Teilchen-II Mehrfachstreuung Und Vielfachstreuung. *Zeitschrift Fur Naturforschung Section A-A Journal of Physical Sciences* 3(2), 78–97.

- Nagamine, K., Iwasaki, M., Shimomura, K. & Ishida, K. (1995). Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic-eruption prediction. *Nuclear instruments and methods in physics research section A-accelerators spectrometers detectors and associated equipment* 356(2-3), 585-595.
- Pesente, S., Vanini, S., Benettoni, M., Bonomi, G., Calvini, P., Checchia, P., Conti, E., Gonella, F., Nebbia, G., Squarcia, S., Viesti, G., Zenoni, A. & Zumerle, G. (2009). First results on material identification and imaging with a large-volume muon tomography prototype. *Nuclear instruments and methods in physics research section A-accelerators spectrometers detectors and associated equipment* 604(3), 738-746.
- Srikantan, B. & Naranan, S. (1952). Cosmic rays underground. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences*, **36**, 97-117.
- Stockel, C. (1969). A study of muons deep underground. I. Angular distribution and vertical intensity. *Journal of Physics*, **2**, 639-649.
- Tanaka, H. K. M., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Takeo, M., Oikawa, J., Ohminato, T., Aoki, Y., Koyama, E., Tsuji, H. & Niwa, K. (2007). High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography: The density structure below the volcanic crater floor of Mt. Asama, Japan. *Earth and Planetary Science Letters*, **263**, 104-113.



## 4.5 Conclusion

En géologie, la muographie est basée, au premier ordre, sur l'atténuation des muons dans la roche. En effet, la densité et la composition atomique des roches ne génèrent pas de modifications importantes de la trajectoire du muon. Cependant, les volumes étudiés étant importants (plusieurs centaines de mètres), de faibles variations de trajectoire peuvent entraîner des distances de diffusions conséquentes. Ces distances de diffusion sont calculées à partir de la projection de l'angle de diffusion sur un plan orthogonal. La répartition des muons, consécutive à leur passage dans la matière, suit une distribution gaussienne centrée autour de leur position sans diffusion. Les simulations ont démontré que la diffusion est d'autant plus importante que l'énergie de la particule est faible et l'opacité de la matière (profondeur et/ou densité) est grande. Les coordonnées du muon en profondeur lorsque la diffusion est considérée peuvent être distantes de plusieurs mètres des coordonnées dans le cas où les processus de diffusion sont négligés. Dans ce contexte, l'hypothèse d'une influence de la diffusion sur le flux de muons en profondeur et, par conséquent, sur les reconstructions tomographiques est posée.

Une simulation Monte Carlo permettant de quantifier les muons atteignant une surface de détection a été développée. Celle-ci considère à la fois l'atténuation et la diffusion des muons dans la roche. Elle est testée, dans un premier temps, sur une topographie plane de roche homogène standard. Les résultats obtenus sont comparés à des données expérimentales qui permettent de valider l'utilisation du programme. Dans le cas d'une topographie plane et d'une roche homogène, la diffusion en un point est compensée par la diffusion aux points voisins. C'est pourquoi, les mêmes résultats sont observés en terme de flux avec et sans la diffusion dans cette configuration. À l'inverse, la présence d'un relief irrégulier et d'hétérogénéités de densité introduit des diffusions variables qui ne se compensent plus.

Les différentes topographies de type pyramidales étudiées n'ont pas permis de mettre en évidence des différences de flux significatives associées à la diffusion.

Afin de tester l'influence d'hétérogénéités de densité dans la roche, quatre modèles présentant des opacités moyennes identiques ont été proposés. Le positionnement vertical de ces hétérogénéités a mené à des distances de diffusion variables de plusieurs dizaines de centimètres. Ces résultats ont mis en avant l'importance de considérer des processus de diffusion pour l'estimation du flux de muons en profondeur. En effet, les détecteurs généralement utilisés en muographie ont des surfaces d'environ  $1 \text{ m}^2$ . Un muon qui diffuse sur plusieurs dizaines de centimètres pourrait alors être responsable d'une augmentation ou d'une réduction du flux de muon non causée par l'atténuation.

La présence d'hétérogénéités n'a, jusqu'à présent, été étudiée que pour des énergies spécifiques. Une étude sur l'intégralité du flux, tel qu'il est détecté, permettrait de quantifier avec précision l'influence de la diffusion sur les mesures. De plus, la répartition verticale d'hétérogénéités a, ici, été testée. Cette étude pourrait se poursuivre sur celle d'hétérogénéités localisées (limitées horizontalement et verticalement), qui correspondent davantage à ce qui peut être rencontré dans un contexte karstique.

# Chapitre 5

## Caractérisation du dispositif expérimental

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>107</b>
<b>5.2</b>	<b>Description des détecteurs</b>	<b>107</b>
<b>5.3</b>	<b>Étalonnage des détecteurs</b>	<b>110</b>
5.3.1	Étude du seuil de détection	110
5.3.2	Quantification des évènements fortuits	111
<b>5.4</b>	<b>Premières mesures au LSBB</b>	<b>113</b>
5.4.1	Planning des mesures et localisation du système	113
5.4.2	Impacts du milieu souterrain sur les taux de particules	116
5.4.3	Effet de l'humidité sur les composants électroniques	118
<b>5.5</b>	<b>Impact des paramètres externes sur la mesure du flux de muons</b>	<b>119</b>
5.5.1	Sensibilité aux variations de température	120
5.5.2	Effet de la radioactivité liée au radon	122
<b>5.6</b>	<b>Suivi et évolution des détecteurs</b>	<b>124</b>
5.6.1	Évolution de la qualité des signaux	124
5.6.2	Suivi de la qualité des détecteurs les uns par rapport aux autres	127
5.6.3	Contrôle des taux de comptage	129
<b>5.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>132</b>

---

# Caractérisation du dispositif expérimental

---

## Résumé

Ce chapitre se concentre principalement sur la caractérisation des détecteurs utilisés au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) de Rustrel depuis novembre 2013. Le dispositif est composé de quatre scintillateurs liquides utilisés au travers de coïncidences triples au minimum. Les détecteurs sont ici décrits. Les différentes localisations du système de détection ainsi que la chronologie de ses déplacements dans les galeries du LSBB sont détaillées. Les premiers mois de mesures ont été marqués par des pannes sur certains détecteurs associées à l'humidité dans une galerie secondaire non ventilée. Le déplacement du dispositif dans la galerie principale ventilée a mis fin aux dysfonctionnements. Les effets de deux paramètres externes : la température et la radioactivité liée au radon sur les détecteurs ont été étudiés. Les variations de température, entre  $\approx 13^\circ$  et  $\approx 21^\circ$  dans les galeries n'ont aucun impact, ni sur les taux de comptage, ni sur les particules détectées en coïncidences. À l'inverse, l'accumulation de radon dans les galeries, causée par l'arrêt du système de ventilation et une augmentation de la température extérieure, est corrélée aux taux de comptage individuels de chacun des détecteurs. L'analyse des coïncidences permet d'éliminer le bruit généré par la radioactivité. Un suivi régulier des détecteurs portant sur la qualité de leurs signaux et sur l'évolution de leurs taux de comptage est mené. Aucun vieillissement du dispositif qui puisse affecter le nombre de muons détecté n'est mis en évidence. Le système a conservé une grande stabilité sur l'ensemble de la campagne de mesure de novembre 2013 à mars 2015.

## 5.1 Introduction

L'objectif du projet T2DM2 est de mesurer les variations spatiales et temporelles de la densité associées aux processus hydrogéologiques à partir des muons. Dans ce contexte, un nouveau type de détecteur est développé : les caméras MUST<sup>2</sup> basées sur la technologie Micromegas (décrites dans le chapitre 2). Celles-ci ont la particularité de proposer de très bonnes résolutions spatiales, angulaires et temporelles et permettraient donc de faire de l'imagerie fine des structures et des processus géologiques étudiés. L'une des premières étapes de ce projet consiste à tester expérimentalement les études théoriques menées sur la faisabilité et les limites de la méthode. Le Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB), situé à Rustrel dans le Vaucluse, est utilisé en tant que site démonstrateur puisqu'il bénéficie d'un environnement privilégié avec des galeries souterraines, de 0 à 500 mètres de profondeur dans la zone d'infiltration de Fontaine-de-Vaucluse, affectée par les transferts des masses d'eau depuis la surface vers la zone noyée plus profonde.

Avant d'utiliser les caméras MUST<sup>2</sup>, en cours de développement, les mesures du flux de muons sont réalisées dans les galeries avec un système de détection aujourd'hui bien maîtrisé : les scintillateurs. Le dispositif, composé de quatre scintillateurs liquides, est étalonné au Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) puis installé au LSBB. Des réajustements de l'étalonnage et adaptations ont été nécessaires pour répondre aux nouvelles conditions liées à l'environnement souterrain (humidité, température, présence de radon). Un suivi de l'évolution temporelle de chaque scintillateur est réalisé sur l'intégralité de la campagne de mesures menée avec ce dispositif de détection au LSBB, de novembre 2013 à mars 2015. L'analyse des données issues de ces mesures est présentée dans le chapitre 6.

## 5.2 Description des détecteurs

Les scintillateurs liquides utilisés dans le cadre du projet T2DM2 ont été construits au Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) il y a plusieurs années. Ils ont été utilisés au cours de deux campagnes de mesures en mer en 2012 et 2013, dans le cadre de l'expérience ANTARES, pour l'étalonnage du télescope sous-marin à neutrinos situé au large de Toulon.

Les scintillateurs sont basés sur le principe de détection des photons émis par un matériau sensible au passage d'une particule chargée. Le matériau scintillant, ici utilisé, est un mélange d'huile (mélange d'huile minérale, Linear "Alkif" Benzene LAB) et de deux composés fluorescents dans les proportions suivantes : 5 g/L de PPO (2,5-Diphenyloxazole) et 0,02 g/L de POPOP (1,4-Bis(5-Phényloxazole-2-yl)benzène). Le premier, PPO, est un scintillateur primaire, c'est à dire qu'il produit de la lumière avec une longueur d'onde d'émission de 357 nm. Le second, POPOP, scintillateur secondaire, capte et réémet la lumière avec une longueur d'onde différente : 410 nm. Cette seconde longueur d'onde permet, avant tout, que la lumière produite ne soit pas réabsorbée par le mélange liquide mais également qu'elle soit mieux adaptée à la sensibilité maximale du photomultiplicateur en terme de longueur d'onde. Le liquide ainsi constitué est placé dans une cuve de forme carrée de 93 cm de côté et de 5 cm de hauteur. Cette cuve est recouverte à l'intérieure

d'une surface ayant des propriétés de réflexion spéculaires et diffusives. Elle est fermée et recouverte de deux épaisseurs d'aluminium et d'un film plastique noir afin d'éviter toute fuite de lumière. Au centre de cette cuve, un photomultiplicateur (PM) est, en partie, immergé dans le liquide (Figure 5.1).

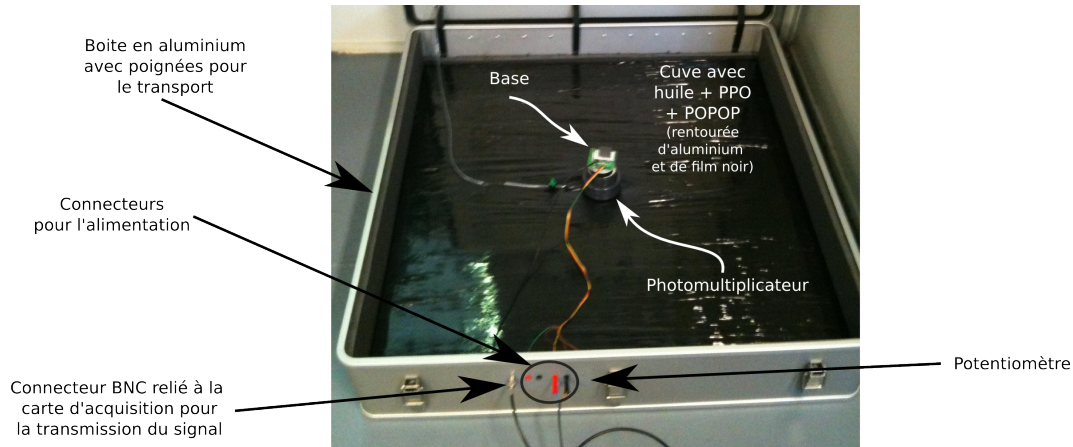


FIGURE 5.1 – Photographie de l'intérieur de l'un des détecteurs. Les principaux éléments le composant sont identifiés. La cuve remplie de liquide scintillant (huile + PPO + POPOP) et entourée d'aluminium puis d'un film noir étirable. Le photomultiplicateur au centre est entouré d'un bouchon de PVC afin d'assurer sa fixation et la base y est connectée au niveau de sa partie supérieure. Les connecteurs et le potentiomètre responsables de l'alimentation et de son contrôle sont présents sur l'une des faces de la boîte en aluminium. L'énergie est ensuite transmise par les câbles colorés qui rejoignent la base. La transmission du signal de la base vers la carte d'acquisition se fait à partir du câble noir, puis d'un connecteur BNC.

Le PM recueille les photons au travers d'une photo-cathode de 5 cm. L'interaction du photon avec la photo-cathode arrache des électrons, par effet photoélectrique, qui dérivent vers une série de dynodes qui accélèrent et amplifient le signal électrique. L'anode, située à l'issue de cette série de dynodes, collecte l'ensemble des électrons générés et retransmet le signal électrique au niveau des connecteurs, dans la partie non-immersée du PM (Figure 5.2). Ces connecteurs sont ensuite reliés à une base qui assure la transmission des signaux et l'alimentation du PM. La base est reliée à un potentiomètre qui permet de contrôler et modifier la tension appliquée au PM. La tension appliquée sur chaque PM est régulièrement contrôlée à partir de voltmètres. Les signaux sont, eux, transmis à une carte d'acquisition connectée à l'ordinateur. L'acquisition des données peut être suivie en temps réel sur une page web où sont transférés les résultats.

Le détecteur, ainsi constitué, est placé dans une boîte en aluminium qui le protège et le rend facilement transportable. Les quatre scintillateurs sont nommés  $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$  et assemblés sur un dispositif destiné à la détection des muons atmosphériques pour l'étude des processus géologiques affectant le massif situé au-dessus des galeries du LSBB. Les détecteurs sont alignés verticalement sur un chariot mobile, pour faciliter le transport dans les galeries, et séparés de façon non-équidistante. Le scintillateur  $DU_0$  est localisé à la base du chariot, puis  $DU_1$ ,  $DU_2$  et enfin au sommet du chariot,  $DU_3$  (Figure 5.3).

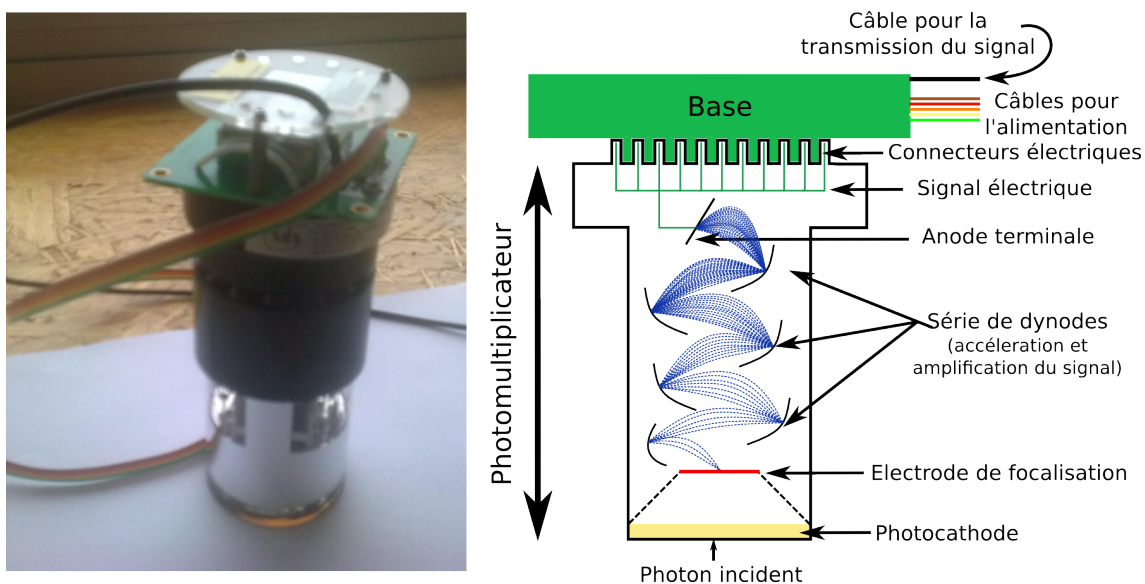


FIGURE 5.2 – Photographie (à gauche) et schéma (à droite) d'un photomultiplicateur connecté à sa base. Les différentes étapes de la détection, la transformation, l'accélération, l'amplification et la transmission du signal sont détaillées sur le schéma. Chaque scintillateur possède un PM et une base comme ceux présentés ici.

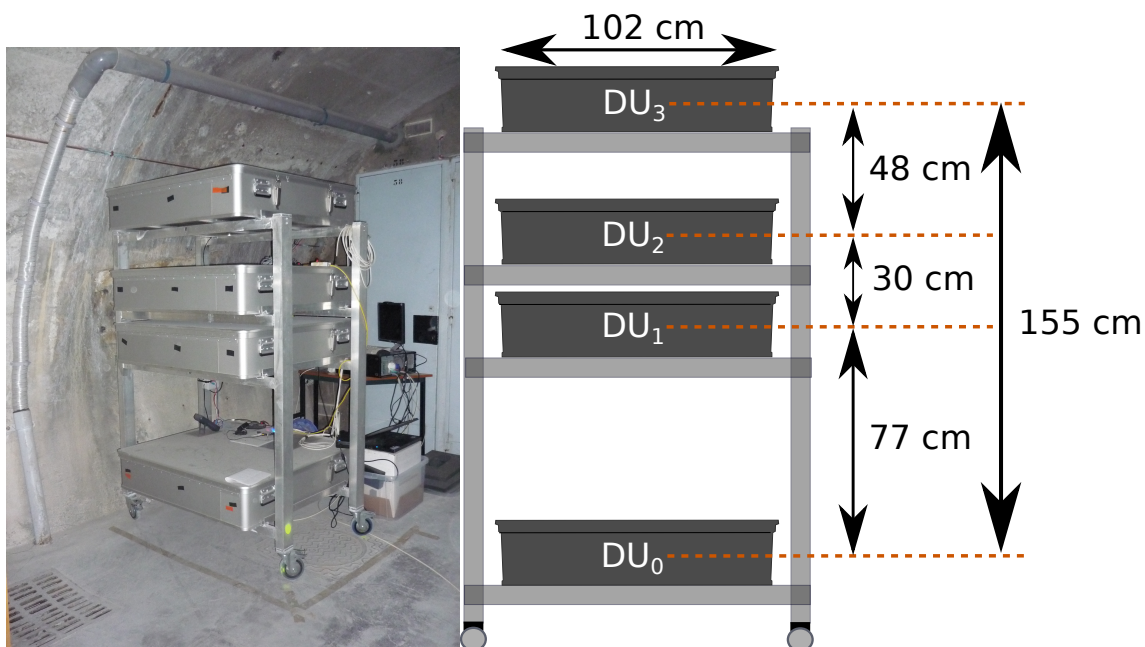


FIGURE 5.3 – Photographie (à gauche) et schéma (à droite) du système de détection composé de quatre scintillateurs liquides,  $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$ , alignés verticalement. Chaque scintillateur a une surface de détection d'environ  $0.87 \text{ m}^2$  et est entouré par une boîte en aluminium d'un peu plus de 1 m de côté et d'une vingtaine de cm de hauteur. Les distances qui séparent les scintillateurs les uns des autres sont différentes, comme indiqué sur le schéma.

## 5.3 Étalonage des détecteurs

### 5.3.1 Étude du seuil de détection

La définition du seuil de détection est essentielle pour limiter le bruit physique et électronique dans les données. Il détermine la tension minimale qu'un évènement doit générer pour pouvoir être considéré comme du signal. Si le seuil fixé est trop faible, de faux évènements (particules chargées autres que les muons) pourraient être interprétés comme du signal. A l'inverse, si celui-ci est trop élevé, une partie du signal est rejetée. Dans le cadre des mesures avec les scintillateurs, il s'agit d'imposer un seuil le plus bas possible afin d'enregistrer le maximum de muons tout en prêtant attention à ne pas être dominé par le phénomène de "temps mort". Ce "temps mort" intervient lorsque la quantité de données transmises est trop importante pour pouvoir être gérée par la carte d'acquisition. Une partie du signal risque, dans ce cas, d'être rejetée.

La détermination du seuil est intimement liée au choix de la tension qui est appliquée sur le PM. En effet, ces deux paramètres (seuil et tension) ont des effets inverses sur les taux de comptage des scintillateurs. Ces taux peuvent être augmentés soit en abaissant le seuil de détection, soit en augmentant la tension de consigne appliquée au PM et inversement pour les voir diminuer.

Les tensions de consigne peuvent varier mais de façon limitée, uniquement entre 3,00 V et 4,50 V afin de ne pas altérer le photo-multiplicateur. Elles varient d'une boîte à l'autre (efficacité des différents PM) et ont été fixées de façon à obtenir, pour un même seuil, des taux de comptages identiques ( $\approx 80$  Hz) pour tous les détecteurs lors de l'étalonnage au CPPM. Les tensions de consigne de chacun des détecteurs sont les suivantes :

- $DU_0$  : 3,75 V
- $DU_1$  : 4,20 V
- $DU_2$  : 3,85 V
- $DU_3$  : 4,15 V

Dans le cadre de l'étude, l'objectif est d'obtenir le plus grand nombre de muons possible afin d'avoir de bonnes statistiques. Un faible seuil est donc privilégié mais il faut éviter le temps mort, c'est à dire la saturation dans la transmission du signal de la carte d'acquisition vers le PC.

Pour déterminer si les données ne sont pas dominées par cette saturation, des tests sont réalisés en faisant varier les seuils de détection entre 25 mV et 60 mV de façon simultanée sur  $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$  (Figure 5.4). Les particules détectées en coïncidence sur au moins deux des scintillateurs sont utilisées. L'évolution des coïncidences avec les différents seuils testés est étudiée au travers de quatre combinaisons de couples de scintillateurs :  $DU_0 + DU_2$ ,  $DU_1 + DU_3$ ,  $DU_0 + DU_3$  et  $DU_1 + DU_2$ . Le flux de particules obtenus par heure  $\phi_t$  sur chacun de ces couples de détecteurs sont normalisés  $\phi_{norm}$  suivant l'équation 5.1 sur l'ensemble de la période où les seuils ont été modifiés.

$$\phi_{norm} = \frac{\phi_t}{\bar{\phi}}, \quad (5.1)$$

Où  $\phi_t$  est le flux de particules enregistrées par heure,  $\bar{\phi}$  est le nombre moyen de particules détectées sur toute la période étudiée. Cette normalisation permet de comparer

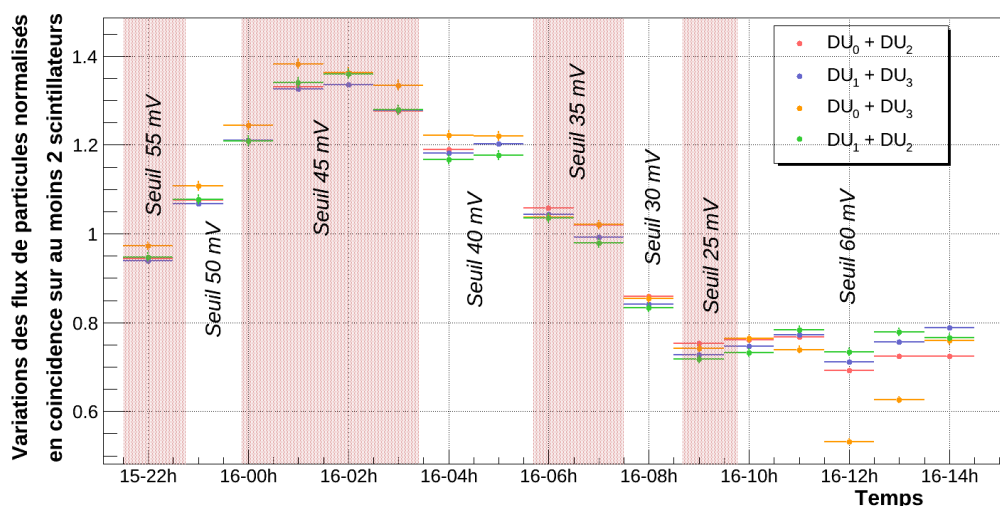


FIGURE 5.4 – Variations des flux de particules, détectés sur au moins deux scintillateurs, avec les différents seuils de détection testés : entre 25 mV et 60 mV. Le flux sont présentés pour quatre couples de scintillateurs et normalisés (divisés par leur valeur moyenne sur toute la durée des tests). Les modifications du seuil sont identifiées par des alternances de zones blanches et de zones en pointillés marrons.

les variations des flux obtenus pour les différents couples sur une même figure.

Sur la Figure 5.4, les variations des flux de particules sont globalement les mêmes pour tous les couples de scintillateurs. L'étude se concentre sur l'évolution de ces flux avec les modifications du seuil. En théorie, une diminution du seuil doit permettre de détecter davantage de particules. Or, ici, au-delà de 45 mV, les diminutions du seuil ont pour effet de réduire la quantité de particules enregistrées. Ces observations sont la conséquence du temps mort. Il s'agit d'une saturation dans l'envoi du signal de la carte d'acquisition vers le PC. Le signal ne peut alors pas être enregistré dans son intégralité et une partie de celui-ci est perdue. Pour éviter ce temps mort, les seuils de détection des PMs doivent donc être, au minimum, supérieurs à 45 mV. Afin de conserver une zone de sécurité, les seuils des PMs des quatre scintillateurs sont tous fixés à 60 mV au CPPM.

Ce seuil peut être réétudié si les conditions, et notamment la quantité de particules environnantes, changent.

### 5.3.2 Quantification des évènements fortuits

Toute particule chargée peut produire un signal dans les scintillateurs. Afin de déterminer s'il s'agit d'un muon, les scintillateurs sont placés en coïncidence, c'est à dire qu'ils doivent générer un signal sur plusieurs détecteurs dans une fenêtre de temps déterminée pour être identifiés. En effet, à l'inverse des autres particules chargées, les muons ont la capacité de traverser des épaisseurs de matière importantes. Un muon n'a donc aucune difficulté à traverser tous les scintillateurs. C'est dans ce contexte que des distances variables entre les détecteurs ont été définies afin d'investiguer des angles solides différents. Par ailleurs, le bruit de fond induit par la détection fortuite de particules indépendantes touchant plusieurs détecteurs, appelé coïncidences fortuites, est réduit par le principe de



coïncidences (Figure 5.5).

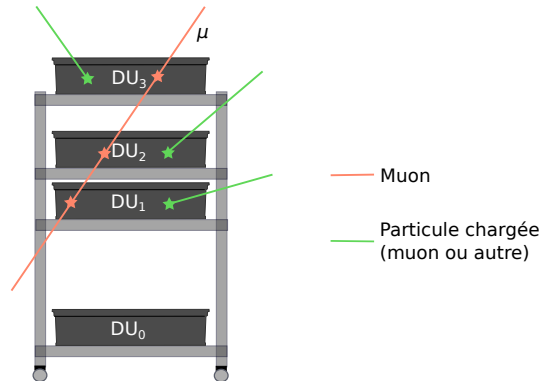


FIGURE 5.5 – Schéma du principe des coïncidences fortuites sur le dispositif de détection utilisé.

Pour limiter les coïncidences fortuites, qui correspondent à du bruit physique dans les données, il faut augmenter le nombre de détecteurs en coïncidence. L’objectif est donc, ici, de déterminer le nombre optimal de scintillateurs qu’il est nécessaire de considérer pour identifier les muons. Pour cela, les probabilités de coïncidences fortuites sur deux, trois ou quatre plans de détection sont calculées. Dans un premier temps, la fenêtre de coïncidence doit être définie. Elle correspond à la fenêtre temporelle pendant laquelle la génération de signaux sur plusieurs scintillateurs est considérée comme simultanée et donc, en coïncidence. Afin de définir cette fenêtre de coïncidence, il est important de reconnaître les différentes parties d’un signal.

Les signaux enregistrés sur le dispositif de détection se décomposent comme indiqué sur la Figure 5.6. Le “Rising Edge” (RE) est le temps auquel le signal passe au-dessus du seuil de détection et le “Falling Edge” (FE) est le temps auquel le signal passe au-dessous de ce même seuil. La différence entre les deux (FE-RE) est nommée Time Over Threshold (TOT). Deux signaux sont enregistrés en coïncidence lorsque le “Rising Edge” du premier signal ( $RE_0$ ) et le “Falling Edge” du second ( $FE_1$ ) sont compris dans l’intervalle de temps défini par la fenêtre de coïncidence. Pour les expériences menées au LSBB, la fenêtre de coïncidence est fixée à 100 ns, les durées des signaux étant en moyenne comprises entre 30 ns et 42 ns pour les différents détecteurs (voir partie 5.6).

La fenêtre de coïncidence ayant été définie, les probabilités de coïncidences fortuites sur deux et trois plans de détection peuvent désormais être déterminées. La démonstration des équations utilisées est détaillée en annexe C. Les coïncidences fortuites sont fonction des fréquences de détection des scintillateurs et de la fenêtre de coïncidence entre les plans de détection concernés. Pour des coïncidences fortuites doubles, c’est à dire sur deux scintillateurs, le nombre de coïncidences est déterminé suivant l’équation 5.2.

$$R_2 \simeq 2\tau \times (N_0N_1 + N_0N_2 + N_0N_3 + N_1N_2 + N_1N_3 + N_2N_3), \quad (5.2)$$

Où  $R_2$  est le nombre de coïncidences fortuites sur deux scintillateurs par seconde,  $N_1$  et  $N_2$  sont respectivement les taux de comptage individuel des détecteurs 1 et 2 par seconde et  $\tau$  est la fenêtre de coïncidence en secondes. En ajoutant des plans de détection le nombre de coïncidences fortuites diminue. Ainsi, le nombre de coïncidences fortuites sur trois plans de détection est calculé suivant l’équation 5.3.

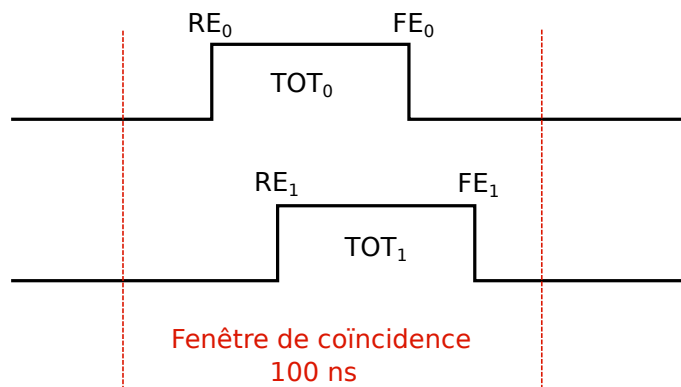


FIGURE 5.6 – Schéma des signaux en sortie des PM des scintillateurs. Le “Rising Edge” (RE) est le temps auquel le signal passe au-dessus du seuil de détection, le “Falling Edge” (FE) est le temps auquel il passe au-dessous de ce même seuil et le “Time Over Threshold” (TOT) est le temps pendant lequel le signal est au-dessus du seuil. Deux signaux sont enregistrés en coïncidences s’ils sont compris intégralement dans la fenêtre de coïncidence.

$$R_3 \simeq 3\tau^2 \times (N_0N_1N_2 + N_0N_1N_3 + N_0N_2N_3 + N_1N_2N_3), \quad (5.3)$$

Où  $R_3$  est le nombre de coïncidences fortuites sur trois plans de détection par seconde. Elles sont, ici, calculées pour une fenêtre de coïncidence de 100 ns et une fréquence de détection de 80 Hz pour tous les détecteurs puisqu’ils ont été étalonnés à cette fréquence au CPPM. Le nombre de coïncidences sur deux plans de détection est ainsi estimé à environ 28 par heure tandis que les coïncidences triples sont considérablement plus faibles puisqu’elles sont de  $\approx 2.2 \cdot 10^{-4}$  par heure.

Les coïncidences doubles sont relativement faibles en comparaison de la quantité de muons présents au niveau de la surface terrestre (voir chapitre 3). Néanmoins, l’objectif de l’étude est ensuite de réaliser des mesures en environnement souterrain, où la quantité de muons est fortement réduite. Dans ce contexte, un bruit de quelques muons par heures n’est pas négligeable. Pour cette raison, seules les coïncidences triples, c’est à dire les particules ayant émis un signal sur au moins trois des détecteurs, sont considérées dans la suite de l’étude.

## 5.4 Premières mesures au LSBB

L’ensemble du dispositif a été transporté du CPPM vers le Laboratoire Souterrain à Bas Bruit de Rustrel (LSBB) le 13 novembre 2013. Les mesures du flux de muons sont menées à différentes profondeurs dans les galeries du LSBB afin d’étudier les variations spatiales et temporelles de la densité au sein du massif situé au-dessus du laboratoire. Une description plus approfondie du laboratoire et du contexte de l’étude est proposée dans le chapitre 6.

### 5.4.1 Planning des mesures et localisation du système

Durant les premières semaines au LSBB, le système de détection est resté à très faible profondeur (quelques mètres). Cette période a permis de contrôler l’état du détecteur

suite au transport, notamment l'absence de fuite de scintillateurs liquide et la stabilité des tensions appliquées aux photo-multiplicateurs. Le dispositif a ensuite été déplacé à différentes profondeurs dans la galerie principale et dans les galeries secondaires. Un plan du laboratoire (Figure 5.7) localise les positions occupées par le système.

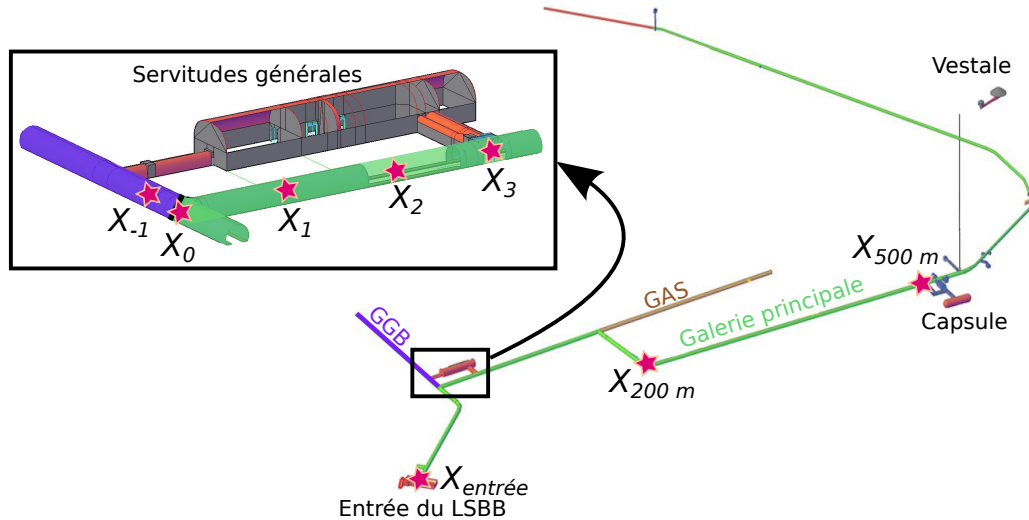


FIGURE 5.7 – Plan du LSBB sur lequel sont localisées les galeries : la galerie principale en vert, la Galerie des Gaz Brulés (GGB) en violet et la Galerie Anti-Soufle (GAS) en marron ainsi que les différents points de mesures représentés par des étoiles :  $X_{entrée}$ ,  $X_{-1}$ ,  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$ ,  $X_{200m}$  et  $X_{500m}$ .

Les différents points de mesures sont détaillés ci-dessous :

- $X_{entrée}$  : le point  $X_{entrée}$  est localisé à l'entrée du laboratoire. Ce point est situé sous une très faible épaisseur de roche de quelques mètres. Il permet de contrôler les détecteurs au cours des premières semaines d'installation du dispositif au LSBB.
- $X_{-1}$  : le point  $X_{-1}$  est situé dans la Galerie des Gaz Brulés (GGB), à quelques mètres de la porte séparant cette galerie de la galerie principale. Cette zone de la galerie est surplombée par une épaisseur de roche d'environ 60 m. Les premières mesures souterraines ont été réalisées à cet endroit car la profondeur de roche relativement faible y permet d'avoir rapidement une quantité de muons importante. Par conséquent, d'éventuelles incohérences des mesures avec les simulations numériques menées en amont seraient rapidement identifiées.
- $X_0$  : le point  $X_0$  est situé à  $\approx 57$  m de profondeur dans la galerie principale, à quelques mètres du point  $X_{-1}$ . C'est le point de référence pour le suivi temporel de l'évolution du flux de muons puisque les détecteurs y ont été positionnés durant plus de neuf mois entre 2014 et 2015.
- $X_1$  : le point  $X_1$  est situé à  $\approx 61$  m de profondeur (soit  $\approx 4$  m plus profond que le point  $X_0$ ) dans la galerie principale, à environ 20 m du point  $X_0$ .
- $X_2$  : le point  $X_2$  est situé à  $\approx 66$  m de profondeur dans la galerie principale, à environ 20 m du point  $X_1$  et 40 m du point  $X_0$ .
- $X_3$  : le point  $X_3$  est situé à  $\approx 70$  m de profondeur dans la galerie principale, à environ 20 m du point  $X_2$ , 40 m du point  $X_1$  et 60 m du point  $X_0$ . Les points  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$  ont été définis afin de confirmer expérimentalement la sensibilité de la muographie à de faibles variations d'épaisseur de roche puisque la profondeur de la

galerie augmente de façon relativement continue entre les points  $X_0$  et  $X_3$  passant de 57 m à 70 m.

- $X_{200m}$  : le point  $X_{200m}$  est situé à  $\approx 181$  m de profondeur dans la galerie principale.
- $X_{500m}$  : le point  $X_{500m}$  est situé à  $\approx 517$  m de profondeur dans une galerie annexe, à proximité de la capsule. Les deux derniers points  $X_{200m}$  et  $X_{500m}$  ont pour but de valider les simulations numériques et mieux contraindre l'estimation de la densité au LSBB à partir de profondeurs significativement plus grandes.

La chronologie de la localisation du système de détection est présentée sur la Figure 5.8.

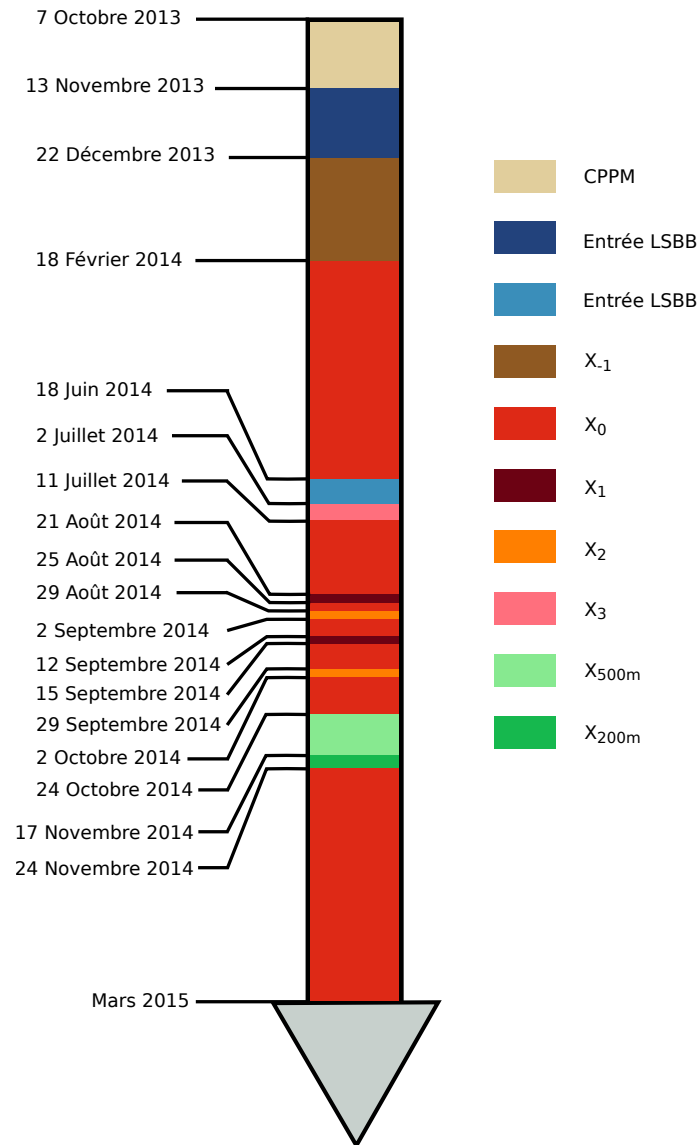


FIGURE 5.8 – Chronologie de la localisation du système de détection. Les dates indiquées correspondent aux déplacements des scintillateurs d’un point à un autre. Chaque position testée est identifiée par une coloration spécifique.

### 5.4.2 Impacts du milieu souterrain sur les taux de particules

Les scintillateurs ont été étalonnés au CPPM, dans des conditions proches de la surface (ciel ouvert), le seul obstacle étant le toit du bâtiment (de faible épaisseur). Au LSBB, même à l'entrée, c'est à dire au point  $X_{entrée}$ , une épaisseur de quelques mètres de roche sépare le système de détection de la surface. Par conséquent, le transfert des scintillateurs au LSBB entraîne une modification des taux de comptage individuels et des taux de coïncidences dans ce nouvel environnement (Figure 5.9).

De façon générale, les taux de comptage individuels au LSBB sont plus faibles (entre  $\approx 51$  Hz et  $\approx 67$  Hz) que ceux au CPPM ( $\approx 80$  Hz) pour un seuil identique fixé à 60 mV. Cette diminution est associée à l'influence réduite des gerbes atmosphériques grâce aux quelques mètres de roche au-dessus du système de détection au LSBB. Pour les mêmes raisons, le nombre de coïncidences, et donc de muons, est également plus faible au LSBB ( $\approx 8$  Hz) qu'au CPPM ( $\approx 15$  Hz). La Figure 5.9 témoigne également d'une variabilité des taux de comptage individuels au LSBB alors que ces taux avaient été fixés à la même valeur ( $\approx 80$  Hz) au CPPM. Le taux de comptage du détecteur  $DU_0$  est le plus élevé au LSBB ( $\approx 67$  Hz) car il est le plus proche du sol et est affecté par une radioactivité naturelle émanant du sol.  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$  sont également impactés par cette radioactivité mais de façon moindre. C'est pourquoi, au LSBB, les taux de comptage des scintillateurs se répartissent, par ordre croissant, comme suit :  $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$ .

La présence des quelques mètres de roche induit une diminution importante du flux de muons puisque les coïncidences sont presque divisées par 2 ( $\approx 8$  Hz au LSBB et  $\approx 15$  Hz au CPPM pour un seuil de détection à 60 mV). Une adaptation du seuil de détection qui avait été défini au CPPM est alors requise. Les premiers jours de mesures au LSBB sont consacrés à la détermination de ce seuil en étudiant les effets de ses variations sur les taux de coïncidences par pas de 5 mV. Les seuils testés entre le mercredi 13 et le mercredi 20 novembre 2013 et leurs impacts sur les coïncidences sont illustrés sur la Figure 5.9.

L'objectif de cette étude est de déterminer le seuil le plus bas possible, car la quantité de muons au LSBB est plus faible qu'au CPPM, sans qu'il n'y ait de temps mort. Les évolutions des taux de comptage individuels et des taux de coïncidences sont étudiées pour chaque seuil testé (Figure 5.9). L'abaissement du seuil de détection des scintillateurs jusqu'à 15 mV (seuil le plus bas pouvant être appliqué) ne génère aucune saturation dans la transmission du signal de la carte d'acquisition vers le PC (temps mort). En effet, l'augmentation du taux de coïncidences se poursuit de façon continue avec la diminution du seuil. La quantité de particules présentes en souterrain est donc suffisamment basse pour ne pas générer de temps mort. Dans cette configuration, le plus intéressant, pour ne négliger aucun muon, est de fixer le seuil le plus bas possible, c'est à dire à 15 mV.

Il est cependant important avec un seuil faible de vérifier la qualité du signal enregistré. La qualité du signal est déterminée en fonction du nombre de "Rising Edge" (RE) et de "Falling Edge" (FE). Un signal classique ne présente qu'un seul RE et un seul FE. Les signaux présentant plusieurs RE et/ou FE, dits signaux multiples, témoignent d'une qualité moindre. Les proportions de signaux multiples sur chacun des scintillateurs avec un seuil à 15 mV sont comparées aux mêmes proportions avec un seuil à 40 mV (Table 5.1).

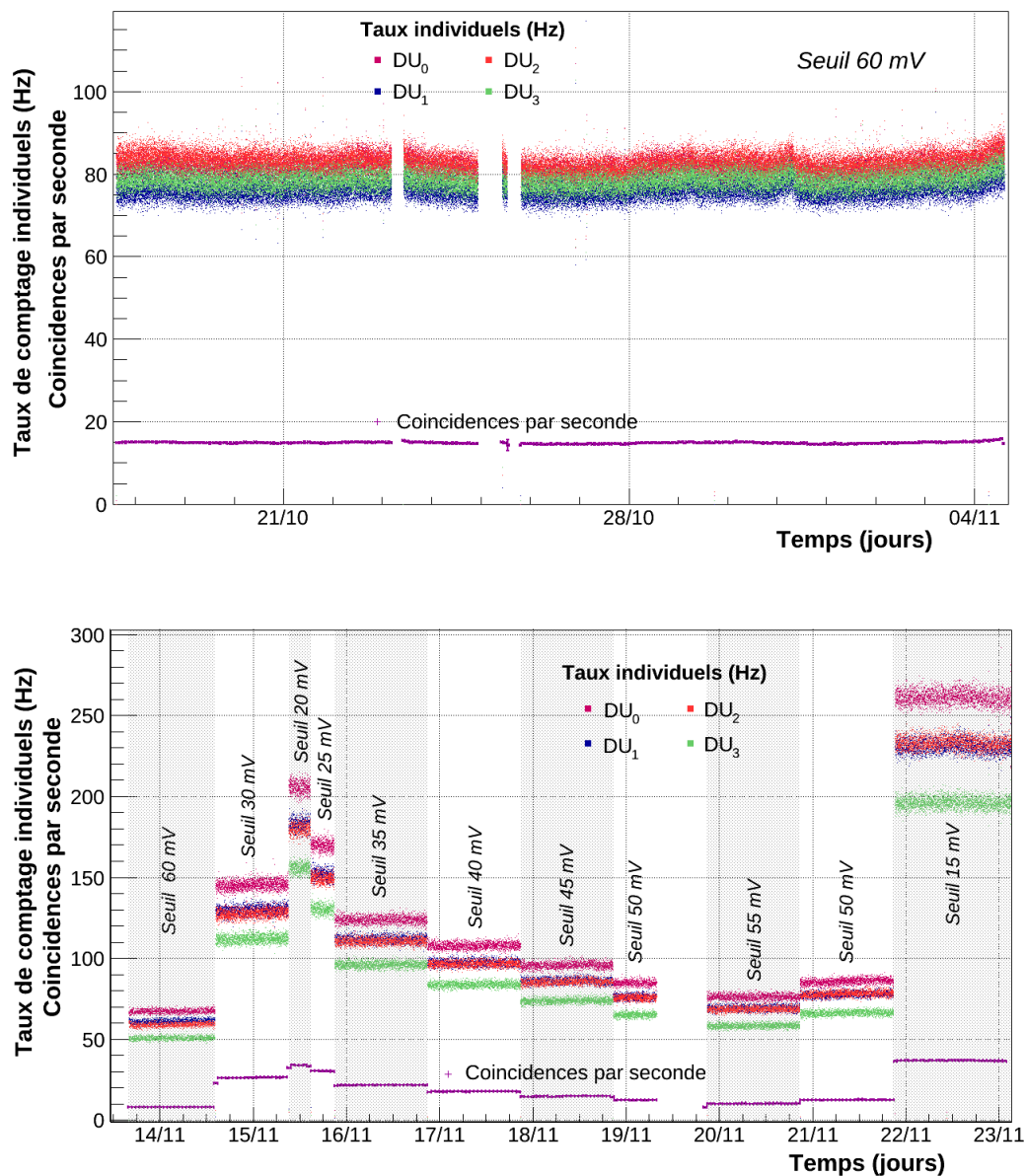


FIGURE 5.9 – (En haut) Taux de comptage individuels (en Hz) et nombre de coïncidences par seconde mesurés au CPPM entre le 21 octobre et le 4 novembre 2013 avec un seuil de détection fixé à 60 mV. (En bas) Taux de comptage individuels (en Hz) et nombre de coïncidences par seconde mesurés au LSBB entre le 13 et le 23 novembre 2013. Le seuil de détection est dans un premier temps fixé à 60 mV, comme au CPPM, puis il varie entre 15 mV et 60 mV. Les modifications du seuil sont identifiées par des alternances de zones blanches et de zones en pointillés marrons.

TABLE 5.1 – Proportions de RE et FE multiples dans le signal avec un seuil à 15 mV et un seuil à 40 mV sur chacun des scintillateurs ( $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$ ).

		Seuil fixé à 15 mV	Seuil fixé à 40 mV
$DU_0$	RE>1 (%)	1,93	2,30
	FE>1 (%)	1,06	2,24
$DU_1$	RE>1 (%)	2,29	2,22
	FE>1 (%)	1,49	2,14
$DU_2$	RE>1 (%)	1,46	3,49
	FE>1 (%)	0,31	3,42
$DU_3$	RE>1 (%)	0,71	1,18
	FE>1 (%)	0,44	1,18

Les proportions de signaux multiples sont faibles (de l'ordre de 2%) pour tous les détecteurs et avec les deux seuils testés. Aucune dégradation du signal n'est observée lorsque le seuil de détection est fixé pour chacun des détecteurs à 15 mV, en comparaison avec un seuil à 40 mV. Les proportions de signaux multiples étant en moyenne plus faibles à 15 mV par rapport à 40 mV. Ce seuil de 15 mV est donc conservé sur toutes les acquisitions qui sont ensuite réalisées dans les galeries du LSBB.

Ces premières adaptations, liées à l'installation des détecteurs à l'entrée du LSBB, sont suivies de nouvelles contraintes générées lors du déplacement des scintillateurs plus en profondeur, dans les galeries du laboratoire.

### 5.4.3 Effet de l'humidité sur les composants électroniques

Les scintillateurs ont été installés dans les galeries du LSBB le 22 décembre 2013. Ils ont alors été positionnés dans une galerie secondaire : la Galerie des Gaz Brulés (GGB) au point  $X_{-1}$ . Cette galerie est séparée de la galerie principale par une porte et ne bénéficie pas de ventilation. L'humidité y est donc importante, surtout lors des périodes de fortes précipitations comme ce fut le cas en décembre 2013 et janvier 2014.

Le 17 janvier 2014, le détecteur  $DU_3$  a vu son taux de comptage individuel chuter brutalement, en quelques minutes, jusqu'à devenir nul (Figure 5.10). Une mesure de la tension appliquée au PM révèle une dérive de celle-ci alors qu'elle était très stable dans le temps jusqu'à cette date. La chute de détections de  $DU_3$  est causée par un dysfonctionnement de l'un ou plusieurs de ces composants. La réparation du détecteur  $DU_3$  a nécessité le remplacement de sa base, son potentiomètre et son PM. Les modifications apportées ont un impact sur les mesures réalisées. Un nouveau PM influence notamment l'efficacité, et donc le taux de comptage, du détecteur.

Le 10 février 2014, c'est le détecteur  $DU_1$  qui voit, à son tour, son taux de comptage individuel chuter brutalement (Figure 5.10). Cette fois, le potentiomètre est remplacé par deux résistances.

Lorsqu'il s'agit de résistances, la tension ne peut plus être modifiée comme avec un potentiomètre. Cependant, les résistances sont moins sensibles à l'humidité que le potentiomètre et c'est pour cette raison qu'elles ont été choisies. En effet, les deux pannes

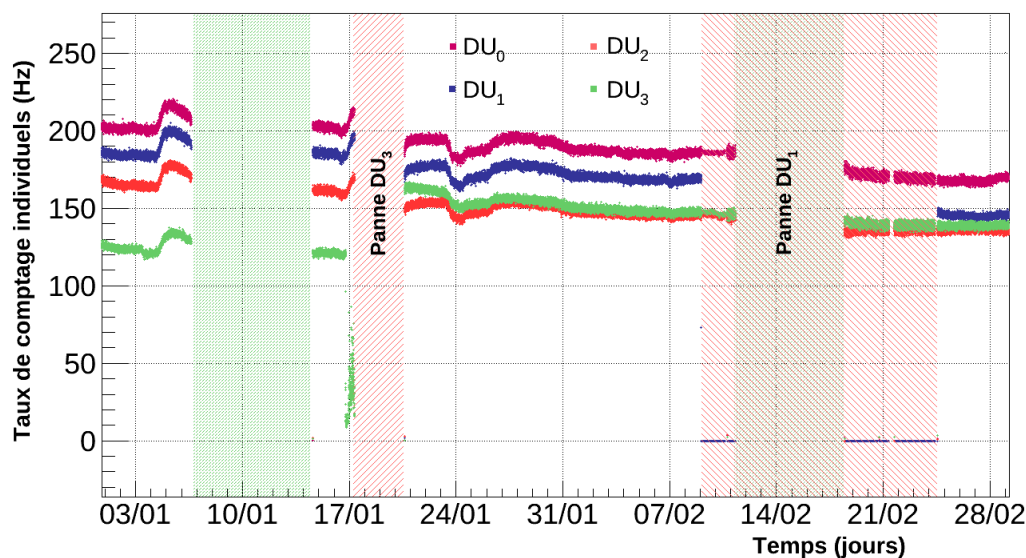


FIGURE 5.10 – Évolution des taux de comptage individuels entre le 1<sup>er</sup> janvier et le 29 février 2014. Les périodes hachurées en rouge correspondent aux pannes des détecteurs  $DU_1$  et  $DU_3$ . Les zones hachurées en vert sont liées à des arrêts de l’acquisition indépendants de l’état des scintillateurs (coupures électriques, coupures du réseau, etc).

successives sur  $DU_3$  (17 janvier) et  $DU_1$  (10 février) interviennent alors que le dispositif est localisé au point  $X_{-1}$  depuis seulement deux mois. Or, c’est la première fois qu’un dysfonctionnement des composants électroniques est observé sur ces détecteurs alors qu’ils sont utilisés depuis plusieurs années (étalonnage du détecteur Antares, étalonnage au CPPM, mesures à l’entrée de la galerie principale du LSBB). Ces pannes sont donc attribuées à la sensibilité des détecteurs à l’humidité importante qui règne dans la galerie GGB, où se situe le point  $X_{-1}$ , entraînant la détérioration des composants électroniques.

Pour répondre à ces problématiques, l’ensemble du système de détection a été déplacé le 18 février 2014 dans la galerie principale, au point  $X_0$ . L’humidité y est plus faible puisque cette galerie est ventilée. Cette première période d’acquisition au point  $X_{-1}$  a permis d’identifier les contraintes liées à la sensibilité des détecteurs aux conditions environnementales. Suite au déplacement du système dans la galerie principale, les acquisitions des données au LSBB se sont poursuivies pendant plus d’un an sans qu’aucun dysfonctionnement des composants électroniques n’ait été identifié.

## 5.5 Impact des paramètres externes sur la mesure du flux de muons

Les mesures au LSBB sont menées à partir du dispositif composé de quatre détecteurs ( $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$ ,  $DU_3$ ) et les acquisitions sont basées sur des coïncidences entre au moins trois de ces détecteurs. Les différentes combinaisons de détecteurs donnent des informations sur des zones plus ou moins étendues du massif en fonction de l’angle solide, qui dépend lui même de la distance entre chaque scintillateur. À un instant  $t$ , les données



recueillies peuvent être comparées spatialement grâce à l'angle solide tout en restant centrées sur la même région du massif. Pour modifier le centre de la zone d'intérêt, il est nécessaire de déplacer le dispositif. Les mesures réalisées sur plusieurs mois et les déplacements des détecteurs permettent d'étudier l'évolution temporelle et les variations spatiales du flux de muons. Il est alors important d'identifier les paramètres, autres que la densité de la roche, pouvant impacter les mesures. Les influences respectives de la température et de la radioactivité liée au radon sont analysées. Celui-ci faisant partie de la chaîne de décroissance radioactive de  $^{238}\text{U}$ .

### 5.5.1 Sensibilité aux variations de température

Dans la galerie, la température intérieure diminue avec l'augmentation de la profondeur. Mais, à un point fixe, cette température ne varie que de quelques degrés, malgré des variations de presque  $30^\circ\text{C}$  de la température extérieure, puisque la roche joue le rôle d'isolant thermique. Il s'agit, ici, de déterminer si ces variations, même faibles, des températures intérieures ont un effet sur les mesures du flux de muons. Pour cela, l'analyse se concentre sur les données acquises au point  $X_0$  puisque les détecteurs y sont restés sur de longues périodes et notamment sur des périodes où les températures extérieures et intérieures ont variées (de fin février à mi-août 2014). Le nombre de coïncidences, c'est à dire de particules ayant généré du signal sur au moins trois des détecteurs, et son évolution sont comparés aux températures à l'extérieur et à l'intérieur de la galerie (Figure 5.11).

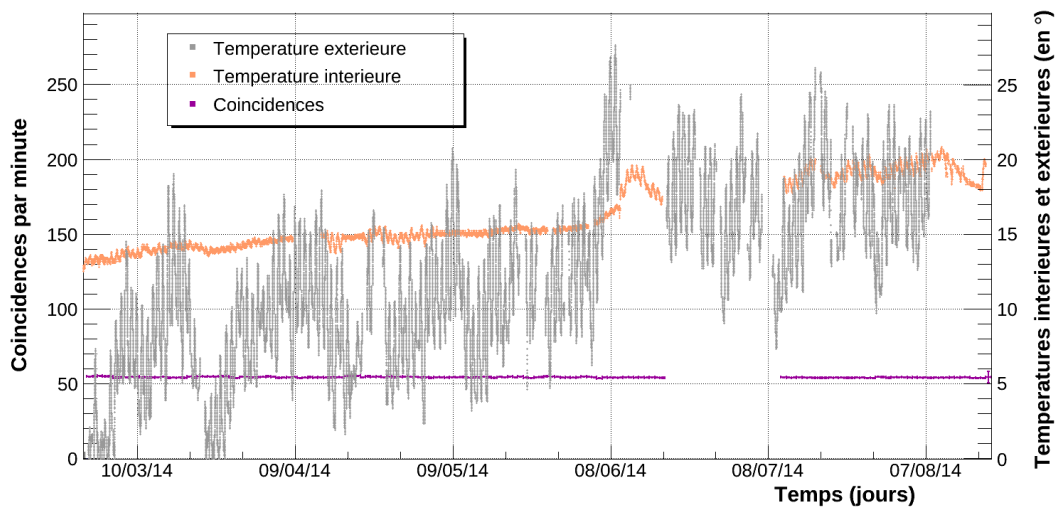


FIGURE 5.11 – Évolution temporelle du nombre de coïncidences (en Hz) détectées par les scintillateurs, de la température au point  $X_0$  ( $^\circ\text{C}$ ) (à l'intérieur de la galerie) et de la température extérieure ( $^\circ\text{C}$ ) (données transmises par l'Observatoire Sirène) sur la période du 24 février au 18 août 2014. Les coïncidences sont intégrées sur 24 heures et représentées en nombre par minute.

Les températures intérieures sont mesurées par un capteur placé entre  $DU_1$  et  $DU_2$  et directement relié à la carte d'acquisition. Elles sont donc enregistrées sur les mêmes fichiers que les données issues des scintillateurs. La température extérieure est, elle, représentée à partir des données acquises à l'Observatoire Sirène (<http://www.obs-sirene.com>) qui dispose d'une station météorologique à quelques kilomètres du LSBB.

De façon générale, les variations de la température extérieure sont également observées sur la température intérieure mais avec une amplitude considérablement plus faible. Sur la période du 24 février au 18 août, la température extérieure oscille entre des valeurs négatives et environ 28°C alors que la température intérieure varie entre environ 13°C en hiver et un peu plus de 20°C en été. Des oscillations journalières sont observées sur les deux températures ainsi qu’une augmentation saisonnière. La période du 10 juin au 18 juin est notamment marquée par une augmentation plus brutale de la température. Les coïncidences, c’est à dire le taux de particules détectées sur au moins trois détecteurs parmi les quatre, sont également représentées sur la Figure 5.11. Ces coïncidences correspondent aux taux de muons détectés et sont ensuite utilisées pour reconstruire les différentes combinaisons de scintillateurs. Elles sont, ici, représentées par minute mais sont moyennées sur une journée. Afin de mettre en évidence une éventuelle influence de la température intérieure sur le nombre de coïncidences observées, ces deux paramètres sont divisés par leurs valeurs moyennes (normalisés) pour faciliter la comparaison de leurs évolutions respectives (Figure 5.12).

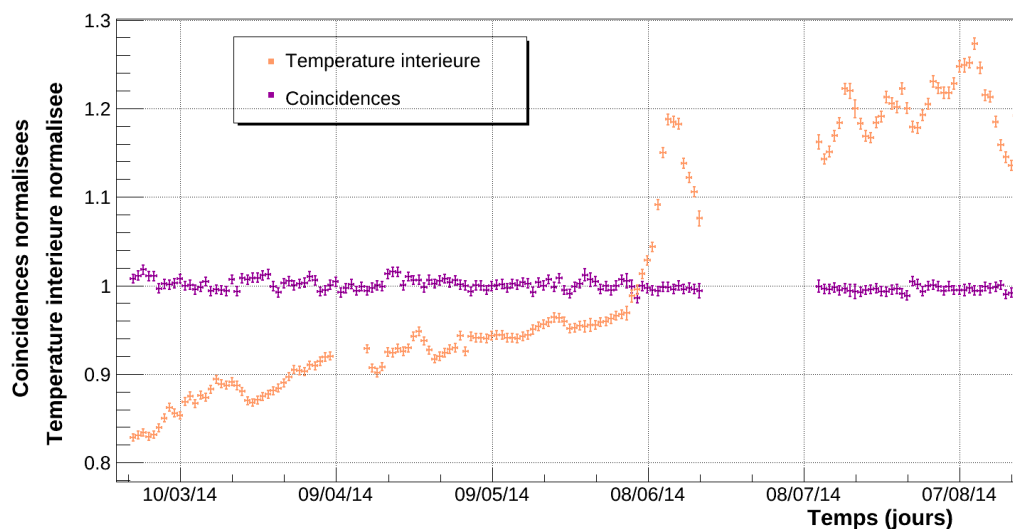


FIGURE 5.12 – Comparaison des évolutions temporelles du nombre de coïncidences et de la température intérieure au niveau du détecteur (point  $X_0$ ) sur la période du 24 février au 18 août 2014. Les deux paramètres étudiés sont intégrés sur 24 heures et divisés par leurs valeurs moyennes sur chacune des périodes considérées afin d’être normalisés.

L’influence des variations de température est étudiée sur plusieurs mois entre l’hiver et l’été (du 24 février au 18 août). Les coïncidences varient de  $\pm 1\%$  mais aucune corrélation avec la température à l’intérieur de la galerie n’est mise en avant quelque soit l’échelle de temps considérée. Lorsqu’elle est inférieure à 20°C, comme c’est le cas dans les galeries du LSBB, la température n’a donc pas d’influence significative sur les coïncidences et donc sur le nombre de muons.

### 5.5.2 Effet de la radioactivité liée au radon

Le second paramètre pouvant impacter la mesure du flux de muons est la radioactivité liée au radon. Au cours des mesures menées en souterrain, au LSBB, des variations des taux de comptage individuels des détecteurs ont pu être observées à certaines périodes. Ce phénomène intervient spontanément et de façon rapide sans qu'aucune modification ne soit apportée au dispositif. Ces variations, observées en souterrain, n'ont pas été identifiées lors de l'étalonnage des scintillateurs au CPPM ni durant la première phase d'acquisition à l'entrée de la galerie du LSBB ( $X_{entree}$ ). Des oscillations journalières sont ainsi mises en évidence au cours du mois d'avril 2014 (Figure 5.13), le dispositif de détection était alors localisé au point  $X_0$ .

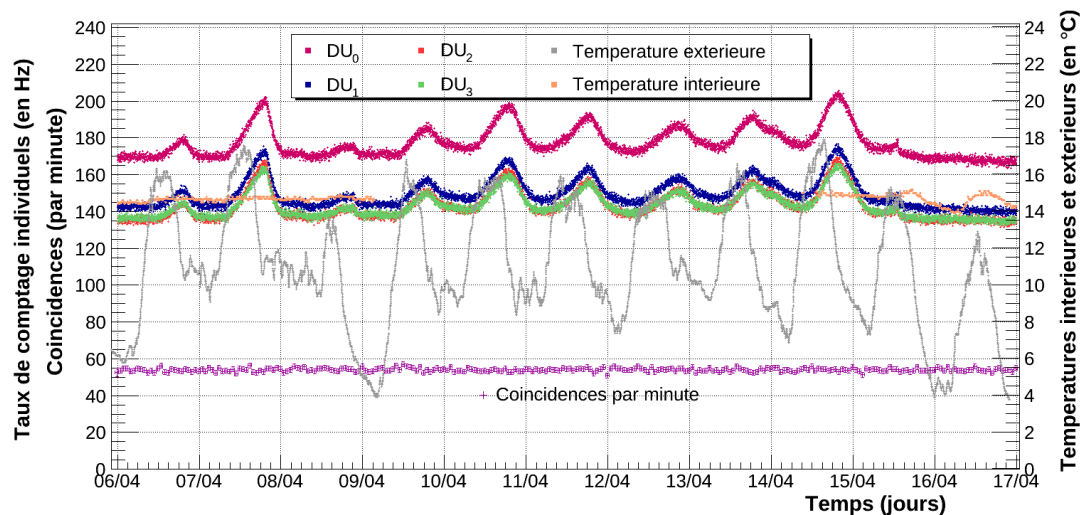


FIGURE 5.13 – Évolution des taux de comptage individuels des détecteurs  $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$  et comparaison avec les températures à l'intérieur et à l'extérieur des galeries du LSBB et avec le nombre de coïncidences sur la période du 6 au 17 avril 2014. La température extérieure (en °C) est mesurée toute les minutes tandis que les taux de comptage individuels (en Hz) et la température intérieure (en °C) sont moyennés sur environ 2 minutes. Les coïncidences sont intégrées sur 24 heures et représentées par minute.

Les variations, qui peuvent atteindre jusqu'à 30%, affectent de la même façon chacun des détecteurs. Le taux de coïncidences sur au moins trois détecteurs parmi les quatre demeure, quant à lui, stable durant cette période. Ces observations mènent à la conclusion que les variations observées sont générées par des particules à faible pouvoir pénétrant. En effet, ces dernières n'ont pas la capacité d'interagir avec au moins trois des scintillateurs. L'expérience étant réalisée en milieu confiné, l'hypothèse de radioactivité produite par la désintégration du radon est proposée.

L'évolution des taux de particules, détectés par les scintillateurs, est comparée à celle des températures à l'intérieur et à l'extérieur des galeries. Comme précédemment, la température intérieure est mesurée à partir du capteur placé entre  $DU_1$  et  $DU_2$  et la température extérieure est celle acquise à l'Observatoire Sirène. Sur la période considérée, du 6 au 17 avril 2014, la température à l'intérieur de galerie est relativement stable autour de  $14^\circ\text{C} \pm 1^\circ\text{C}$  tandis que la température extérieure suit des oscillations journalières entre  $\approx 5^\circ\text{C}$

et  $\approx 16^\circ\text{C}$ . Les données concernant la température intérieure sont incomplètes puisque le détecteur a subi une panne entre le 9 et le 14 avril. Néanmoins, les observations permettent d'identifier une corrélation entre l'augmentation de la température extérieure et la présence des "pics" dans les taux de comptage individuels des scintillateurs. Le rapport entre la température intérieure et extérieure semble déterminant dans l'observation de ces pics. En effet, lorsque  $T_{ext} > T_{int}$  une augmentation des taux de particules détectées est observée avec un retard d'environ six heures. De plus, l'amplitude de l'oscillation associée aux particules augmente avec le rapport  $T_{ext}/T_{int}$ .

Ces observations peuvent être expliquées par une mobilisation du radon présent dans la roche au-dessus des galeries. Lorsque la température extérieure augmente, la pression augmente également. Cette surpression en surface entraîne une mobilisation du radon vers la profondeur au travers des pores de la roche. Plus le rapport  $T_{ext}/T_{int}$  est élevé et plus la pression appliquée sur le radon est importante, d'où une augmentation du taux de radon dans les galeries du LSBB. La vitesse de transport du radon est associée à la porosité du milieu et explique le retard d'environ six heures pour l'observation de l'augmentation du taux de radon dans la galerie.

Ces oscillations journalières ont été observées sur une période où le système de ventilation de la galerie était stoppé. La mise en fonctionnement de ce dernier permet d'éliminer très rapidement la radioactivité associée au radon autour des détecteurs. Afin de tester l'hypothèse du radon, des arrêts de la ventilation ont été programmés à partir de juillet 2014 et un radonmètre (Figure 5.14) est placé au centre du dispositif, entre  $DU_1$  et  $DU_2$ , pour évaluer cette radioactivité. Les données relatives à l'évolution du taux de radon sont ainsi acquises à proximité immédiate du système et peuvent être comparées aux résultats obtenus avec les scintillateurs liquides.

Plusieurs augmentations des taux de comptages individuels des scintillateurs ont été identifiées en corrélation avec celles du radon, l'une d'entre elle est présentée sur la Figure 5.14. Le système de ventilation est arrêté durant plus de deux jours (30 septembre, 1<sup>er</sup> et 2 octobre) pour rétablir un espace confiné, plus favorable à l'augmentation de la radioactivité. Les taux de comptage individuels augmentent jusqu'à presque 50% sans affecter le nombre de coïncidences. En parallèle, le radon évolue d'un taux presque nul (moins de  $10\text{ Bq/m}^3$ ) jusqu'à environ  $600\text{ Bq/m}^3$ .

Sur la Figure 5.14, deux oscillations journalières des taux de comptage individuels des détecteurs sont identifiées, avec des amplitudes très différentes. La première, le 30 septembre d'environ 5% est associée à une multiplication du taux de radon par  $\approx 20$ , passant d'environ  $10\text{ Bq/m}^3$  à environ  $200\text{ Bq/m}^3$ , alors que la seconde de presque 50% correspond à une multiplication par plus de 60 du taux de radon (atteignant plus de  $600\text{ Bq/m}^3$ ). La bonne corrélation entre l'évolution des taux de comptage individuels et du radon permet de valider l'hypothèse proposée suite à l'analyse des données du printemps 2014. Les variations observées sur chacun des scintillateurs sont liées à la désintégration du radon en particules ionisantes qui viennent perturber les mesures individuelles des détecteurs. Or, la détermination des muons est basée sur le principe des coïncidences. Cette contrainte permet de très bien éliminer le bruit généré par la radioactivité du radon, l'influence résiduelle du radon pouvant alors être associée aux coïncidences fortuites, soit de l'ordre de  $10^{-4}$  coïncidences par heure. La chute brutale des taux de comptage individuels de tous les détecteurs et du radonmètre le 2 octobre autour de 8h30 est liée au redémarrage

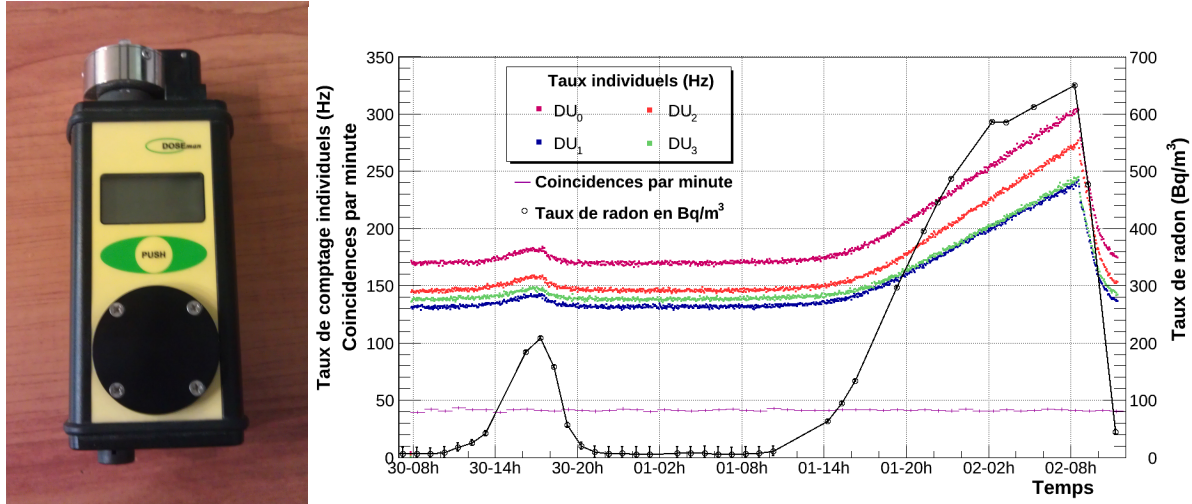


FIGURE 5.14 – (À gauche) Photographie du radonmètre utilisé pour la comparaison avec les données acquises sur les scintillateurs. (À droite) Comparaison de l'évolution des taux de comptage individuels des scintillateurs (en Hz) avec celle des taux de radon (en  $\text{Bq}/\text{m}^3$ ) au cours d'une période d'arrêt du système de ventilation des galeries du LSBB (Du 30 septembre au 2 octobre 2014). Les coïncidences sont intégrées sur une heure puis divisées pour être présentées en nombre de coïncidences par minute sur le graphique.

du système de ventilation. Ces mesures montrent également l'efficacité du système de ventilation du LSBB face à la présence du radon.

## 5.6 Suivi et évolution des détecteurs

Pour comparer le flux de particules mesuré sur chacun des détecteurs et suivre l'évolution temporelle de ce flux il est important de bien contraindre l'efficacité des détecteurs mais également leur vieillissement au cours du temps. Pour cela, une surveillance régulière de la qualité des signaux est réalisée. Les détecteurs sont suivis au cours du temps et sont comparés les uns aux autres.

### 5.6.1 Évolution de la qualité des signaux

Lorsqu'une particule traverse les détecteurs, un signal est enregistré sur chacun des scintillateurs touchés. Les signaux multiples (plusieurs RE et/ou FE) témoignent d'une dégradation du signal. La qualité du signal peut être estimée et suivie au cours du temps en quantifiant la proportion d'événements présentant des REs et/ou FE multiples par rapport à l'ensemble des événements enregistrés. Ces contrôles sont répétés individuellement pour les REs et les FEs, sur chacun des quatre détecteurs et à différentes périodes (tous les quatre à cinq mois) : Novembre 2013 (installation du dispositif au LSBB), Février 2014, Juillet 2014, Novembre 2014 et Mars 2015. Les résultats sont résumés dans la Table 5.2.

La proportion d'événements présentant des REs et FEs multiples demeure relativement faible, de l'ordre de 1% à 2% et constante au cours du temps. La grande majorité des signaux est donc de bonne qualité. De plus, aucune dégradation de ces signaux, associée

TABLE 5.2 – Proportion (en %) de RE et FE multiples dans le signal. L'évolution de la quantité de signaux dégradés est suivi sur toute la durée de l'expérience, de novembre 2013 à mars 2015 et sur chacun des scintillateurs ( $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$ ).

		Novembre 2013	Février 2014	Juillet 2014
$DU_0$	RE>1 (%)	1,93	2,59	2,83
	FE>1 (%)	1,06	1,67	1,98
$DU_1$	RE>1 (%)	2,29	3,22	2,68
	FE>1 (%)	1,49	2,33	2,07
$DU_2$	RE>1 (%)	1,46	2,22	2,24
	FE>1 (%)	0,31	0,85	1,06
$DU_3$	RE>1 (%)	0,71	1,20	1,27
	FE>1 (%)	0,44	0,61	0,74

		Novembre 2014	Mars 2015
$DU_0$	RE>1 (%)	2,63	2,49
	FE>1 (%)	1,72	1,53
$DU_1$	RE>1 (%)	2,69	2,56
	FE>1 (%)	1,99	1,83
$DU_2$	RE>1 (%)	2,35	2,12
	FE>1 (%)	0,92	0,74
$DU_3$	RE>1 (%)	1,23	1,07
	FE>1 (%)	0,69	0,57

à un potentiel vieillissement de détecteurs, n'est mise en avant. Une augmentation des signaux multiples pourrait être associée à une diminution de l'efficacité du détecteur et par conséquent, du taux de muons reconstruits. Durant les acquisitions qui ont été menées au LSBB, la qualité des signaux est restée stable et de bonne qualité. Il est, par conséquent, considéré que ce paramètre a une influence négligeable sur le flux de muons et sur ses éventuelles variations.

La qualité du signal peut être évaluée sur la base de la forme du signal (simple ou multiple) mais également en contrôlant sa durée. De façon générale, la durée des événements enregistrés doit rester stable au cours du temps. Afin d'estimer la durée du signal, la différence entre les FEs et les REs de chaque événement est calculée pour l'ensemble des mesures réalisées au LSBB. La durée des signaux est également étudiée de façon statistique en intégrant les données acquises de décembre 2013 à mars 2015. La Figure 5.15 présente pour chacun des détecteurs l'évolution et la caractérisation statistique de la durée du signal entre décembre 2013 et mars 2015.

Les durées des signaux sont, globalement, du même ordre de grandeur sur les quatre scintillateurs. Elles se répartissent suivant une fonction gaussienne entre 0 ns et 90 ns avec une densité de signaux maximale pour des durées comprises entre 20 ns et 50 ns. Les quelques signaux ayant des durées supérieures à 90 ns sont des signaux multiples. De légères différences entre les détecteurs peuvent être identifiées, par exemple, la durée du signal est un peu plus faible sur  $DU_1$  avec une moyenne à 30.09 ns et plus élevée,

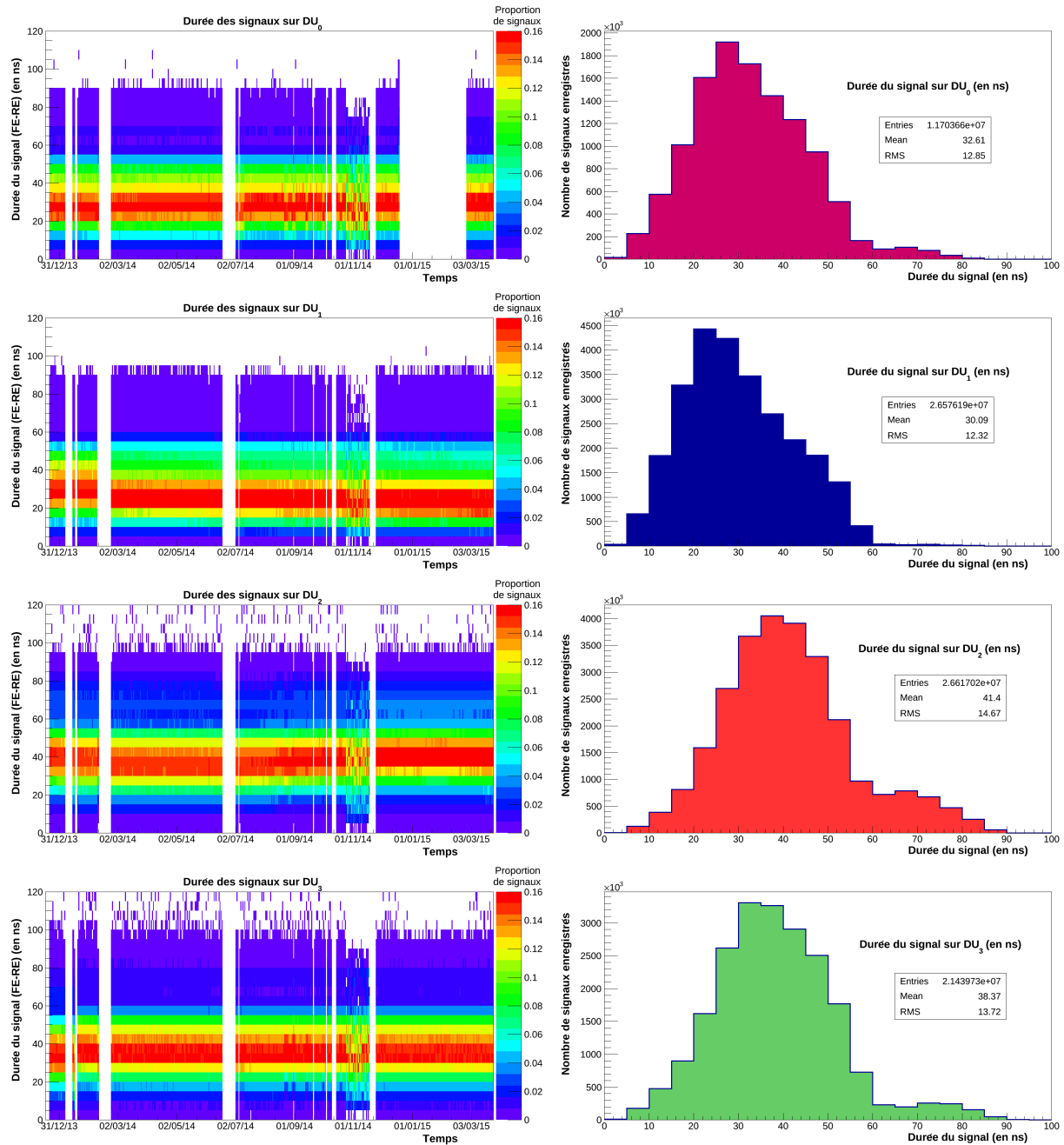


FIGURE 5.15 – (À gauche) Évolution des durées des signaux (en ns) enregistrés sur chaque détecteur ( $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$ ) entre décembre 2013 et mars 2015. Le gradient de couleur reflète la proportion de signaux. (À droite) Répartition statistique de la durée du signal (en ns) sur chacun des détecteurs.

en moyenne 41.40 ns, sur  $DU_2$ . Les durées moyennes des signaux sur  $DU_0$  et  $DU_3$  sont respectivement de 32.61 ns et 38.37 ns. Individuellement, la durée des évènements enregistrés sur chaque scintillateur est constante, aucune évolution dans le temps n'est observée sauf pour les détecteurs  $DU_3$  et  $DU_1$ .  $DU_3$  enregistre des signaux en moyenne plus longs à partir du mois de janvier 2014 et  $DU_1$  voit la durée de ses signaux réduite à partir de février 2014. Ces changements de comportement interviennent à la suite des réparations au cours desquelles certains composants électroniques ont été modifiés (voir partie 5.4.3).

La réduction du nombre de signaux enregistrés entre le 24 octobre et le 2 décembre 2014 (Figure 5.15), associée au déplacement du système de détection aux points  $X_{500m}$  puis  $X_{200m}$  induit visuellement une réduction de la répartition entre les durées minimales et maximales des signaux. Cet effet visuel est uniquement lié à des contraintes statistiques et ne reflète en rien une variation de la durée des signaux.

Les durées des signaux issues de  $DU_0$  ne sont pas traitées sur la période du 19 décembre 2014 au 26 février 2015. Dans cette période, un système permettant le dédoublement des signaux a été introduit dans le dispositif (afin que le signal soit enregistré sur une seconde carte d'acquisition). Ces tests ont notamment permis d'identifier la présence de multi-muons en profondeur (voir annexe A).

Les évènements enregistrés se répartissent en très grande majorité sur des durées comprises entre 20 ns et 50 ns. D'un détecteur à l'autre, la durée du signal varie relativement peu. La durée moyenne maximale est de 41.40 ns pour le détecteur  $DU_2$  et la durée moyenne minimale de 30.09 ns pour  $DU_1$ . La fenêtre de capture fixée à 100 ns (voir partie 5.3.2) est donc parfaitement adaptée aux signaux enregistrés et la grande stabilité de la durée des signaux recueillis permet de conserver cette fenêtre de capture sur l'intégralité des acquisitions qui sont réalisées au LSBB de décembre 2013 à mars 2015.

### 5.6.2 Suivi de la qualité des détecteurs les uns par rapport aux autres

La qualité des signaux ayant été vérifiée individuellement sur chaque détecteur, il est désormais intéressant de se pencher sur la cohérence dans l'enregistrement des signaux générés, par une particule, sur plusieurs détecteurs. Pour cela, les détecteurs sont comparés deux à deux. La différence entre les temps d'enregistrement du début du signal (RE) sur les deux détecteurs est calculée. Cette étude permet de déterminer, après une première interaction avec l'un des détecteurs, le temps que met la particule pour atteindre le second. Six couples de détecteurs peuvent être constitués mais quatre d'entre eux suffisent pour suivre la qualité des détecteurs les uns par rapport aux autres. Les quatre couples de scintillateurs choisis, et décrits ci-dessous, permettent de comparer chaque détecteur à deux autres.

- $DU_0$  et  $DU_2$
- $DU_0$  et  $DU_3$
- $DU_1$  et  $DU_2$
- $DU_1$  et  $DU_3$

De la même façon que pour l'étude de la durée du signal, les temps d'arrivée des signaux sur deux détecteurs sont analysés au travers d'un suivi temporel sur la période de décembre 2013 à mars 2015 et d'une étude statistique (Figure 5.16).



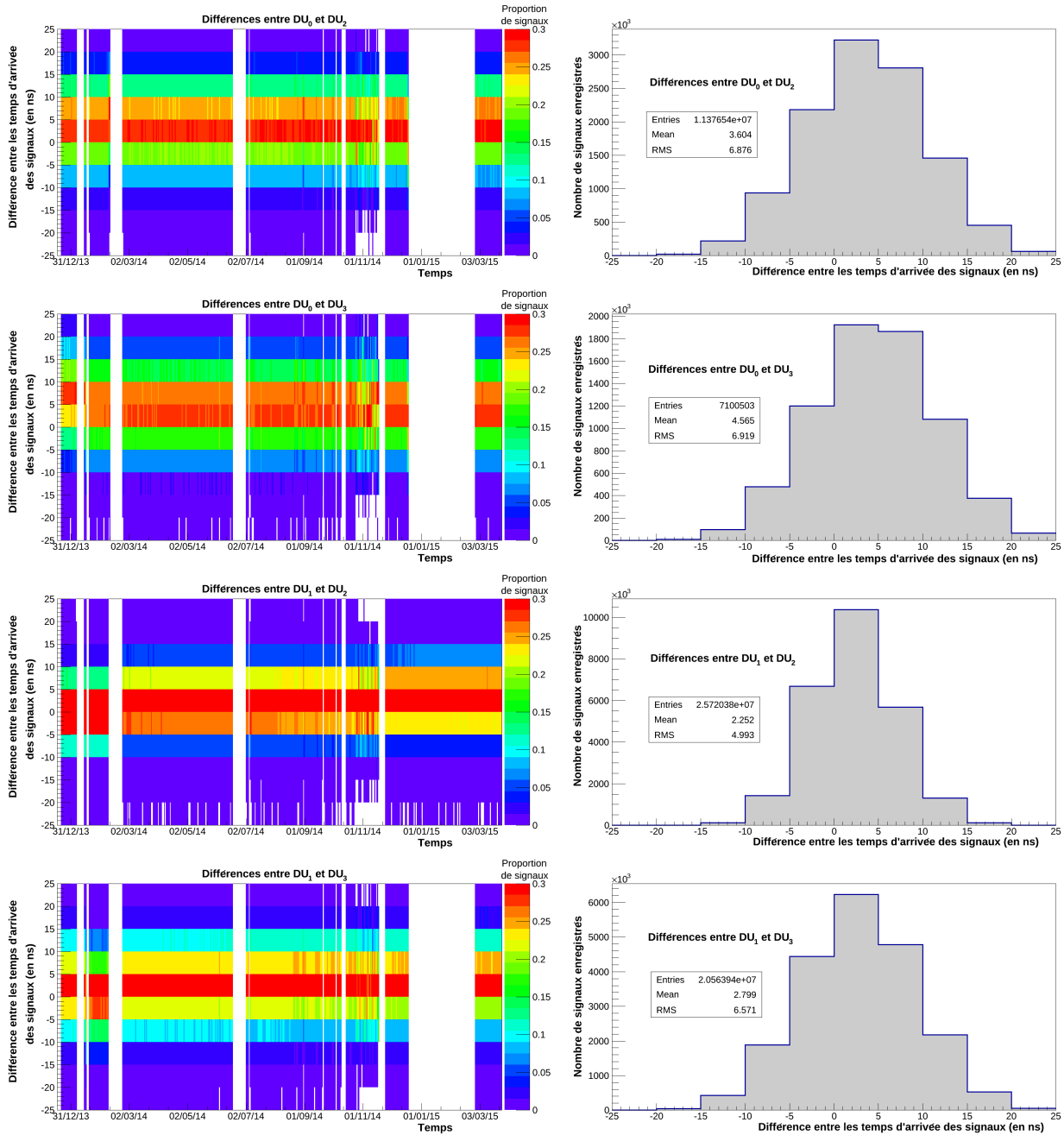


FIGURE 5.16 – (À gauche) Évolution des différences/retards dans les temps d'arrivée des signaux sur deux détecteurs (en ns), pour les quatre couples de scintillateurs choisis, entre décembre 2013 et mars 2015. Le gradient de couleur reflète la proportion de signaux. (À droite) Répartition statistique du retard dans la génération du signal entre le premier et le second détecteur touché (en ns).

Les différences temporelles de génération d'un signal par un même muon sur deux des scintillateurs sont globalement très faibles, de l'ordre de quelques ns. Le retard associé à l'interaction différée de la particule sur le second détecteur est donc parfaitement raisonnable comparé à la fenêtre de coïncidence qui a été définie à 100 ns. Ces retards se répartissent tous suivant une fonction de type gaussienne entre  $\approx -25$  ns et  $\approx 25$  ns avec une densité maximale entre -5 ns et 10 ns à 15 ns. De façon générale, ils sont constants pour chacun des couples de détecteurs sur toute la période étudiée, de décembre 2013 à mars 2015. Les couples constitués avec  $DU_1$  et/ou  $DU_3$  présentent de légères variations de ces retards dans les temps d'arrivée des signaux sur le second détecteur, en janvier et février 2014, associées au remplacement de certains composants électroniques sur ces détecteurs (voir partie 5.4.3). La présence du détecteur  $DU_0$  dans trois des couples impose le retrait des données sur la période du 19 décembre 2014 au 26 février 2015 (voir annexe A). Les retards sont, en moyenne, tous positifs car pour chacun des couples constitués, la différence a été calculée entre le temps d'arrivée sur le scintillateur le plus bas et le temps d'arrivée sur celui le plus haut du dispositif de détection. Or, les muons qui sont détectés sont presque exclusivement des muons descendants, c'est à dire qu'ils proviennent de la surface et se dirigent vers la profondeur.

Des variations de ces retards sont observées en fonction du couple de scintillateurs concerné. Ainsi, ils sont plus faibles entre  $DU_1$  et  $DU_2$ , en moyenne 2.25 ns et plus élevés entre  $DU_0$  et  $DU_3$ , en moyenne 4.57 ns. Les scintillateurs  $DU_1$  et  $DU_2$  sont aussi les plus proches, puisqu'ils ne sont espacés que de 30 cm tandis que  $DU_0$  et  $DU_3$  sont situés à 155 cm l'un de l'autre. Les retards identifiés dans les temps d'arrivée des signaux sont donc parfaitement cohérents avec les distances qui séparent les détecteurs. Cette observation est confirmée par les retards moyens enregistrés entre  $DU_0$  et  $DU_2$  ( $\approx 3.60$  ns), distants de 48 cm et entre  $DU_1$  et  $DU_3$  ( $\approx 2.80$  ns), distants de 78 cm.

De façon générale, le retard associé au temps que met le muon pour générer un signal sur un second détecteur est relativement faible, de l'ordre de quelques ns. De plus, ce retard est constant pour chaque couple de scintillateurs sur toute la période durant laquelle les mesures ont été réalisées au LSBB. Ces résultats témoignent de la bonne qualité et de la constance des signaux enregistrés, non seulement de façon individuelle par les détecteurs, mais également par l'ensemble du dispositif en tant qu'unité de détection.

### 5.6.3 Contrôle des taux de comptage

Les taux de comptage individuels de chaque détecteur reflètent l'intégralité des particules qui traversent le détecteur. La quantité de particules détectée varie en fonction de différents paramètres, e.g., position dans la galerie (épaisseur de roche), efficacité du détecteur, quantité de radon, etc. Les variations du flux de muons liées à l'épaisseur de matière à l'aplomb du détecteur seront étudiées plus particulièrement dans le chapitre 6. De la même façon, les effets de la radioactivité et plus particulièrement du radon ont été détaillés dans la partie 5.5.2. Il est ici proposé de se concentrer sur les autres causes d'instabilités dans les taux de comptages individuels. Pour cette raison, les taux de comptage individuels de chacun des détecteurs sont normalisés sur toute la durée de l'expérience. Ces taux normalisés sont présentés sur la Figure 5.17 depuis leur installation dans les galeries du LSBB le 22 décembre 2013 jusqu'au 25 mars 2015.

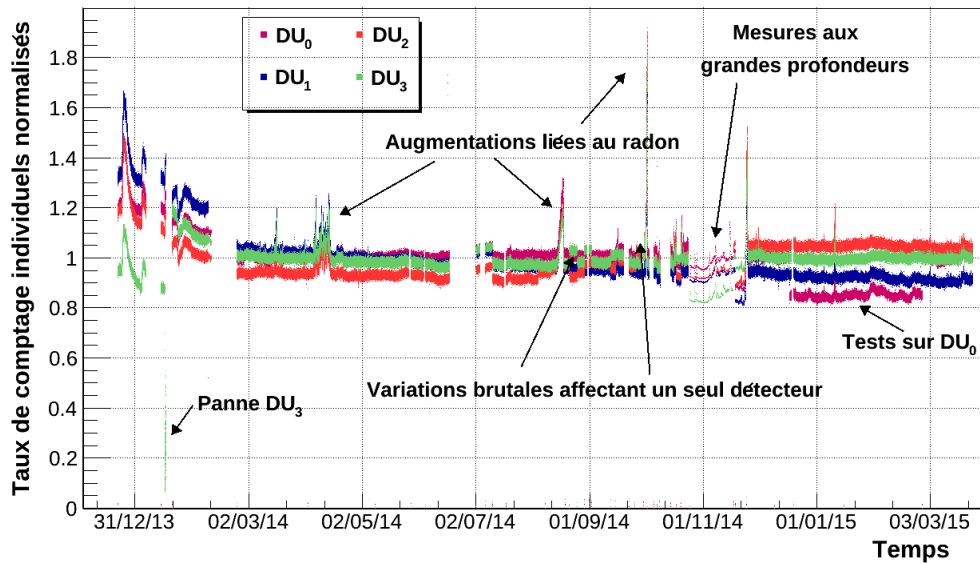


FIGURE 5.17 – Évolution des taux de comptage individuels normalisés des détecteurs  $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$  entre décembre 2013 et mars 2015.

Sur cette figure, une première période de forte instabilités peut être identifiée entre décembre 2013 et février 2014. Cette zone correspond à la période où les détecteurs étaient localisés au point  $X_{-1}$ , dans la galerie GAS, et durant laquelle plusieurs pannes ont eu lieu (voir partie 5.4.3). Des composants électroniques avaient alors été remplacés et notamment la base, le potentiomètre et le PM de  $DU_3$  en janvier 2013. Le nouveau PM installé sur ce détecteur a augmenté son efficacité, c'est pourquoi le taux de comptage de ce détecteur est plus élevé à partir du mois de février. Sur cette première période, les taux varient de façon importante mais identique sur les quatre scintillateurs. Ces variations observées simultanément sur tous les détecteurs témoignent de la radioactivité dans cette galerie qui n'est pas ventilée. Les taux de comptage étaient alors, en moyenne, les plus élevés mesurés dans cette région autour du point  $X_0$ . En effet, du 22 décembre 2013 au 18 février 2014, le dispositif était localisé au point  $X_{-1}$ , dans la Galerie Anti-Souffle (GAS) où l'épaisseur de roche à l'aplomb diminue par rapport à la galerie principale. Les taux de comptage plus élevés à GAS que dans la galerie principale peuvent donc être associés à un taux de radon probablement plus important dans cette galerie secondaire non-ventilée. La panne de  $DU_1$  marque la fin de cette période d'instabilités majeures avec le déplacement du système le 18 février au point  $X_0$ . La réparation de  $DU_1$  (24 février) a pour effet de rapprocher son taux de comptage de ceux des autres détecteurs.

Entre les mois de février et juillet 2014, les taux de comptages demeurent très stables avec quelques pics en mars et avril associés à la présence de radon (voir partie 5.5.2). À partir du mois de juillet, les détecteurs sont régulièrement déplacés pendant quelques jours aux points  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$  afin d'étudier la sensibilité de la mesure du flux de muons à de faibles variations de l'épaisseur de roche. Ces déplacements génèrent des variations des taux de particules détectées sur tous les détecteurs. Les variations ne sont pas seulement associées aux flux de muons puisque lorsque les scintillateurs sont positionnés au point

$X_3$  les taux de comptages sont plus importants alors que l'épaisseur de matière l'est également. Ces mesures témoignent probablement d'une radioactivité plus importante à cet endroit de la galerie. De nouveaux pics provoqués par la radioactivité sont observés autour du 15 Août 2014 et au début du mois d'octobre 2014.

Entre juillet et novembre 2014, c'est à dire au cours de la période des déplacements fréquents du dispositif, des variations brutales des taux de comptages n'affectant qu'un seul détecteur ont été observées. Elles affectent préférentiellement  $DU_1$  et  $DU_2$ . Ces "sauts" ne résultent pas de la localisation du dispositif ou de la radioactivité puisqu'ils n'interviennent pas sur l'ensemble des scintillateurs. Ils se produisent aléatoirement au milieu d'une acquisition ou lors d'un déplacement et génèrent aussi bien des augmentations que des diminutions des taux individuels. Il est alors important de définir si ces modifications affectent les mesures des flux de muons. Pour cela, les augmentations brutales observées sur le détecteur  $DU_2$  les 4 août et 26 septembre 2014 ont fait l'objet d'une étude approfondie. Les flux de muons moyens avant et après ces deux "sauts" sont comparés sur chacune des combinaisons de détecteurs afin de déterminer s'ils sont impactés ou non par les augmentations du taux individuel de  $DU_2$ . Les résultats de cette analyse sont présentés dans la table 5.3 pour l'évènement du 4 août et la table 5.4 pour celui du 26 septembre.

TABLE 5.3 – Flux de muons moyens par heure avant et après l'augmentation brutale du taux de comptage individuel de  $DU_2$  du 4 août 2014. Les flux sont moyennés sur les quelques jours précédents et suivants l'augmentation brutale et sont présentés en nombre de muons par heure. Les muons étant reconstruits à partir de coïncidences triples au minimum, toutes les combinaisons de détecteurs possibles sont ici représentées. Le détecteur  $DU_2$  n'intervenant pas dans la dernière combinaison ( $DU_0+DU_1+DU_3$ ), celle-ci est utilisée comme témoin.

	Flux moyen de muons par h "Pré-saut"	Flux moyen de muons par h "Post-saut"
$DU_0+DU_1+DU_2$	1528,7	1530,8
$DU_0+DU_2+DU_3$	971,88	964,24
$DU_1+DU_2+DU_3$	2288,5	2280,2
$DU_0+DU_1+DU_2+DU_3$	903,63	893,65
$DU_0+DU_1+DU_3$	932,98	923,14

Les flux de muons ont globalement très peu variés avant et après les deux pics observés dans les taux de comptage individuels. Les variations sont plus faibles que l'erreur sur chacune des mesures. Les "sauts" observés sur un seul détecteur n'ont donc pas d'influence sur le flux de muons reconstruits. Ces perturbations brutales ont cessé avec l'arrêt des déplacements.

Les mesures réalisées aux points  $X_{200m}$  et  $X_{500m}$  sont presque au niveau des taux de comptage individuels des détecteurs. Les fréquences des enregistrements étant dépendantes du nombre de coïncidences, la quantité de données (densité de points) sur la période du 24 octobre au 24 novembre (positionnement à  $X_{200m}$  et  $X_{500m}$ ) est réduite.

Du 19 décembre au 26 février, l'installation d'une seconde carte d'acquisition avec un dispositif de duplication du signal  $DU_0$  est à l'origine d'une réduction du taux de comptage moyen de ce détecteur (voir annexe A).

TABLE 5.4 – Flux de muons moyens par heure avant et après l’augmentation brutale du taux de comptage individuel de  $DU_2$  du 26 septembre 2014. Les flux sont moyennés sur les quelques jours précédents et suivants l’augmentation brutale et sont présentés en nombre de muons par heure. Les muons étant reconstruits à partir de coïncidences triples au minimum, toutes les combinaisons de détecteurs possibles sont ici représentées. Le détecteur  $DU_2$  n’intervenant pas dans la dernière combinaison ( $DU_0+DU_1+DU_3$ ), celle-ci est utilisée comme témoin.

	Flux moyen de muons par h "Pré-saut"	Flux moyen de muons par h "Post-saut"
$DU_0+DU_1+DU_2$	1540,5	1545,5
$DU_0+DU_2+DU_3$	976,45	975,81
$DU_1+DU_2+DU_3$	2320,9	2315,2
$DU_0+DU_1+DU_2+DU_3$	907,33	906,31
$DU_0+DU_1+DU_3$	935,89	936,24

Toutes les analyses et suivis réalisés permettent d’affirmer que durant l’intégralité de la durée d’acquisition, de novembre 2013 à mars 2015, les détecteurs ont conservés une grande stabilité. De ce fait, les données recueillies peuvent être comparées et les évolutions temporelles peuvent être attribuées à des variations du flux de muons.

## 5.7 Conclusion

Ce chapitre décrit les scintillateurs liquides exploités au LSBB entre novembre 2013 et mars 2015. Ce sont des détecteurs bien connus et bien maîtrisés, utilisés depuis plusieurs années, notamment en physique et pour la muographie.

Le dispositif installé au LSBB est constitué de quatre scintillateurs liquides alignés verticalement. Seules les particules ayant traversé au moins trois des détecteurs sont considérées comme des muons. Ces coïncidences triples ont été définies afin de considérablement réduire les coïncidences fortuites responsables de bruit dans les données. Le seuil de détection des photomultiplicateurs, qui a été adapté aux mesures en environnement souterrain, est relativement bas, 15 mV, ce qui permet de maximiser la détection des muons.

L’environnement souterrain, bien que privilégié, impose plusieurs contraintes et nécessite donc des adaptations pour mener les campagnes de mesures. Dans ce contexte, il est important d’étudier les effets de paramètres tels que l’humidité, la température ou la radioactivité sur le flux de muons détectés et de conditionner les systèmes d’acquisition et détecteurs pour cet environnement. L’humidité a, au début des expérimentations, généré des pannes de certains composants électroniques des scintillateurs. Cette problématique a nécessité un déplacement du dispositif de détection dans la galerie principale du LSBB qui bénéficie d’un système de ventilation. La température, qui varie très peu (quelques degrés) dans les galeries, n’a, elle, aucun effet sur les taux de coïncidences et donc sur les muons. Le troisième paramètre, la radioactivité liée au radon, est identifié au niveau des taux de comptage individuels de chaque détecteur mais jamais au niveau des coïncidences. Le principe des coïncidences triples élimine donc parfaitement les effets du radon. Le système de ventilation, présent dans la galerie principale du LSBB, permet également d’évacuer très rapidement la radioactivité. Les mesures réalisées au LSBB sont donc indépendantes

des variations de ces paramètres.

L'un des objectifs étant de mener une étude temporelle de l'évolution de la densité, il est important de suivre temporellement la qualité des mesures et des détecteurs. Pour cela, l'évolution de la qualité du signal et de sa durée sont étudiées sur l'ensemble de la période de mesure, de décembre 2013 à mars 2015. Les détecteurs sont ensuite comparés les uns aux autres et leurs taux de comptages individuels sont suivis au cours du temps. Une grande stabilité des détecteurs a été mise en évidence. Les éventuelles fluctuations dans les données recueillies ne pourront donc être attribuées qu'à des variations du flux de muons. L'évolution des coïncidences est analysée dans le chapitre 6. Celles-ci sont analysées de façon indépendante pour chacune des combinaisons de détecteurs, c'est pourquoi le terme de flux de muons est employé dans le chapitre suivant.

La campagne de mesure menée avec les scintillateurs liquides est une première étape du projet T2DM2. Le développement des Micromegas devrait prochainement permettre d'acquérir davantage de données.



# Chapitre 6

## Variations du flux de muons et interprétations géologiques

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>137</b>
<b>6.2</b>	<b>La zone d'étude</b>	<b>137</b>
6.2.1	Le LSBB, un site expérimental privilégié	137
6.2.2	Contexte géologique	138
6.2.3	Les problématiques hydrogéologiques	141
<b>6.3</b>	<b>Étude de faisabilité et comparaison avec les modèles numériques</b>	<b>144</b>
6.3.1	Protocole de mesures	144
6.3.2	Sensibilité à de faibles variations de profondeur	145
6.3.3	Les mesures à plus grandes profondeurs	148
<b>6.4</b>	<b>Estimation de la densité</b>	<b>148</b>
6.4.1	La surface effective des détecteurs	148
6.4.2	Étude comparative	150
6.4.3	Discussion	151
<b>6.5</b>	<b>Évolution temporelle</b>	<b>153</b>
6.5.1	Calcul des flux intégrés	153
6.5.2	Fluctuations du flux de muons en surface	154
6.5.3	Variations temporelles et interprétations géologiques	163
<b>6.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>166</b>

---



# Variations du flux de muons et interprétations géologiques

---

## Résumé

Le chapitre 6 est orienté vers l'analyse et l'interprétation des données acquises au LSBB entre novembre 2013 et mars 2015. La sensibilité de la muographie à de faibles variations de l'épaisseur de roche traversée est démontrée. L'un des point,  $X_1$ , localisé à  $\approx 61$  m de profondeur dans la galerie principale du LSBB, présente un flux de muons anormalement élevé par rapport aux points voisins. Ces observations pourraient être la conséquence d'une fracturation plus importante ou de la présence d'une ou plusieurs cavité(s) dans cette zone. La comparaison des données expérimentales avec les simulations numériques mènent à la détermination d'une densité moyenne du massif de  $1.9 \pm 0.1 \text{ g.cm}^{-3}$ . Cette dernière est cohérente avec les mesures gravimétriques réalisées au LSBB il y a quelques années (Deville, 2013). Le suivi temporel du flux de muons sur deux périodes d'environ 6 et 4 mois a permis la mise en évidence d'une corrélation entre les flux enregistrés en profondeur et la pression atmosphérique. Les coefficients barométriques déterminés au LSBB sont en accord avec ceux des autres expériences souterraines. Les flux de muons corrigés de cet effet barométriques sont comparés aux précipitations sur la zone d'étude. Aucune corrélation entre ces deux paramètres n'a pu être identifiée au point  $X_0$ , c'est pourquoi il est proposé, pour les futures investigations de se focaliser sur l'étude du point  $X_1$ .

## 6.1 Introduction

Le LSBB offre un accès privilégié à différentes profondeurs de la zone non saturée de l'aquifère karstique de Fontaine-de-Vaucluse. La caractérisation de cet aquifère, l'un des plus vaste d'Europe, fait l'objet d'études depuis plusieurs années. Le stockage et la transmission de l'eau au sein de cette zone évoluent d'un point de vue spatiale et temporelle. Dans ce contexte, la muographie offre la possibilité d'identifier les variations spatiales de la densité afin de localiser des discontinuités telles que la fracturation ou les cavités. L'analyse temporelle du flux de muon permettrait, quant à elle, de suivre les transferts des masses d'eau dans le massif. C'est pourquoi, la muographie est appliquée au LSBB afin d'améliorer la compréhension de la dynamique de la zone non saturée.

Les données acquises au LSBB à partir des scintillateurs liquides sont analysées dans ce chapitre. Les acquisitions sont orientées autour de trois objectifs. Le premier, la démonstration expérimentale de la faisabilité de la muographie pour identifier des variations de densité. Le second, l'estimation de la densité moyenne du massif de la Grande Montagne situé au-dessus du laboratoire. Celle-ci est basée sur la comparaison des mesures avec les simulations numériques menées en amont. Enfin, l'évolution temporelle du flux de muons est comparée aux précipitations sur la zone d'étude.

Les premières mesures réalisées au cours de cette thèse ont également pour but de déterminer les paramètres à ne pas négliger et d'identifier d'éventuels points d'intérêts pour les futures mesures au LSBB.

## 6.2 La zone d'étude

### 6.2.1 Le LSBB, un site expérimental privilégié

Le Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) (<http://www.lsbb.eu>) se situe au Nord du village de Rustrel (à environ 10 km d'Apt) dans le département du Vaucluse (Figure 6.1). L'infrastructure du LSBB est un héritage de la période de la guerre froide. Les galeries souterraines qui le constituent ont été creusées dans le massif de la Grande Montagne au milieu des années 1960. Elles étaient initialement destinées à abriter le poste de conduite de tir n°1 du groupe de missiles stratégiques du plateau d'Albion, dans le cadre de la force de dissuasion nucléaire. Le second poste de conduite de tir était localisé près de Reilhanette dans la Drôme, il est aujourd'hui complètement démantelé. Ces postes de commandement étaient chacun associés à neuf zones de lancement équipées de missiles Sol/Sol Balistiques Stratégiques (SSBS). L'une de ces zones de lancement a depuis été reconvertie en Observatoire astronomique : l'Observatoire Sirène (<http://www.obs-sirene.com>). En février 1996, M. Jacques Chirac, Président de la République, a décidé, "le retrait du service de la composante sol-sol du plateau d'Albion dont les missions ne se justifient plus dans le contexte actuel et dont la modernisation aurait été, en tout état de cause, extrêmement coûteuse" (Allocution aux armées prononcée à l'école Militaire à Paris le vendredi 23 février 1996). L'infrastructure du plateau d'Albion est alors mise à disposition et Georges Waysand, Directeur de recherche au sein du groupe de Physique du solide à Paris, y fonde le LSBB en 1998.

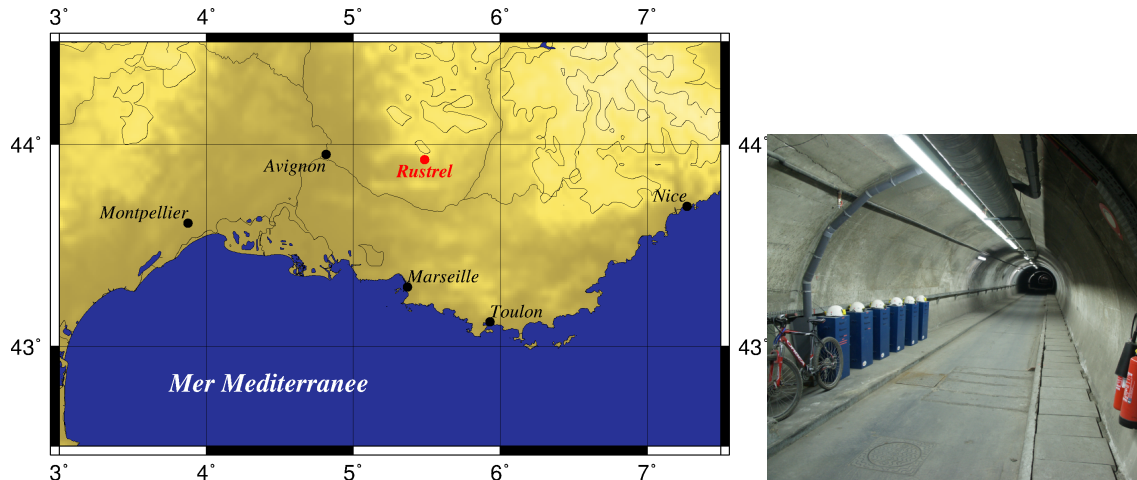


FIGURE 6.1 – (À gauche) Localisation du village du Rustrel, où se situe le LSBB. (À droite) Photographie de la galerie principale du LSBB (photographie tirée du site <http://www.lsbbeu>).

L'entrée dans les galeries souterraines du laboratoire se situe au niveau de la bordure Sud du plateau d'Albion. La galerie principale, longue de 1560 m et large de 3,7 m, s'étend sous le massif calcaire jusqu'à une profondeur maximale de 519 m. Dans cette partie, la plus profonde, se trouve la capsule, une alvéole suspendue d'environ 1270 m<sup>3</sup> dont les parois sont formées de béton et d'acier constituant un blindage électromagnétique. Au-delà de la capsule le tunnel se prolonge sur environ 1750 m au travers d'une galerie de secours plus étroite (1,7 m de large). Deux galeries secondaires sont également présentes et connectées avec la galerie principale : la Galerie des Gaz Brulés (GGB) et la Galerie Anti-Souffle (GAS), mesurant chacune 250 m de long.

Cette infrastructure présente de nombreux atouts pour les expériences scientifiques. Le principal intérêt que propose le LSBB pour ce travail de thèse, c'est la variabilité des profondeurs auquel il donne accès (entre 0 et 500 m) et sa situation au sein de la zone non saturée de l'aquifère de Fontaine-de-Vaucluse. De plus, les galeries du laboratoire sont intégralement alimentées en électricité et reliées au réseaux téléphonique et internet. Le plateau d'Albion est peu anthropisé et les infrastructures de transport telles que les voies ferrées ou les aéroports sont distantes de plusieurs dizaines de km ce qui confère au laboratoire son caractère à bas bruit que se soit sur le plan acoustique ou sismique. Le massif de la Grande Montagne, à l'aplomb des galeries, est également accessible et des mesures peuvent y être menées.

Ces atouts sont principalement exploités au travers de trois domaines de recherche : l'hydrogéologie, la physique des particules et la sismologie qui font du LSBB un laboratoire multi et inter-disciplinaire. Le projet T2DM2 s'inscrit dans ce cadre, à la frontière entre l'hydrogéologie, la physique des roches et la physique des particules.

## 6.2.2 Contexte géologique

Le site du LSBB se situe au coeur d'un bassin sédimentaire associé à l'ouverture de l'océan Thétis du Trias au Crétacé inférieur. Les principales formations rencontrées dans la zone d'étude sont datées du Barrémien et du Bédoulien (environ 116 - 108 Ma)

(Figure 6.2). Ce sont principalement des calcaires qui se sont déposés dans une mer chaude et peu profonde en bordure du bassin vocontien qui s'ouvre sur le bassin alpin (Carrière, 2014). Les galeries du LSBB sont creusées au travers de ces roches calcaires du Crétacé inférieur aussi appelés calcaires à faciès urgoniens. L'Urgonien est un faciès qui se compose de calcaires bioclastiques inférieurs (U1), de calcaires à Rudistes (U2) et de calcaires bioclastiques supérieurs (U3) (Leenhardt, 1883). Ces roches calcaires affleurent au LSBB et jusqu'à 1500 m de profondeur (Masse, 1972). Elles composent la majeure partie du bassin d'alimentation de la source de Fontaine-De-Vaucluse (Figure 6.3) et ont subi de fortes altérations physiques et chimiques qui ont conduit à la formation d'un système karstique.

Cette région est également affectée par deux types de failles globalement orientées N-S et NE-SW qui recoupent par endroit les galeries du laboratoire.

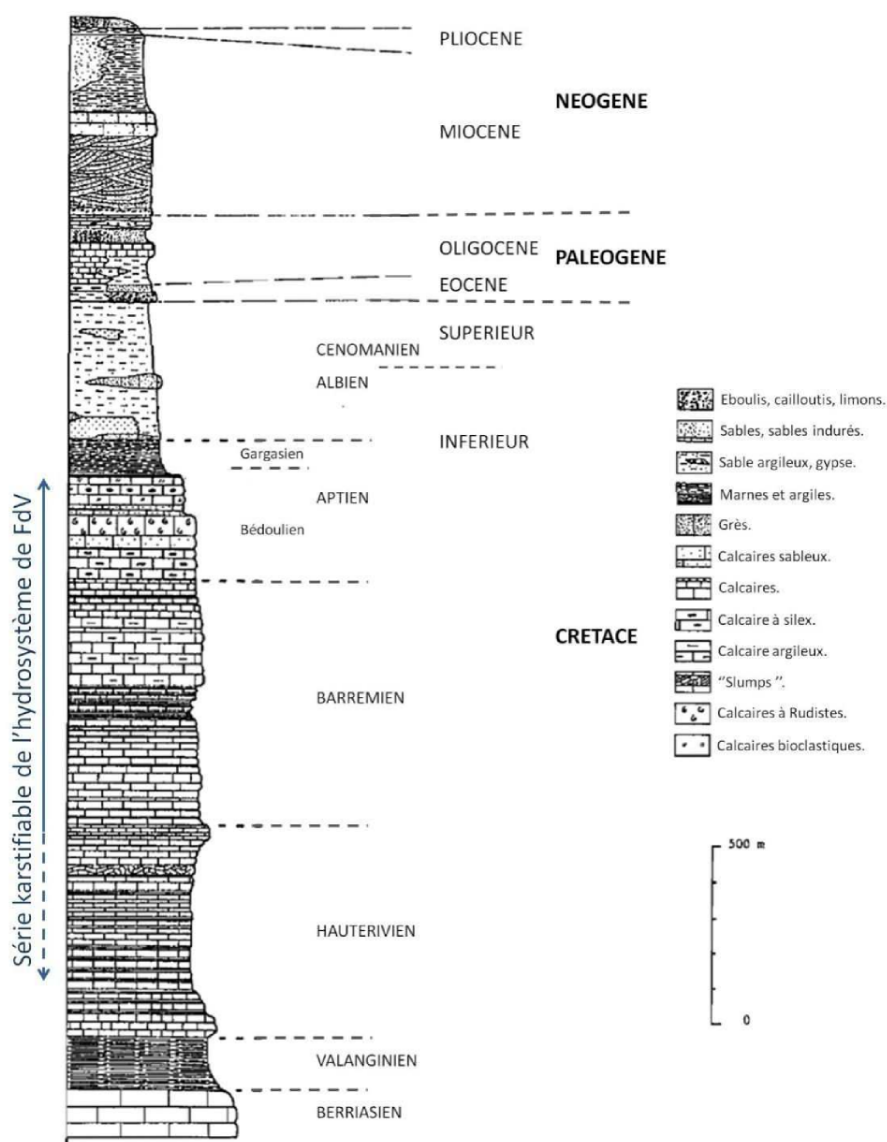


FIGURE 6.2 – Coupe lithostratigraphique des formations rencontrées dans la zone d'étude, d'après Carrière (2014), modifié d'après Puig (1987).

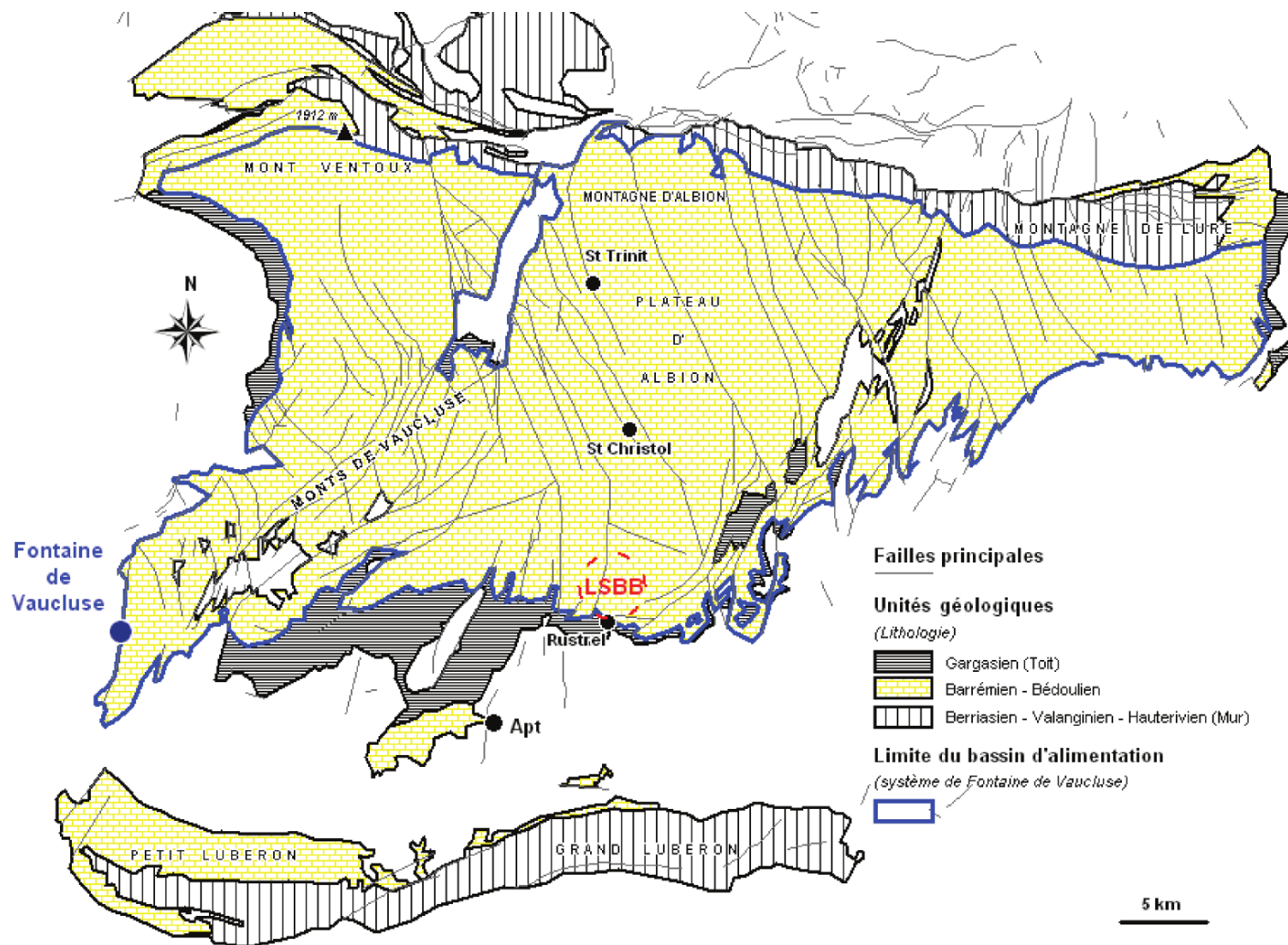


FIGURE 6.3 – Contexte géologique et hydrogéologique et localisation du LSBB, d'après Blondel (2008).

### 6.2.3 Les problématiques hydrogéologiques

La LSBB est localisé dans l'un des plus vastes bassin d'alimentation d'Europe : l'aquifère karstique de Fontaine-De-Vaucluse, d'environ 1115 km<sup>2</sup> (Puig, 1987). Son exutoire est la source de Fontaine-de-Vaucluse, située dans le village du même nom, à environ 30 km à l'Est d'Avignon et 30 km à l'Ouest de Rustrel (LSBB). Cette source est la plus importante d'Europe avec un débit moyen d'environ 20 m<sup>3</sup>/s (Cognard-Plancq *et al.*, 2006). Celle-ci est notamment alimentée par les précipitations du plateau d'Albion, du Mont Ventoux et de la Montagne de Lure. Ce système, développé dans les calcaires urgoniens qui caractérisent cette région, s'étend jusqu'à 1500 m de profondeur (Masse, 1972). Ces roches sont soumises à des altérations physiques et chimiques importantes conduisant à la formation de karsts. Cette forte karstification intervient dans la circulation des eaux souterraines. L'importante porosité des systèmes karstiques permet un stockage massif de l'eau, y compris dans la zone non saturée. Tandis que les processus de transfert des masses d'eau sont eux régis par la perméabilité de la roche.

Les hydrogéologues s'accordent pour diviser verticalement les systèmes karstiques en plusieurs sous-systèmes (Figure 6.4) :

- L'épikarst (EK), qui est la zone superficielle, entre 5 et 20 m de profondeur, présente une perméabilité élevée. Les roches qui composent cette zone sont soumises à une importante altération à l'origine des morphologies caractéristiques des systèmes karstiques (avens, dolines, etc...). L'épikarst peut constituer une zone de stockage temporaire des eaux d'infiltration, particulièrement pour les premières pluies consécutives à une période sèche. Les vitesses d'infiltration de l'eau dans cette zone vont influencer sur l'ensemble des écoulements dans le massif (Garry, 2007; Blondel, 2008).
- La zone non-saturée (ZNS) est située sous l'épikarst. Elle a un rôle de transmission des eaux de l'épikarst vers la zone saturée et est, dans le cas d'aquifères de type binaires, caractérisée par une bimodalité des processus d'infiltration (Charmoille, 2005) (Figure 6.4) : lents ou rapides (Garry, 2007; Blondel, 2008; Perineau, 2013). Les infiltrations lentes se produisent dans les pores de taille réduite. Les vitesses de circulations peuvent alors être variables d'un système à l'autre. Les vitesses d'infiltration rapides sont, elles, associées à de grandes discontinuités principalement verticales ou subverticales qui augmentent localement la perméabilité. La ZNS peut atteindre des épaisseurs importantes et jouer alors un rôle de réservoir qui peut expliquer les débits observés à l'exutoire tant en période de précipitations qu'en période d'étiage (Emblanch, 1997; Batiot *et al.*, 2003; Garry, 2007).
- La zone saturée (ZS) est située sous la ZNS et assure le rôle de stockage de l'eau dans l'aquifère. Les réservoirs remplis d'eau sont interconnectés par un réseau de drains qui assurent le transfert de l'eau.

L'aquifère karstique de Fontaine-de-Vaucluse a la particularité de présenter une épaisse zone non saturée d'environ 800 m de profondeur (Puig, 1987). La ZNS est aujourd'hui encore un compartiment dont la caractérisation est mal maîtrisée du fait de la difficulté d'accès à cette zone. Dans ce contexte, le LSBB fournit un accès privilégié à différentes profondeurs au coeur de la ZNS et favorise ainsi son étude. La présence d'écoulements d'eau permanents et temporaires dans les galeries du LSBB témoigne des processus de

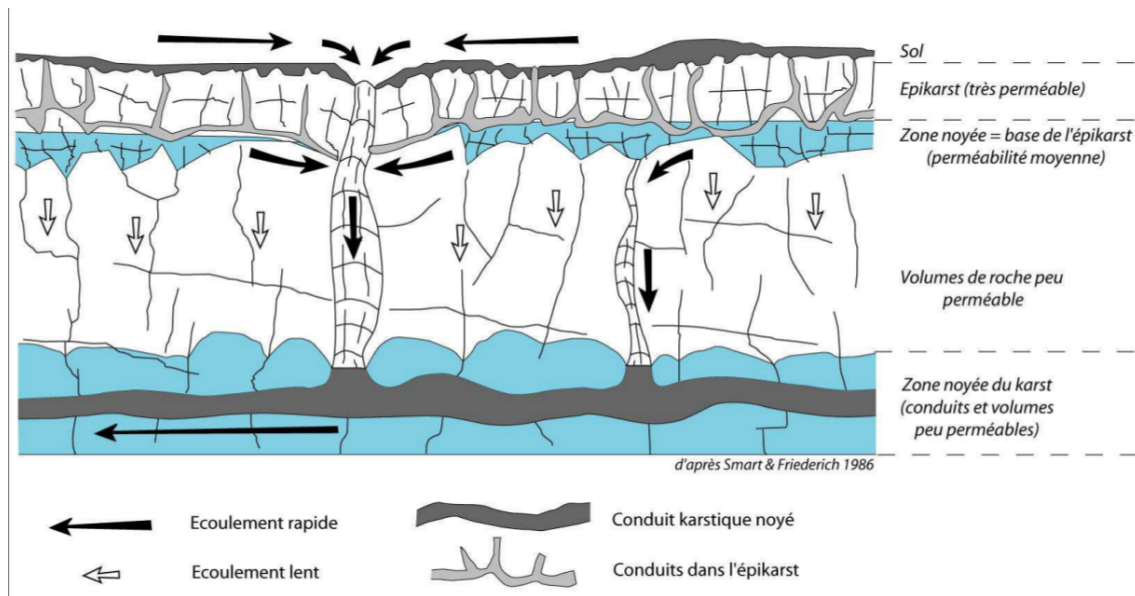


FIGURE 6.4 – Schéma des différentes zones et des écoulements en système karstique. D'après Char-moille (2005) (modifié d'après Smart & Friedrich (1986))

transfert des masses d'eau qui s'y opèrent. Ces écoulements ont été échantillonnés et étudiés afin de mieux comprendre la dynamique du système (Figure 6.5). Il a ainsi été mis en évidence par Emblanch (1997), Batiot *et al.* (2003) et Garry (2007) que les eaux de la ZNS contribuent de façon considérable à l'écoulement à l'exutoire. Au cours de ces travaux de thèse, Garry (2007) a estimé la participation annuelle moyenne de la ZNS à l'écoulement global entre 55% et 65% avec une contribution maximale de l'ordre de 80% lors des crues exceptionnelles (mesures réalisées au LSBB). La Zone Non Saturée joue donc un rôle fondamental de part sa contribution à l'écoulement global à l'exutoire. Trois types d'écoulements ont été mis en avant au LSBB dans l'étude de Garry (2007). Les premiers, les écoulements rapides, ne se produisent qu'en période de fortes précipitations et caractérisent la fonction transmissive de la Zone Non Saturée avec des temps de séjours de l'eau dans ce compartiment de l'ordre de quelques jours. Les seconds, les écoulements lents, définissent la fonction capacitive de la ZNS avec des temps de séjours de 3 à 6 mois. Enfin, la présence d'écoulements "hybrides", alternant les écoulements plus ou moins rapides en fonction du contexte climatique, témoignent d'une variabilité dans la dynamique de fonctionnement de la ZNS.

Face à ses problématiques et afin de mieux caractériser la Zone Non Saturée situé au-dessus des galeries du LSBB, la tomographie muon se positionne ici comme un outil permettant d'imager la texture in situ du massif et de suivre temporellement sa dynamique au travers des variations de densité. La fonction transmissive de la ZNS est assurée par de large discontinuités tandis que la fonction de stockage est supportée par la porosité des roches associée à une faible perméabilité. Ces deux morphologies constituent des hétérogénéités de densité locales (fracturations, cavités) ou plus globales (porosité matricielle des roches). De plus, leur saturation en eau, variable au cours du temps, induit des variations temporelles de la densité. C'est dans ce contexte qu'intervient l'étude des flux de muons pour estimer les variations spatiales et temporelles de densité afin de localiser les structures et d'améliorer la compréhension de la dynamique de la ZNS.

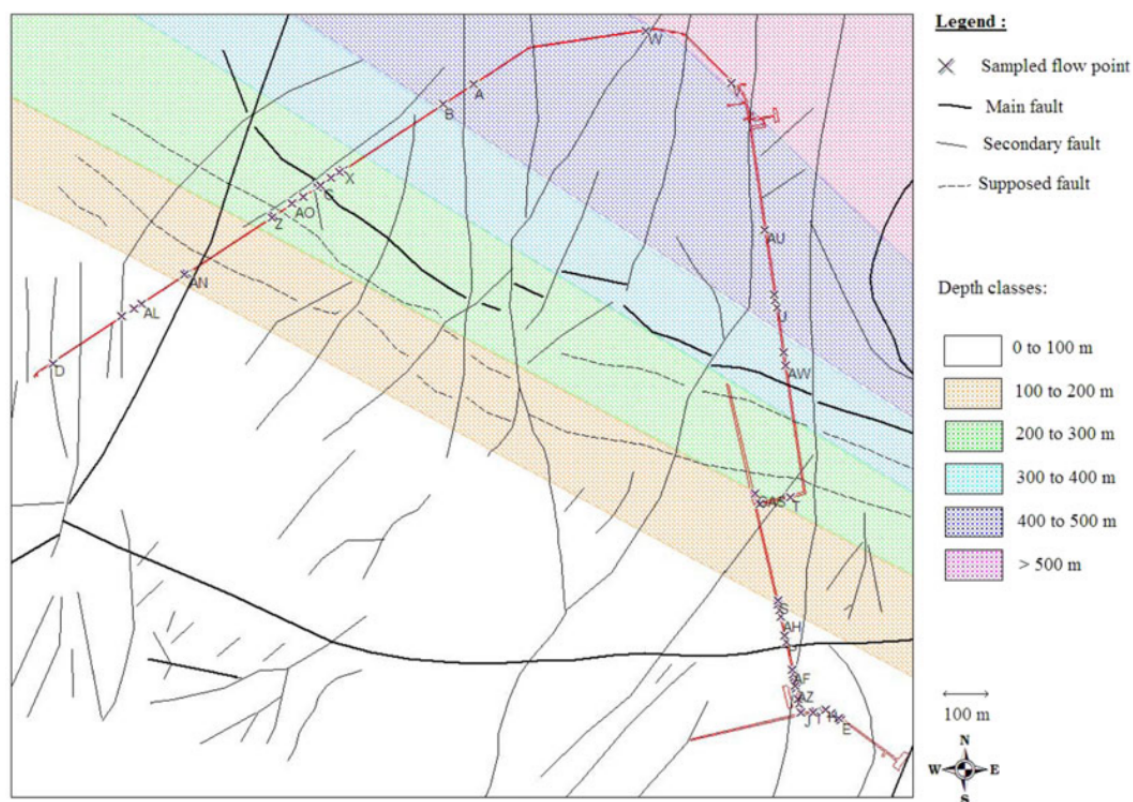


FIGURE 6.5 – Répartition des points d'écoulements et de la fracturation de surface dans les galeries du LSBB. D'après Perineau *et al.* (2011)



## 6.3 Étude de faisabilité et comparaison avec les modèles numériques

La sensibilité aux variations de densité de la tomographie basée sur les muons a été étudiée numériquement dans la partie théorique (voir chapitre 3). Afin de tester in situ la sensibilité de la muographie et de la comparer aux résultats des simulations, des mesures ont été réalisées à différentes profondeurs dans les galeries du LSBB. Dans un premier temps, les expériences sont menées sur des points proches ( $X_0$ ,  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$ ) les uns des autres, avec de faibles variations d'épaisseur de roche traversée (quelques mètres). Ces changements de quantité de matière ont une influence assimilable à celle des variations de densité sur l'atténuation du flux de muons. Ainsi, observer des changements du flux de muons associés à ces différentes épaisseurs de roches démontre la sensibilité de la muographie aux variations de densité. Pour comparer les données obtenues lors de cette étude avec les simulations numériques deux points de mesure supplémentaires à plus grandes profondeurs  $X_{200m}$  et  $X_{500m}$  sont également considérés.

### 6.3.1 Protocole de mesures

Les quatre scintillateurs composant le système de détection ont été initialement installés à l'entrée de la galerie dite des Gaz Brulés "GGB", à  $X_{-1}$ , puis déplacés de quelques mètres, au point  $X_0$  au mois de février 2014 dans la galerie principale (voir chapitre 5). Les acquisitions se sont poursuivies à cette localisation durant plusieurs mois. Ce point,  $X_0$  a donc fait l'objet d'un important suivi et de nombreuses données y ont été acquises. Pour cette raison, il est défini comme point témoin dans le cadre de l'étude de sensibilité. À la suite de chacun des déplacements, les détecteurs reviennent au point  $X_0$  afin de confirmer la stabilité du flux de muons. En effet, pour interpréter d'éventuelles modifications du flux comme une conséquence directe des variations de l'épaisseur de matière traversée, il est important que le massif ne soit pas ou peu affecté par des changements de densité au moment de ces tests.

Une bonne stabilité du flux de muons au point  $X_0$  au cours du temps est observée (Figure 6.6), avec  $\approx 1025 \pm 10$  muons par heure enregistrés sur les quatre détecteurs. Les variations maximales de ce flux sont de l'ordre de 6%. Cette stabilité au point  $X_0$  est nécessaire pour toute interprétation sur les autres points de mesure.

L'étude est, dans un premier temps, appliquée uniquement sur le flux de muons ayant traversé les quatre scintillateurs. L'objectif est d'étudier des variations résultant des différentes localisations du système de détection et donc, des différentes quantités de matière qui y sont associées.

L'ensemble des déplacements du dispositif de détection aux différentes profondeurs a été effectué entre juillet et novembre 2014. Les expériences sont effectuées en quatre points :  $X_0$  le témoin,  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$ . Ces derniers sont tous situés dans la galerie principale du LSBB et à une distance d'environ 20 m les uns des autres. Ils permettent ainsi d'étudier la sensibilité de la muographie à de faibles variations d'épaisseur de matière. Le dispositif de détection est ensuite déplacé à  $\approx 181$  m ( $X_{200m}$ ) et  $\approx 517$  m ( $X_{500m}$ ) de profondeur

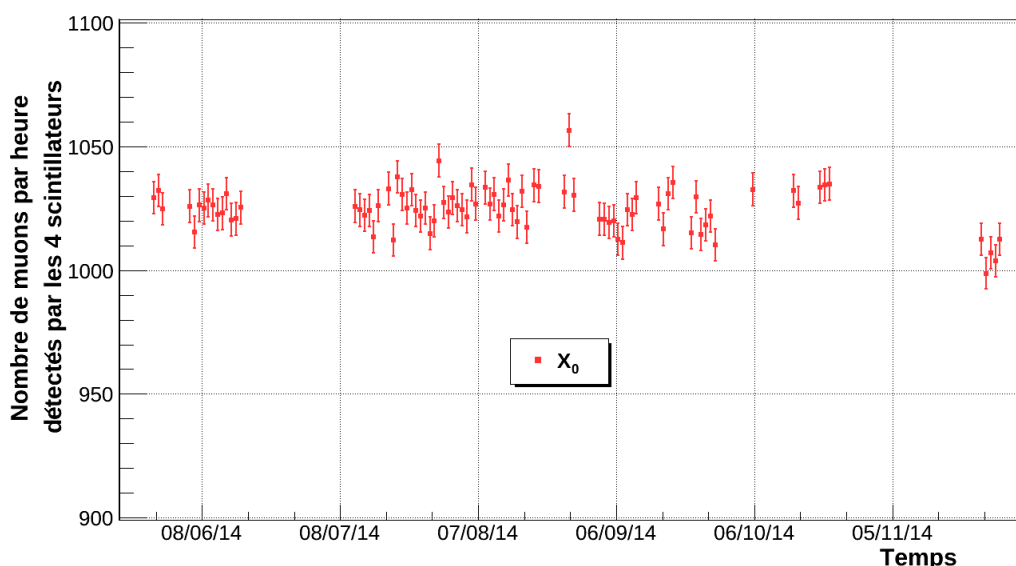


FIGURE 6.6 – Évolution du nombre de muons par heure, enregistrés sur les quatre scintillateurs, entre juillet et novembre 2014 au point  $X_0$ . Le flux est intégré sur 24 heures.

pour compléter les données acquises et pouvoir les comparer aux résultats obtenus à partir des simulations numériques afin d'estimer la densité moyenne des roches au LSBB.

### 6.3.2 Sensibilité à de faibles variations de profondeur

Les points  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$  sont relativement proches les uns des autres et par conséquent, l'épaisseur de matière au-dessus de ces localisations évolue peu. En surface, la pente du massif, d'environ  $15^\circ$  est inclinée vers le point  $X_0$ , c'est à dire que l'altitude est croissante entre le point  $X_0$  et le point  $X_3$ . Une très légère pente, présentant la même orientation, affecte également le sol de la galerie principale. Les épaisseurs de roches résultant de ces deux pentes sont donc plus importantes au point  $X_3$  et décroissent jusqu'au point  $X_0$ . Les profondeurs des quatre points sont mesurées suivant le système géodésique et le MNT (Modèle Numérique de Terrain) défini par l'IGN en 2002 :

- profondeur  $X_0 = 57 \pm 2$  m
- profondeur  $X_1 = 61 \pm 2$  m ( $+ \approx 7\%$  par rapport à  $X_0$ )
- profondeur  $X_2 = 66 \pm 2$  m ( $+ \approx 16\%$  par rapport à  $X_0$ )
- profondeur  $X_3 = 70 \pm 2$  m ( $+ \approx 23\%$  par rapport à  $X_0$ )

Entre chaque série de mesure, le dispositif de détection retrouve son emplacement au point  $X_0$ , point témoin. Les autres sites sont tous étudiés au travers de deux séries de mesures de quelques jours chacune. Une analyse quantitative du flux de muons, estimé à partir des coïncidences sur les quatre scintillateurs, est menée. Le flux est intégré sur 24 h et représenté en nombre de muons par heure (Figure 6.7).

Les flux de muons sont relativement bien distincts sur chaque point et reflètent les variations de la profondeur de matière traversée. L'augmentation du flux de  $X_3$  vers  $X_0$ , illustre bien la diminution de la quantité de roche traversée. Sur chaque point, le flux est relativement constant au cours du temps et permet de minimiser la contrainte relative à

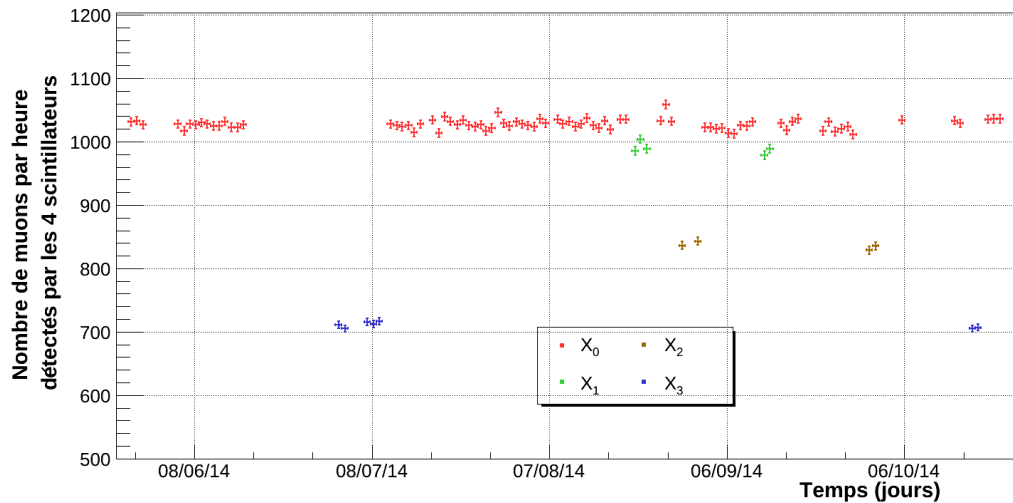


FIGURE 6.7 – Nombre de muons détectés par heure, en coïncidence sur les quatre scintillateurs, aux points  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$  dans la galerie principale du LSBB. Le flux de muons est intégré sur 24 heures et présenté par heure.

l'évolution temporelle. L'hypothèse que les variations observées sont principalement liées aux modifications de la quantité de matière peut être considérée.

De faibles variations de profondeur (quelques mètres) suffisent pour induire des modifications du flux de muons observables en une seule journée à des profondeurs de l'ordre de 60-70 m. Ils démontrent, de façon expérimentale, la sensibilité de la muographie aux variations de quantité de matière traversée et par conséquent son applicabilité pour l'identification de la densité des roches et ses évolutions spatiales et temporelles.

Les moyennes des flux de muons enregistrés sur les différentes périodes de mesures sont calculées et présentées dans la table 6.1.

TABLE 6.1 – Flux moyen de muons par heure enregistrés en coïncidence sur les quatre détecteurs  $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$  en différents points de la galeries principale du LSBB ( $X_0$ ,  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$ ).

	Profondeur du dispositif de détection (en m)	Flux moyen de muons par h enregistrés sur les 4 scintillateurs
$X_0$	$\approx 57$	$1025,9 \pm 6,5$
$X_1$	$\approx 61$	$988,4 \pm 6,4$
$X_2$	$\approx 66$	$835,4 \pm 5,9$
$X_3$	$\approx 70$	$709,9 \pm 5,4$

Malgré des variations d'épaisseur de roche presque constantes entre chaque point de mesure ( $\approx 5$  m), le flux de muons n'évolue pas de façon régulière. En effet, les quantités de muons détectées en  $X_0$  et  $X_1$  sont proches en comparaison avec celles détectées en  $X_2$  et  $X_3$ . Le flux mesuré en  $X_1$  est, en moyenne, inférieur de moins de 5% à celui observé au point  $X_0$  tandis qu'il est réduit de presque 20% en  $X_2$  et environ 30% en  $X_3$ , toujours par rapport au point  $X_0$ . La faible différence de flux entre  $X_0$  et  $X_1$  pourrait être expliquée

par la présence d'hétérogénéités de densité. Une cavité ou une densification du réseau de fractures peuvent, par exemple, être à l'origine d'une anomalie positive de la quantité de muons par rapport à la profondeur de roche investiguée en  $X_1$ .

Pour répondre à cette problématique, le flux de muons est étudié sur une autre combinaison que les quatre détecteurs. Afin d'étudier si la faible différence entre les flux observés aux points  $X_0$  et  $X_1$  est associée à une anomalie locale de densité, les flux sont analysés sur la combinaison suivante :  $DU_1 + DU_2 + DU_3$ . Ces trois scintillateurs étant spatialement les plus proches, l'ouverture angulaire maximale sondée est la plus importante ( $\approx 59^\circ$ ). S'il s'agit d'un effet local de la densité, il devrait donc être atténué avec cette augmentation de l'ouverture angulaire. Les flux de muons enregistrés sur  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$  sont présentés sur la Figure 6.8.

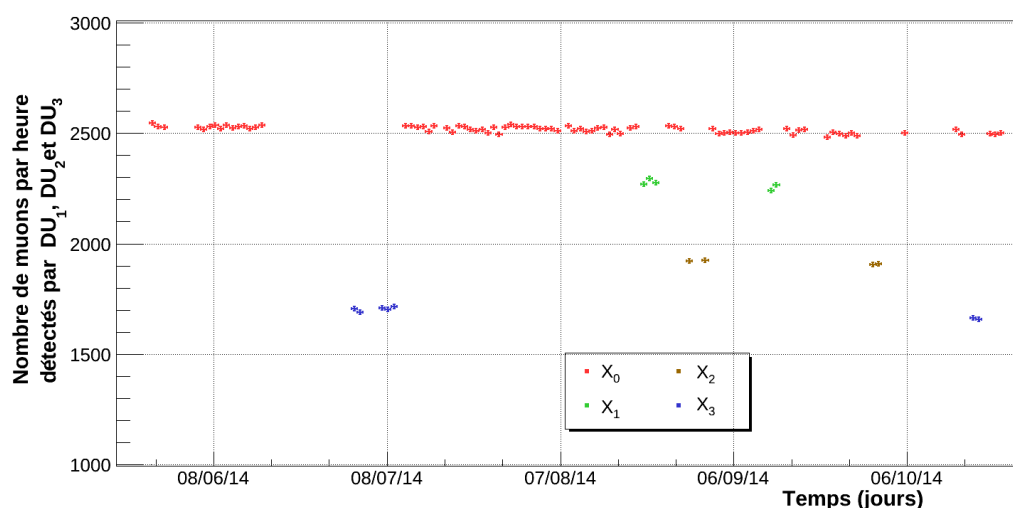


FIGURE 6.8 – Nombre de muons détectés par heure, en coïncidence sur  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$ , aux points  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$  dans la galerie principale du LSBB. Les flux de muons sont intégrés sur 24 heures et présentés par heure.

Le flux de muons détectés en coïncidences sur  $DU_0$ ,  $DU_1$  et  $DU_2$  est globalement plus important que celui enregistré sur les quatre détecteurs du fait de l'ouverture angulaire. L'information principale apportée par cette combinaison de trois détecteurs est la plus grande différence entre les flux observés aux points  $X_0$  et  $X_1$ . En effet, sur les quatre scintillateurs, de faibles variations ( $< 5\%$ ) sont identifiées entre ces flux tandis qu'avec une plus grande ouverture angulaire les flux moyens entre ces deux points ( $X_0$  et  $X_1$ ) varient d'environ 10%. De plus, ces 10% de variations des flux entre  $X_0$  et  $X_1$  s'inscrivent dans la continuité de celles observées entre les autres points :  $\approx 20\%$  entre  $X_0$  et  $X_2$  et  $\approx 30\%$  entre  $X_0$  et  $X_3$ . Il semble donc que l'hypothèse d'une densité moyenne plus faible à l'aplomb du point  $X_1$  soit privilégiée.

Le flux de muons moyen détecté par les quatre scintillateurs renseigne sur la quantité de matière localement traversée par les particules. L'épaisseur de roche dans les galeries du LSBB est relativement bien contrainte mais la présence de fractures et/ou de cavités peut induire des erreurs dans l'estimation de la quantité de matière, c'est probablement le cas au point  $X_1$ .

Les mesures du flux de muons sont, ici, étudiées sur seulement quatre points pour une gamme de profondeurs peu étendue (entre environ 57 et 70 m). Par conséquent, il est difficile de proposer, dans cette configuration restreinte, une fonction correspondant à l'évolution du flux avec la profondeur. Afin d'établir une relation mieux contrainte entre les flux de muons détectés et l'épaisseur de matière traversée, il est nécessaire de compléter les mesures sur des points à plus grandes profondeurs.

### 6.3.3 Les mesures à plus grandes profondeurs

Deux zones d'études ont été sélectionnées pour les mesures à plus larges profondeurs :  $X_{200m}$  et  $X_{500m}$ . Ces points correspondent, pour l'un, à la profondeur maximale dans les galeries du LSBB  $\approx 500$  m, et pour l'autre, à une profondeur intermédiaire  $\approx 200$  m.  $X_{200m}$  est localisé dans la galerie principale (Figure 5.7), devant l'entrée de la Galerie Anti-Souffle (GAS), sur le même axe que les points  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$ . Le point  $X_{500m}$  est lui situé à proximité de la capsule, dans une galerie secondaire. Les profondeurs précises de ces deux points sont les suivantes :

- profondeur  $X_{200m} = 181 \pm 2$  m
- profondeur  $X_{500m} = 517 \pm 2$  m

L'épaisseur de matière à traverser est donc considérablement plus importante qu'aux points étudiés précédemment où la profondeur était de l'ordre de 60 m et ne variait que de quelques mètres. En conséquence, une réduction de la quantité de muons est attendue à  $X_{200m}$  et  $X_{500m}$ . La durée des expériences dans ces deux zones doit donc être adaptée. Les mesures ont été effectuées durant 23 jours à  $X_{500m}$  puis sur 5 jours à  $X_{200m}$  entre octobre et novembre 2014. Les flux de muons estimés à partir des quatre scintillateurs sur ces deux points sont présentés sur la Figure 6.9.

Contrairement aux précédentes études à  $\approx 60$  m, les résultats sont ici présentés en nombre de muons par jour, et non plus par heure, du fait de la forte atténuation du flux. Les flux de muons sont en moyenne de  $2173 \pm 47$  par jour au point  $X_{200m}$  et  $141 \pm 12$  par jour à  $X_{500m}$ . La quantité de muons détectés à  $\approx 181$  m de profondeur est donc plus de 10 fois plus faible que celle enregistrée à  $\approx 60$  m. La réduction atteint presque un facteur 200 entre le flux à  $X_0$  et celui à  $X_{500m}$ . Ces valeurs sont exploitées pour la comparaison avec les simulations numériques afin de d'estimer la densité moyenne du massif au LSBB.

## 6.4 Estimation de la densité

### 6.4.1 La surface effective des détecteurs

Les quatre scintillateurs qui composent le système de détection sont alignés verticalement et sont distants les uns des autres. La distance maximale entre  $DU_0$  et  $DU_3$  est de 155 cm. Cet espace entre les détecteurs induit une surface effective qui varie en fonction de l'angle zénithal des muons (Figure 6.10).

Pour les comparaisons avec les simulations numériques, les muons détectés en coïncidence sur les quatre scintillateurs sont utilisés. En effet, un muon avec un angle zénithal non-nul et compris dans l'angle solide maximal de  $40^\circ$  (défini pour les coïncidences sur les quatre scintillateurs) peut, du fait de sa trajectoire, ne pas atteindre tous les détec-

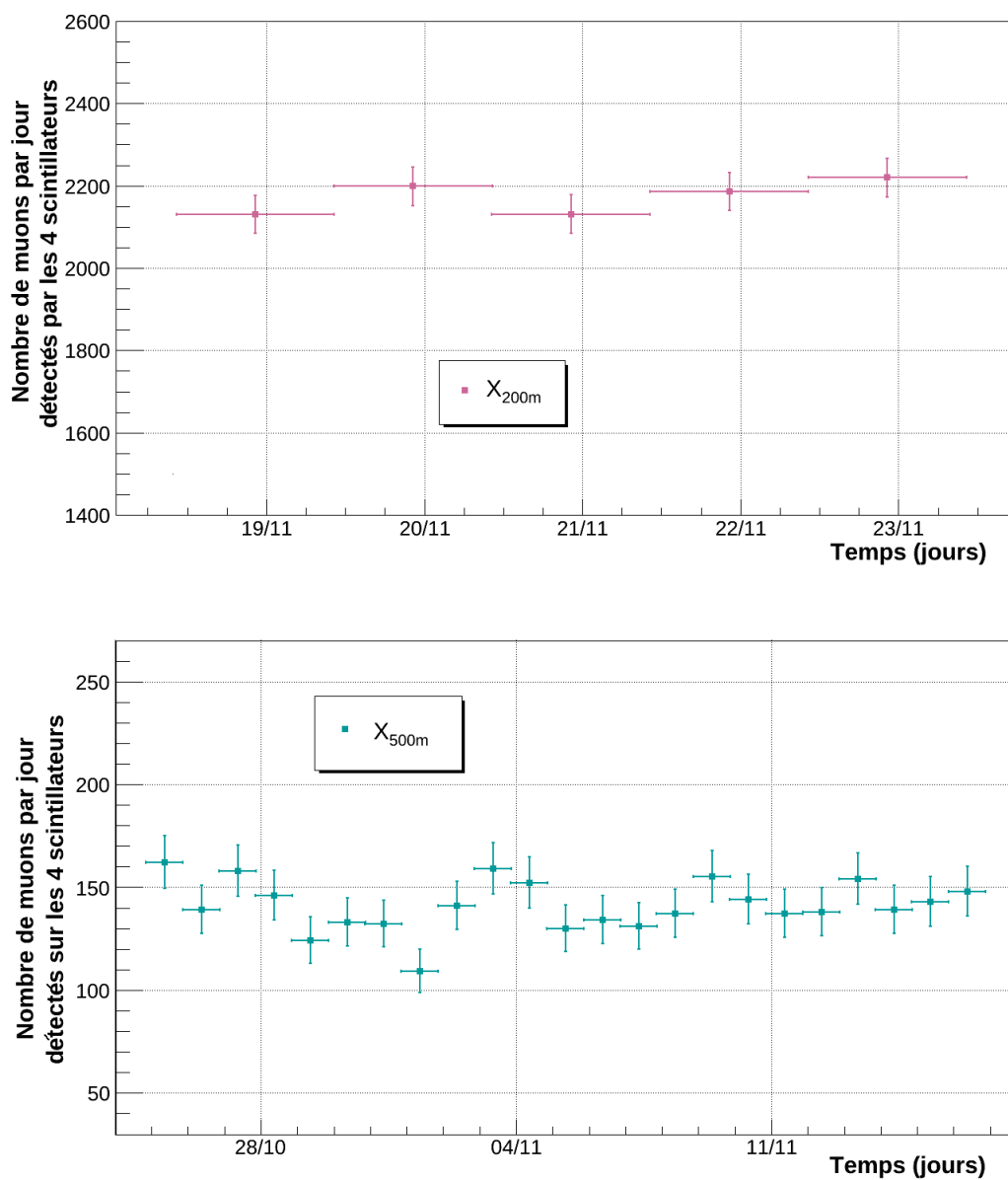


FIGURE 6.9 – Nombre de muons détectés par jour, en coïncidence sur les quatre scintillateurs, aux points  $X_{200m}$  (graphique en haut) et  $X_{500m}$  (graphique en bas) dans les galeries du LSBB.

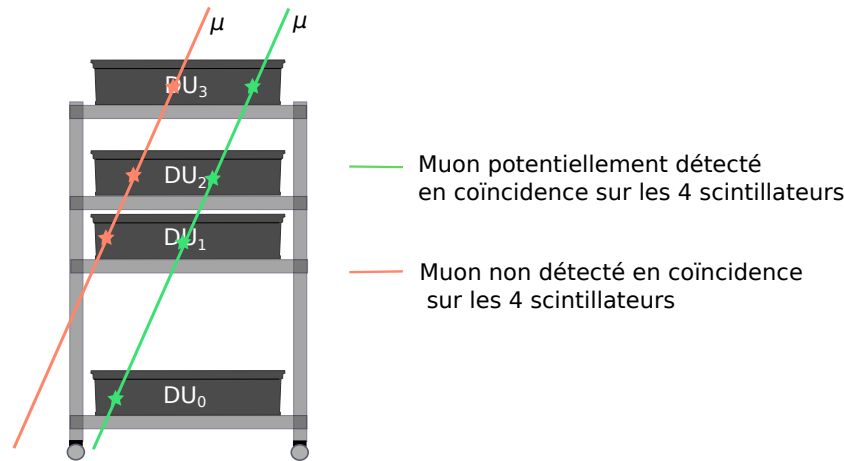


FIGURE 6.10 – Schéma du principe d'acceptance angulaire des muons sur les scintillateurs.

teurs. La trajectoire des muons parfaitement verticaux leur permet dans 100% des cas de traverser les quatre détecteurs. L'acceptance du système est alors égale à l'aire totale d'un scintillateur,  $\approx 0.87 \text{ m}^2$ . Lorsque l'angle zénithal augmente l'acceptance angulaire diminue jusqu'à être nulle pour l'angle solide maximale.

L'acceptance angulaire  $A_\theta$  (en  $\text{cm}^2$ ) est associée à l'efficacité des scintillateurs  $\eta$  pour déterminer la surface effective du système suivant l'équation 6.1.

$$S_{eff} = \eta^{n_{DU}} \times A_\theta, \quad (6.1)$$

Où  $n_{DU}$  est le nombre de scintillateurs considérés pour la coïncidence. L'efficacité est considérée identique pour les quatre scintillateurs utilisés au LSBB. Une première estimation de cette efficacité peut être faite à partir des flux de muons enregistrés sur les différentes combinaisons de scintillateurs. En effet, en comparant les quantités de muons observées sur les quatre scintillateurs avec celles sur  $DU_0+DU_2+DU_3$  et  $DU_0+DU_1+DU_3$ , les efficacités maximales de  $DU_1$  et  $DU_2$ , situés au centre du dispositif, peuvent être déduites. L'efficacité maximale de  $DU_1$  est ainsi estimée à 92% et celle de  $DU_2$  à 96%. L'efficacité réelle des scintillateurs est donc inférieure à ces valeurs car l'efficacité des autres détecteurs de la combinaison n'est ici pas considérée.

L'efficacité réelle est estimée, comme la densité, à partir de la comparaison des flux mesurés au LSBB avec les simulations numériques.

## 6.4.2 Étude comparative

Pour la comparaison avec les simulations numériques, la hauteur de la galerie (3.5 m) est soustraite aux profondeurs de chacun des points étudiés. En effet, c'est l'atténuation du flux de muons par la roche qui est étudiée ici, les interactions des muons avec le volume d'air de la galerie sont négligées.

À partir des tables numériques, la densité et l'efficacité du dispositif permettant d'approcher au mieux le flux de muons sont déterminées. Seuls les muons détectés en coïncidence sur les quatre scintillateurs sont utilisés pour cette estimation (Figures 6.11 et 6.12).

Le point  $X_1$ , qui semble présenter une densité plus faible que les points voisins, n'est pas considéré pour l'estimation de la densité mais est représenté sur les figures. La courbe approchant au mieux les mesures correspond à une densité de roche de  $1.9 \pm 0.1 \text{ g.cm}^{-3}$  et à une efficacité des scintillateurs de  $81 \pm 2\%$ .

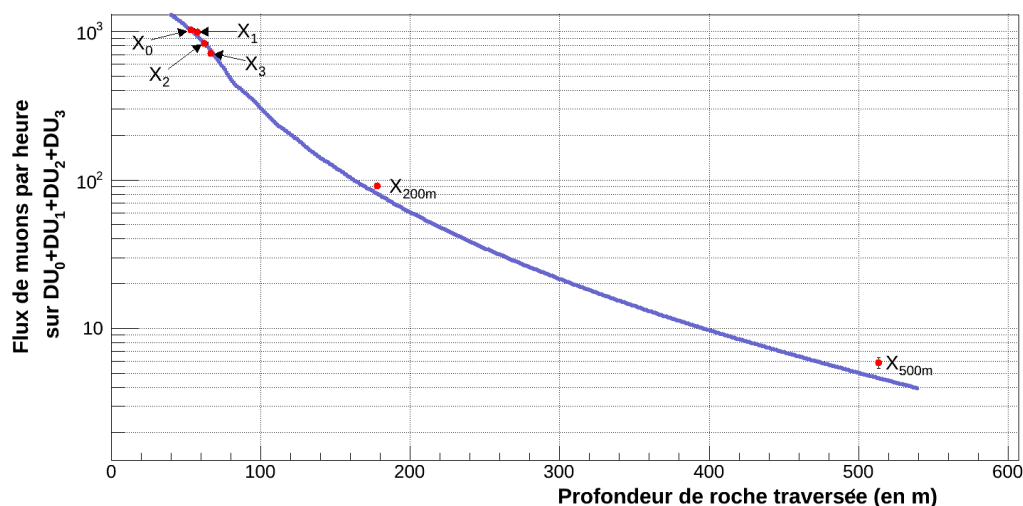


FIGURE 6.11 – Flux de muons par heure en fonction de la profondeur de roche traversée. Les points rouges correspondent aux données expérimentales aux différents points de mesures et la courbe d'ajustement est présentée en bleu.

Cette efficacité est inférieure aux efficacités maximales de  $DU_1$  ( $\approx 92\%$ ) et  $DU_2$  ( $\approx 96\%$ ) évaluées à partir des différentes combinaisons de détecteurs et donc en accord avec celles-ci. La surface effective du dispositif de détection en fonction de l'angle zénithal des muons pour une efficacité des scintillateurs de  $81\%$  est présentée sur la Figure 6.13.

### 6.4.3 Discussion

Le point  $X_1$ , exclu de l'étude pour l'estimation de la densité est reporté sur les Figures 6.11 et 6.12. Son éloignement de la courbe d'ajustement ( $>1\sigma$ ) en comparaison avec les points  $X_0$ ,  $X_2$  et  $X_3$ , reflète la densité probablement plus faible de la roche au-dessus de ce point.

Sur la Figure 6.11, les points  $X_0$ ,  $X_2$  et  $X_3$  sont très proches de la courbe d'ajustement (inférieur à  $1\sigma$ ) tandis que les points  $X_{200m}$  et  $X_{500m}$  sont plus éloignés ( $\approx 5\sigma$  pour  $X_{200m}$  et  $\approx 2\sigma$  pour  $X_{500m}$ ). L'estimation du flux de muons à partir des scintillateurs est supérieure d'environ  $12\%$  par rapport aux simulations au point  $X_{200m}$ , et d'environ  $27\%$  au point  $X_{500m}$ . Ces différences croissantes avec la profondeur entre les données acquises au LSBB et les simulations numériques pourraient être causées par les multi-muons (voir annexe A). En effet, la présence simultanée de plusieurs muons au niveau des scintillateurs permet d'accroître l'efficacité des détecteurs par rapport aux muons simples. Or, la contribution des multi-muons dans le flux augmente avec l'énergie des particules et donc avec la profondeur (Berkova *et al.*, 2013). Cette contribution croissante des multi-muons,



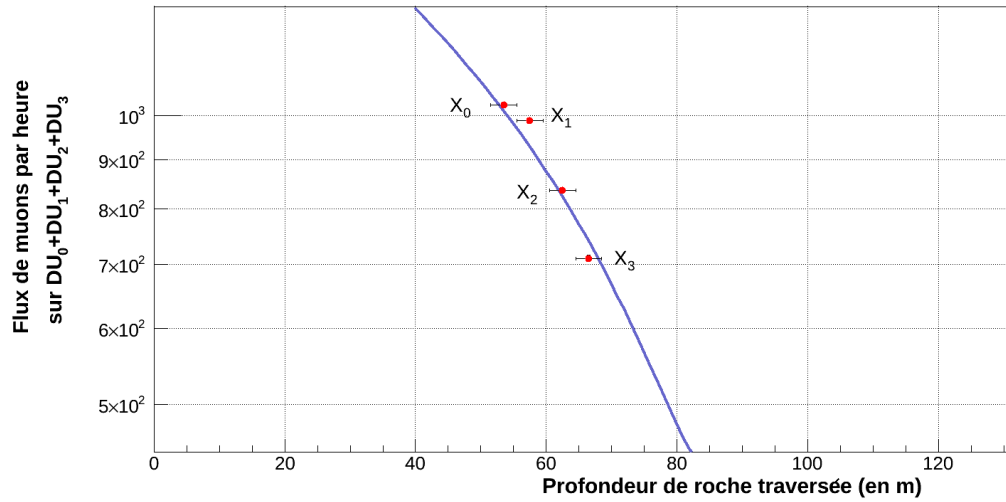


FIGURE 6.12 – Flux de muons par heure en fonction de la profondeur de roche traversée. Les points rouges correspondent aux données expérimentales aux points  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$  et la courbe d'ajustement est présentée en bleu.

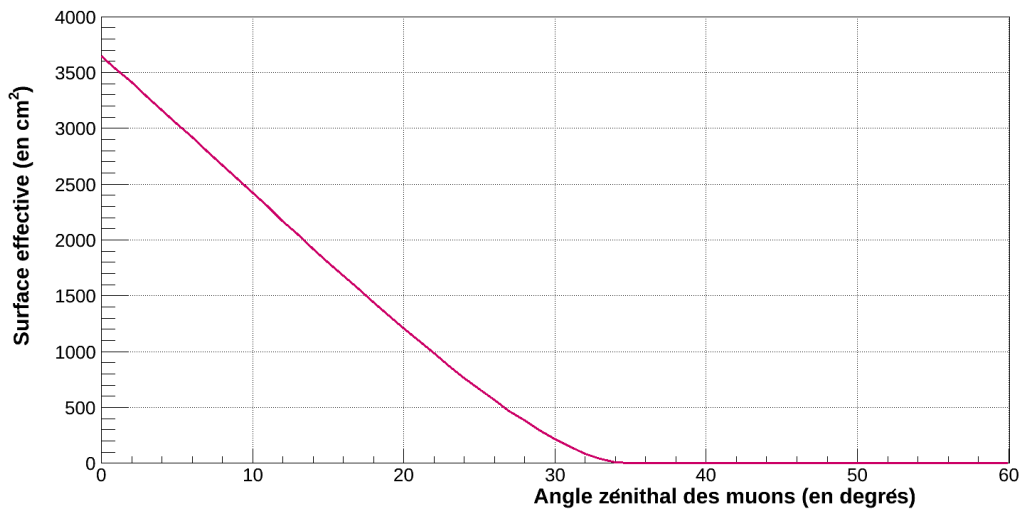


FIGURE 6.13 – Surface effective de détection du dispositif en fonction de l'angle d'incidence des muons.

en proportion par rapport aux muons simples, pourrait ainsi être à l'origine d'une mesure de flux plus élevée que celle prédite par les simulations numériques. Afin de tester cette hypothèse, il serait intéressant d'estimer le flux de muons en surface à partir d'un modèle permettant de quantifier ces multi-muons.

Sur la base des comparaisons entre les mesures et les simulations numériques du flux de muons, la densité de la roche au LSBB est estimée à  $1.9 \pm 0.1 \text{ g.cm}^{-3}$ . Des mesures de la densité avaient déjà été réalisées au LSBB entre 2010 et 2012 (Deville, 2013) à partir de la gravimétrie. Cette étude gravimétrique était concentrée sur six points dont trois à  $\approx 50$  m, 250 m et 500 m, très proches de ceux investigués dans cette thèse avec les scintillateurs. Les trois autres points correspondaient à des stations situées en surface à l'aplomb des trois premiers points. Les densités apparentes relevées par Deville (2013) sont de  $1.639 \text{ g.cm}^{-3}$  à environ 50 m de profondeur,  $1.675 \text{ g.cm}^{-3}$  à  $\approx 250$  m de profondeur et  $1.940 \text{ g.cm}^{-3}$  à  $\approx 500$  m de profondeur. La densité de  $1.9 \pm 0.1 \text{ g.cm}^{-3}$  mesurée à partir des muons est donc cohérente avec les valeurs obtenues en gravimétrie. Ces deux études, gravimétrie et muographie, mettent en évidence l'importante porosité du massif situé au-dessus du LSBB et par conséquent une capacité de stockage potentiellement élevée.

## 6.5 Évolution temporelle

La sensibilité expérimentale de la muographie aux variations de densité et sa cohérence avec la gravimétrie ayant été démontrées au travers des mesures réalisées au points  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$ ,  $X_{200m}$  et  $X_{500m}$ , l'évolution au cours du temps du flux de muons peut désormais être étudiée. Cette étude temporelle se focalise sur le point  $X_0$  auquel le dispositif de détection était placé sur de longues périodes : entre février et août 2014 puis entre novembre 2014 et mars 2015. L'objectif est ici d'identifier de potentielles variations du flux de muons qui seraient associées aux processus de transfert des masses d'eau dans la ZNS et ainsi d'apporter un outil supplémentaire permettant de mieux comprendre le fonctionnement de cette dernière.

### 6.5.1 Calcul des flux intégrés

Afin d'étudier les variations des flux de muons avec des statistiques satisfaisantes, ceux-ci sont intégrés sur plusieurs jours. Pour cela il est proposé d'intégrer les données suivant une moyenne glissante pondérée.

Les moyennes pondérées sont calculées en intégrant les données avec un poids variable sur une période donnée. Cette période est divisée en intervalles de temps auxquels sont attribués des poids en fonction de leur éloignement par rapport au temps médian de la période considérée. Les moyennes pondérées sont, ici, calculées sur plusieurs jours. Le terme de "glissantes" intervient dans la définition de la période suivante. Par exemple, pour une moyenne pondérée calculée sur quatre jours, la période suivante n'est pas établie avec un pas de quatre jours (à  $t_0 + 4$  jours) mais avec un pas plus réduit. De façon générale, dans l'étude présentée ici, les moyennes pondérées sont calculées avec un pas de 24 heures.

Ces moyennes glissantes pondérées permettent donc de calculer le flux de muon sur plusieurs jours afin d'avoir de bonnes statistiques, tout en conservant l'influence des variations brèves au travers de la pondération. Un pas relativement petit est également un atout pour la précision dans l'identification des dates associées aux variations. La précision des repères temporels est importante notamment pour la comparaison avec les variations d'autres paramètres comme la pression et les précipitations. Les analyses présentées dans le cadre de ces études ont été menées à partir de moyennes pondérées sur quatre jours avec un pas de 24 heures.

## 6.5.2 Fluctuations du flux de muons en surface

Pour étudier les variations temporelles du flux de muons associées à la densité des roches, les fluctuations potentielles du flux de muons en surface doivent être identifiées et estimées. Deux causes de ces fluctuations ont été mises en évidence : les modulations solaires et les conditions atmosphériques. Le rôle que jouent ces paramètres dans la production des muons atmosphériques et leur impact sur les flux de muons en profondeur sont étudiés ci-dessous. Une comparaison entre les évolutions, dans un premier temps des modulations solaires, puis des conditions atmosphériques, avec les données enregistrées au LSBB est présentée afin de confirmer ou d'infirmer cette influence. Cette étude se concentre sur les périodes durant lesquelles le système de détection était principalement localisé au point de référence  $X_0$  (les données associées aux déplacements successifs des détecteurs, ont été retirées pour cette analyse).

### Les modulations solaires

L'évolution des vents solaires au cours du temps, associée à l'activité solaire, induit des modulations des rayons cosmiques primaires atteignant l'atmosphère terrestre. Cette variation temporelle du spectre de protons a une influence sur les particules produites dans les gerbes atmosphériques (voir chapitre 1). D'après Bhattacharyya (1978), le spectre de protons cosmiques ( $N(E)dE$  en  $\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}$ ) dépend de l'activité solaire suivant l'équation 6.2.

$$N(E)dE = 1,9 \times (E + C_2)^{-2,7}, \quad (6.2)$$

Où  $E$  est l'énergie cinétique par nucléon en GeV et  $C_2$  est l'influence des modulations solaires avec  $C_2 = 1,8$  au minimum d'activité solaire et  $C_2 = 3,0$  au maximum d'activité solaire. L'influence des vents solaires diminue avec l'augmentation de l'énergie des particules. De la même façon que pour les protons cosmiques, les flux de muons produits dans l'atmosphère sont réduits lors des pics d'activité solaire. Ainsi, Hebbeker & Timmermans (2002) estiment que les muons dont l'énergie au niveau de la mer est de 10 GeV sont affectés par des variations de  $\pm 1\%$  dues aux vents solaires et ces modulations diminuent à  $\pm 0.5\%$  pour des muons de 20 GeV. À plus hautes énergies, l'impact des modulations solaires est donc considérablement réduit ( $< 0.5\%$ ). Or, dans le cadre des mesures en souterrain, les muons dont l'énergie est inférieure à quelques dizaines de GeV sont absorbés par la roche (voir chapitre 2). À titre d'exemple, l'énergie minimale pour qu'un muon traverse 60 m de roche standard, soit approximativement la profondeur aux points  $X_0$ ,  $X_1$ , est d'environ 20 GeV en considérant une densité de  $1.9 \text{ g.cm}^{-3}$ . Afin de confirmer

l'influence négligeable des modulations solaires sur les mesures souterraines au point  $X_0$ , les données acquises au LSBB sont comparées aux modulations des vents solaires entre février et août 2014 (Figure 6.14).

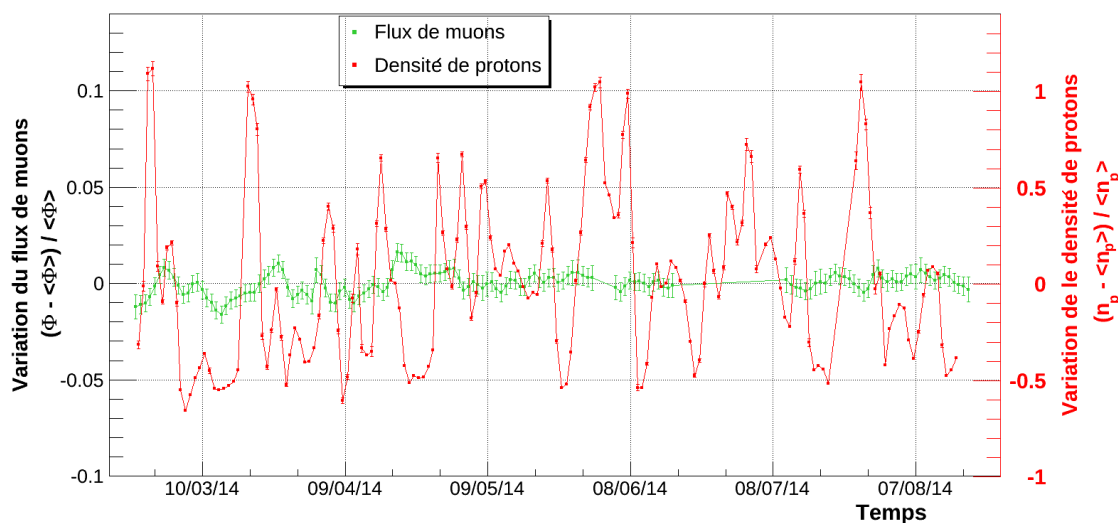


FIGURE 6.14 – Variations relatives de la densité de protons dans les vents solaires et du flux de muons détectés au LSBB sur les quatre scintillateurs, au point  $X_0$  entre février et août 2014. La densité de protons dans les vents solaires est tirée des données de l'expérience ACE (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/>).

Les modulations solaires sont représentées en terme de densité de protons obtenues à partir des données de l'expérience ACE (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/>) et recueillies avec l'instrument SWEPAM. Sur la période entre février et août 2014, la densité de protons dans les vents solaires et le flux de muons au LSBB fluctuent sans qu'aucune corrélation ne soit mise en avant. L'impact des modulations solaires est considéré comme négligeable sur l'ensemble des mesures menées au LSBB à des profondeurs égales ou supérieures à 60 m.

## Les conditions atmosphériques

La dépendance des flux de muons aux conditions atmosphériques a été étudiée au travers de diverses expériences utilisant des détecteurs souterrains, telles que : MACRO (Gran Sasso, Italie) (Ambrosio et al., 1997), IceCube (Pôle Sud) (Tilav *et al.*, 2009), MINOS (Soudan, Minnesota, USA) (Grashorn, 2007) et BUST (Caucase, Russie) (Berkova *et al.*, 2013). Ces études mettent en avant deux paramètres atmosphériques pouvant affecter le flux de muons : la température et la pression. Le premier a un effet positif sur l'intensité des muons, c'est à dire que son augmentation génère des flux de muons plus importants, tandis que la pression a un effet négatif. Les conditions atmosphériques n'influencent pas directement les muons mais les particules dont ils proviennent : les mésons (pions et kaons). En effet, en fonction des conditions atmosphériques, les mésons chargés vont préférentiellement interagir ou se désintégrer. Lorsque l'atmosphère est froide et dense, les interactions de ces mésons sont favorisées, ils ont alors tendance à produire

davantage de particules secondaires de faibles énergies. A l'inverse, durant les périodes où l'atmosphère est chaude et moins dense, les interactions des mésons sont réduites au profit de leur désintégration en particules de hautes énergies (Ambrosio et al., 1997). C'est pourquoi, en laboratoire souterrain, où les particules de faibles énergies ne sont pas présentes, les variations de températures sont globalement corrélées positivement avec les fluctuations des flux de muons tandis que les variations de pression présentent une corrélation négative avec celles-ci.

### La pression atmosphérique

Pour la tomographie densitométrique, ces modulations du flux de muons, contrôlées par des paramètres atmosphériques, doivent être bien maîtrisées afin de les soustraire aux flux détectés en profondeur et de déterminer la part de ces variations associée aux processus géologiques. L'évolution temporelle du flux de muons ( $\Phi$ ) qui a été mesuré au LSBB à partir des quatre scintillateurs liquides est donc comparée aux pressions de surface ( $P$ ) enregistrées à l'Observatoire Sirène (à quelques kilomètres du LSBB) (Figure 6.15).

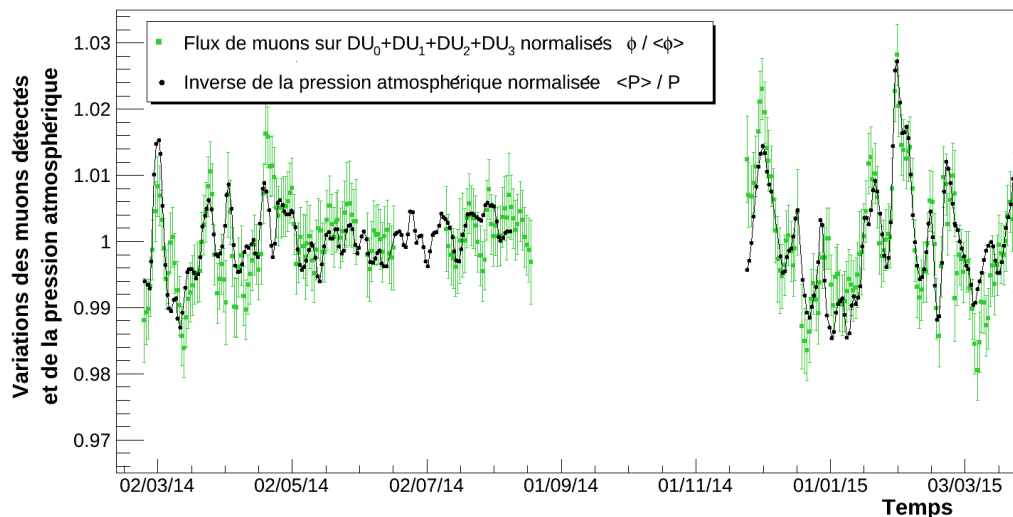


FIGURE 6.15 – Évolution des flux de muons, détectés par  $DU_0$ ,  $DU_1$ ,  $DU_2$  et  $DU_3$ , et de la pression atmosphérique normalisés.

Les flux de muons, détectés en coïncidence sur les quatre scintillateurs, et la pression sont normalisés pour comparer et quantifier leurs variations. La pression ayant un effet négatif sur l'intensité des muons présents en profondeur, c'est donc l'inverse de la pression ( $1/P$ ) qui est représenté sur la Figure 6.15. Une très bonne corrélation entre les deux courbes est mise en évidence, avec des variations de  $\pm 2\%$  des deux paramètres. Celle-ci est confirmée par la détermination du coefficient de corrélation ( $R$ ), présenté sur la Figure 6.16.

Le coefficient  $R$  de  $-0.78$  témoigne d'une bonne corrélation négative entre les variations du flux de muons enregistrées en profondeur, au point  $X_0$ , et les variations de la pression à la surface du massif. L'hypothèse d'une évolution non corrélée des deux paramètres est rejetée à plus de  $5\sigma$ .

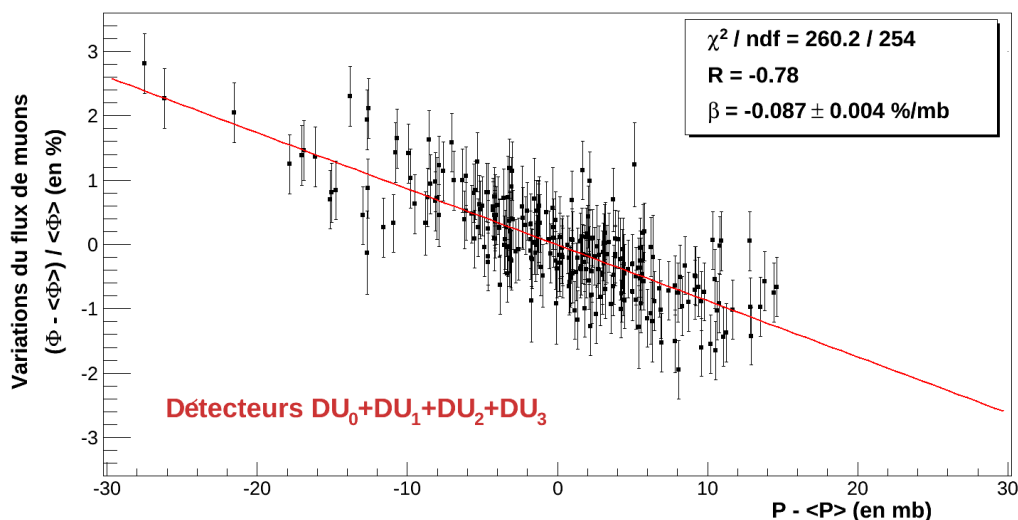


FIGURE 6.16 – Corrélations entre les variations des flux de muons observés au LSBB sur les quatre scintillateurs et les variations de la pression de surface (données transmises par l’Observatoire Sirène). Les valeurs du  $\chi^2/ndf$ , du coefficient de corrélation ( $R$ ) et du coefficient barométrique  $\beta$  associés à ces données sont présentées dans l’encadré.

Les effets de la pression atmosphérique sur l’intensité des muons mis en évidence au LSBB peuvent être comparés aux estimations théoriques et aux mesures réalisées sur d’autres expériences souterraines. L’influence des conditions atmosphériques et notamment de la pression sur les muons est décrite par Dorman (1972), Sagisaka (1986) et Dorman (2004). La relation entre les variations du flux ( $\Delta_\Phi$ ) et celles de la pression ( $\Delta_P$ ) est définie comme suit (Eq 6.3), avec  $\langle \Phi \rangle$  et  $\langle P \rangle$  les moyennes respectives du flux de muons et de la pression atmosphérique sur la période d’étude :

$$\begin{aligned} \Delta_\Phi &= \Phi - \langle \Phi \rangle \\ \Delta_P &= P - \langle P \rangle \\ \frac{\Delta_\Phi}{\langle \Phi \rangle} &= \beta \times \Delta_P, \end{aligned} \quad (6.3)$$

Où  $\beta$  est le coefficient barométrique (en %/mb). Il est fonction de l’énergie minimale des muons détectés (l’énergie des muons étant toujours définie par l’énergie que les muons ont au niveau de la mer). L’effet barométrique diminue avec l’énergie des muons. Ainsi, l’influence de la pression devient négligeable sur les muons de très hautes énergies qui sont les seuls à atteindre les grandes profondeurs. La dépendance des mesures aux variations de pression est estimée à partir de ce coefficient barométrique.

Le coefficient barométrique, déterminé expérimentalement sur les quatre scintillateurs, au point  $X_0$  au LSBB est :  $\beta = -0.087 \pm 0.004\%/mb$  (Figure 6.16). À cette profondeur, l’énergie minimale des muons détectés est d’environ 20 GeV en considérant une densité moyenne de roche de  $1.9 \text{ g.cm}^{-3}$ . Ce coefficient barométrique est comparé à ceux définis théoriquement et à quelques valeurs expérimentales déterminées sur d’autres expériences souterraines (Figure 6.17).

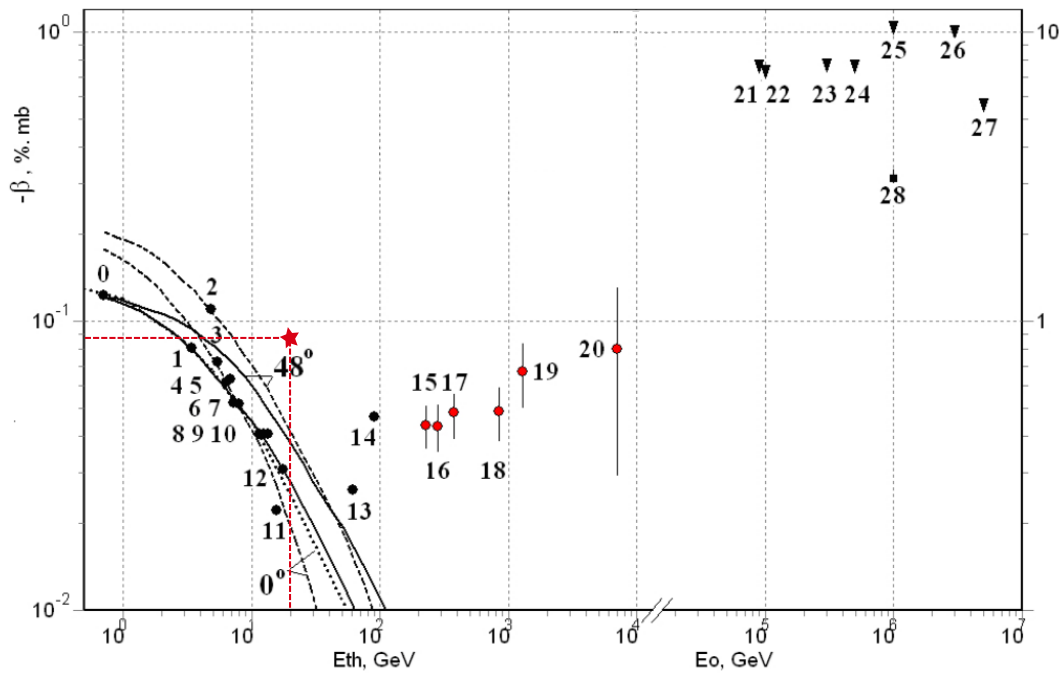


FIGURE 6.17 – Coefficients barométriques théoriques et expérimentaux. Les courbes définissent les coefficients barométriques calculés pour des pressions atmosphériques de 1013 mb (solides) et 600 mb (pointillés). Les marqueurs correspondent aux résultats expérimentaux obtenus sur différents détecteurs : points 0 à 14 (Sagisaka, 1986), 15 à 20 (Berkova *et al.*, 2013), 21 à 27 (Dorman, 1972) et 28 (Tolkacheva *et al.*, 2011). La valeur du coefficient barométrique obtenu au LSBB est reportée sur ce graphique (étoile) pour une énergie minimale des muons équivalente à  $\approx 60$  m de roche avec une densité de  $1.9 \text{ g.cm}^{-3}$ . Figure modifiée d'après Berkova *et al.* (2013).

Le coefficient barométrique est élevé mais reste relativement cohérent avec celui défini théoriquement pour un seuil en énergie fixé à 20 GeV. L'étude de l'effet barométrique se limite jusqu'ici aux muons ayant été détectés par les quatre scintillateurs, afin de compléter ces résultats, les coefficients barométriques de chacune des combinaisons de détecteurs sont déterminés (Table 6.2 et Figure 6.18). Ces différentes combinaisons permettent d'investiguer des angles solides variables. L'épaisseur moyenne de roche traversée augmente avec l'angle solide puisque davantage de trajectoires qui tendent vers l'horizontale interviennent.

TABLE 6.2 – Table des coefficients de corrélations et coefficients barométriques pour chaque combinaison de détecteurs au point  $X_0$ .

	Ouverture angulaire maximale	Coefficient de corrélation $R$	Coefficient barométrique $\beta$ (en %/mb)
$DU_0 + DU_1 + DU_2 + DU_3$	$\approx 40^\circ$	-0.78	$-0.087 \pm 0.004$
$DU_0 + DU_1 + DU_3$	$\approx 40^\circ$	-0.78	$-0.087 \pm 0.004$
$DU_0 + DU_2 + DU_3$	$\approx 40^\circ$	-0.78	$-0.082 \pm 0.004$
$DU_0 + DU_1 + DU_2$	$\approx 51^\circ$	-0.80	$-0.083 \pm 0.003$
$DU_1 + DU_2 + DU_3$	$\approx 59^\circ$	-0.61	$-0.055 \pm 0.003$

Les corrélations entre les variations de la pression atmosphérique et des flux de muons sont importantes ( $R$  compris entre -0,78 et -0,80) sauf pour  $DU_1+DU_2+DU_3$  où le coefficient de corrélation  $R$  est plus faible ( $R = -0,61$ ). Les coefficients barométriques  $\beta$  obtenus expérimentalement sur  $DU_0+DU_1+DU_3$ ,  $DU_0+DU_2+DU_3$  et  $DU_0+DU_2+DU_3$  sont équivalents ou très proches de celui déterminé sur les quatre scintillateurs. Le coefficient barométrique plus faible sur  $DU_1+DU_2+DU_3$  peut être relié à l'augmentation de l'ouverture angulaire et par conséquent à une augmentation de l'épaisseur moyenne de matière traversée.

Il est difficile de confronter ces résultats aux estimations théoriques et aux résultats des autres expériences car ce coefficient barométrique est fonction soit de l'énergie minimale des muons détectés soit de l'épaisseur de matière traversée. Or, les scintillateurs liquides utilisés au LSBB ne permettent pas d'identifier la trajectoire de la particule qui les traverse. L'énergie minimale est, ici, déterminée par les muons verticaux sans considération pour les muons dont l'angle zénithal est plus grand et qui représentent cependant une part considérable du signal. De la même façon, l'épaisseur de matière traversée est moyennée.

Les valeurs élevées (Figure 6.18) des coefficients barométriques enregistrés au LSBB, pourraient également être expliquées par l'altitude du massif au dessus du laboratoire, entre 500 et 1000 m.

D'autres expériences telles que BUST (Berkova *et al.*, 2013) et DECOR (Tolkacheva *et al.*, 2011) ont déterminé des valeurs de coefficient barométriques plus élevées que celles attendues par la théorie. Ces mesures sont toutes réalisées par des détecteurs plus profonds et donc à des seuils en énergie plus importants (voir les données reportées sur la



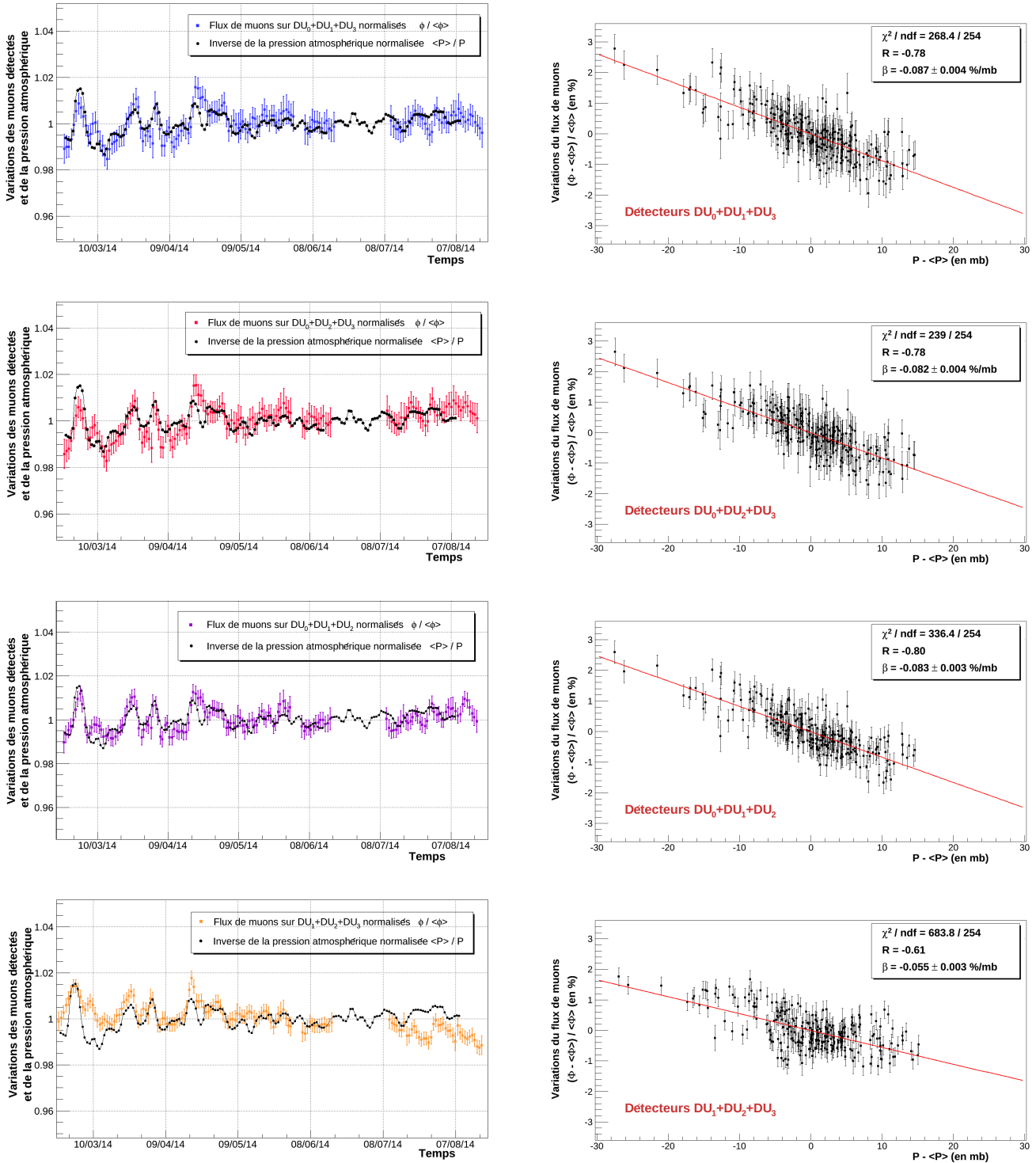


FIGURE 6.18 – (À gauche) Évolution des flux de muons et de la pression atmosphérique normalisés. (À droite) Corrélations entre les variations des flux de muons et les variations de la pression atmosphérique. Détermination des valeurs du  $\chi^2/\text{ndf}$ , du coefficient de corrélation ( $R$ ) et du coefficient barométrique  $\beta$  associés à ces données dans les encadrés pour les différentes combinaisons de détecteurs :  $DU_0+DU_1+DU_3$  en haut, puis  $DU_0+DU_2+DU_3$ ,  $DU_0+DU_1+DU_2$  et enfin en bas  $DU_1+DU_2+DU_3$

Figure 6.18). Deux hypothèses principales sont avancées pour expliquer l'importance du coefficient barométrique. La première fait appel à l'influence de la température atmosphérique, mais, même en considérant cette température comme c'est le cas dans l'étude de Tolkacheva *et al.* (2011), le coefficient barométrique peut demeurer élevé. Dans la seconde hypothèse formulée, la contribution des groupes de muons (multi-muons), associés aux gerbes atmosphériques, est mise en avant. Le coefficient barométrique lié aux multi-muons ( $\beta_{EAS} = -0,9 \pm 0,1\%/mb$ ) est plus élevé que celui des muons individuels (Berkova *et al.*, 2013). D'après l'étude de Berkova *et al.* (2013), la contribution des multi-muons produits par les gerbes atmosphériques devient significative pour les énergies supérieures à 100 GeV. Dans le cas des mesures réalisées au LSBB, l'énergie minimale des muons verticaux est estimée à  $\approx 20$  GeV mais celle-ci augmente pour les particules dont l'incidence tend vers l'horizontale du fait de l'épaisseur de roche traversée. La contribution des multi-muons sur ces trajectoires pourrait donc être significative.

L'influence de la pression atmosphérique diminue avec l'énergie des muons qui sont enregistrés (Dorman, 2004). Ainsi, en augmentant la profondeur de roche traversée, l'effet de la pression atmosphérique sur le flux de muons devient secondaire face à celui des variations des températures atmosphériques. Le coefficient barométrique est négligé dans la plupart des études concernant les muons de hautes énergies (quelques centaines de GeV).

### La température effective de l'atmosphère

La température effective de l'atmosphère impacte, elle, préférentiellement les muons de hautes énergies et par conséquent, les détections profondes (IceCube (Tilav *et al.*, 2009), MACRO (Ambrosio *et al.*, 1997), MINOS (Grashorn, 2007)). L'estimation de la température atmosphérique est plus complexe que celle de la pression puisqu'elle n'est pas mesurée en surface. Elle est estimée à partir de la moyenne des températures des différentes strates de l'atmosphère pondérées en fonction de l'altitude. Cette température pondérée est appelée température effective  $T_{eff}$ . L'influence de  $T_{eff}$  sur le flux de muons est définie par un coefficient de température  $\alpha_T$  qui dépend de l'énergie critique des particules et par conséquent de l'épaisseur de matière traversée (Ambrosio *et al.*, 1997) (Eq 6.3).

$$\frac{\Delta\Phi}{\langle\Phi\rangle} = \alpha_T \times \frac{\Delta T_{eff}}{\langle T_{eff}\rangle}, \quad (6.4)$$

Le coefficient de température  $\alpha_T$  est, contrairement au coefficient barométrique, sans dimension. Il est estimé théoriquement pour une profondeur de 54 m de roche (57 m de profondeur auxquels sont retirés les 3.5 m de hauteur de la galerie), qui correspond, en équivalent eau (m.w.e), à environ 105 m de roche (en considérant une densité de  $1.9 \text{ g.cm}^{-3}$ ). Cette estimation est présentée sur la Figure 6.19 accompagnée de coefficients expérimentaux déterminés sur différents détecteurs souterrains.

Dans le cadre du suivi temporel qui est mené au LSBB, au point  $X_0$ , le coefficient de température  $\alpha_T$  déterminé théoriquement est d'environ 0.3. Il s'agit d'une valeur relativement faible pour un coefficient de température et dans la plupart des études menées à ces profondeurs, ce coefficient n'est pas considéré car l'effet barométrique est largement dominant. C'est pourquoi l'influence de la température atmosphérique sur les flux de muons détectés au point  $X_0$  est négligée. Elle devrait toutefois être prise en compte dans

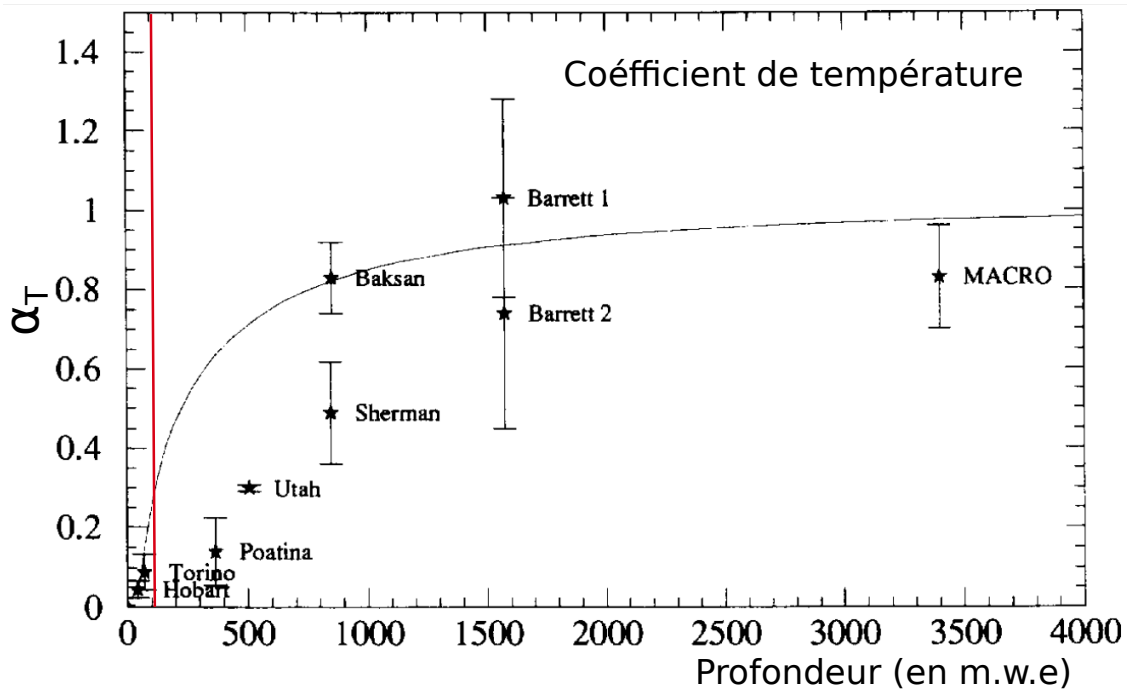


FIGURE 6.19 – Coefficients de température en fonction de la profondeur en équivalent eau (m.w.e). La courbe correspond à l'approximation analytique du coefficient  $\alpha_T$  (Ambrosio et al., 1997). Les coefficients déterminés sur d'autres expériences sont identifiés par des marqueurs : Baksan (Andreyev et al., 1987; Andreyev et al., 1990; Chudakov et al., 1991), Barrett (Barrett et al., 1952; Barrett et al., 1954), Hobart (Fenton et al., 1961), MACRO (Ambrosio et al., 1997), Poatina (Humble et al., 1979), Sherman (Sherman, 1954), Torino (Castagnoli & Doderò, 1967) et Utah (Cutler & Groom, 1981). La profondeur (en m.w.e) équivalente à celle au point  $X_0$ , pour une densité de roche de  $1.9 \text{ g.cm}^{-3}$ , est définie par la droite colorée en rouge. Modifié d'après Ambrosio et al. (1997).

le cas de futures études sur l'évolution temporelle de l'intensité des muons à plus grandes profondeurs.

### Conclusions et perspectives associées aux conditions atmosphériques

La mise en évidence de l'effet des variations de pression atmosphérique sur les flux de muons impose une correction des données. Le flux corrigé de muons ( $\Phi_{corrig}$ ) est déterminé suivant l'équation 6.5) :

$$\Phi_{corrig} = \Phi_i + \frac{\beta \times (P_i - \langle P \rangle) \times \Phi_i}{100}, \quad (6.5)$$

Cette correction est appliquée à l'ensemble des données sur toutes les combinaisons de scintillateurs avec leur coefficients barométriques  $\beta$  respectifs.

L'étude des effets des conditions atmosphériques sur le flux de muons détecté au LSBB a permis de mettre en avant une forte influence de la pression atmosphérique. Le coefficient barométrique associé à cette influence est déterminé expérimentalement et ensuite utilisé pour corriger les données. Au point  $X_0$ , à 57 m de profondeur, le seuil en énergie (énergie en surface) des muons qui sont enregistrés est d'environ 20 GeV pour une densité de  $1.9 \text{ g.cm}^{-3}$ . Le coefficient barométrique déterminé au LSBB est plus important que celui estimé par la théorie pour cette énergie critique des muons. Cette influence élevée de la pression sur le flux de muons peut être expliquée par la contribution des multi-muons au niveau des trajectoires les plus inclinées.

Le second paramètre, la température effective de l'atmosphère affecte les muons de hautes énergies qui constituent le signal aux profondeurs importantes. Celui-ci est négligé dans le cadre de l'étude temporelle menée au LSBB car les mesures se limitent à relativement faibles profondeurs ( $\approx 60 \text{ m}$ ), où les effets de la pression sont normalement largement dominants.

Dans le cadre des futures mesures qui seront réalisées au LSBB, il sera important de considérer les influences respectives de ces deux paramètres, pression et température, d'autant plus que les objectifs sont d'effectuer des mesures à plus grandes profondeurs. L'utilisation de détecteurs tels que les caméras MUST<sup>2</sup> devrait également permettre de déterminer avec précision la trajectoire des muons incidents et donc de maîtriser davantage les profondeurs de matières traversée (avec des angles solides plus réduits).

### 6.5.3 Variations temporelles et interprétations géologiques

Les flux de muons ayant été corrigés d'après l'équation 6.5, les variations désormais observées peuvent être interprétées en terme d'évolutions liées au contexte géologique. Les deux périodes correspondant au suivi temporel du flux de muons au point  $X_0$  sont étudiées de façon indépendante. Les flux sont chacun normalisés à partir de leurs moyennes respectives. Les variations du flux de muons intégré sur quatre jours (moyenne glissante pondérée) sont présentés sur la Figure 6.20 pour les muons enregistrés en coïncidence sur les quatre scintillateurs. Les différentes combinaisons de trois détecteurs sont présentées sur la Figure 6.21.

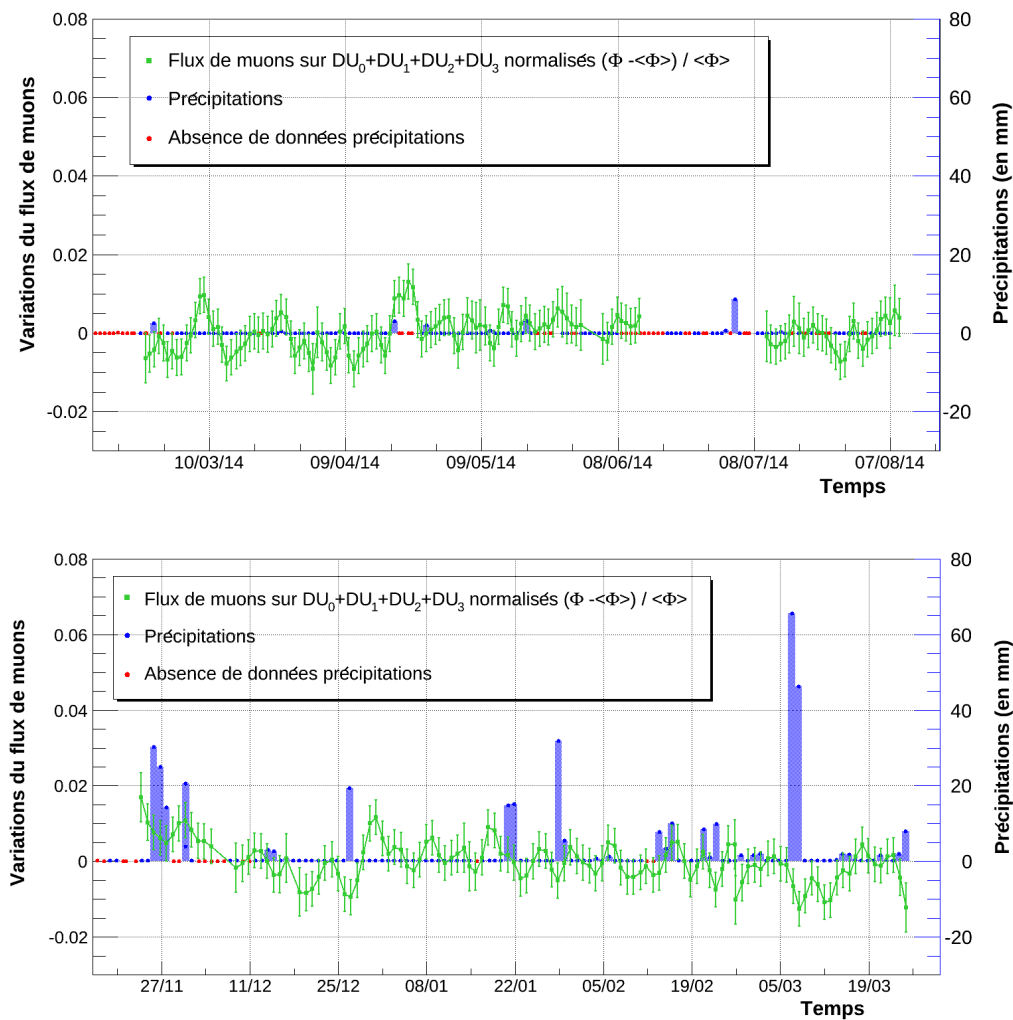


FIGURE 6.20 – Évolution des flux de muons par jour, corrigés de l'influence de la pression atmosphérique, sur la période de février 2014 à août 2014 (en haut) et entre novembre 2014 et mars 2015 (en bas). Les précipitations sont issues des données transmises par l'Observatoire Sirène, les points rouges correspondant aux jours sans données.

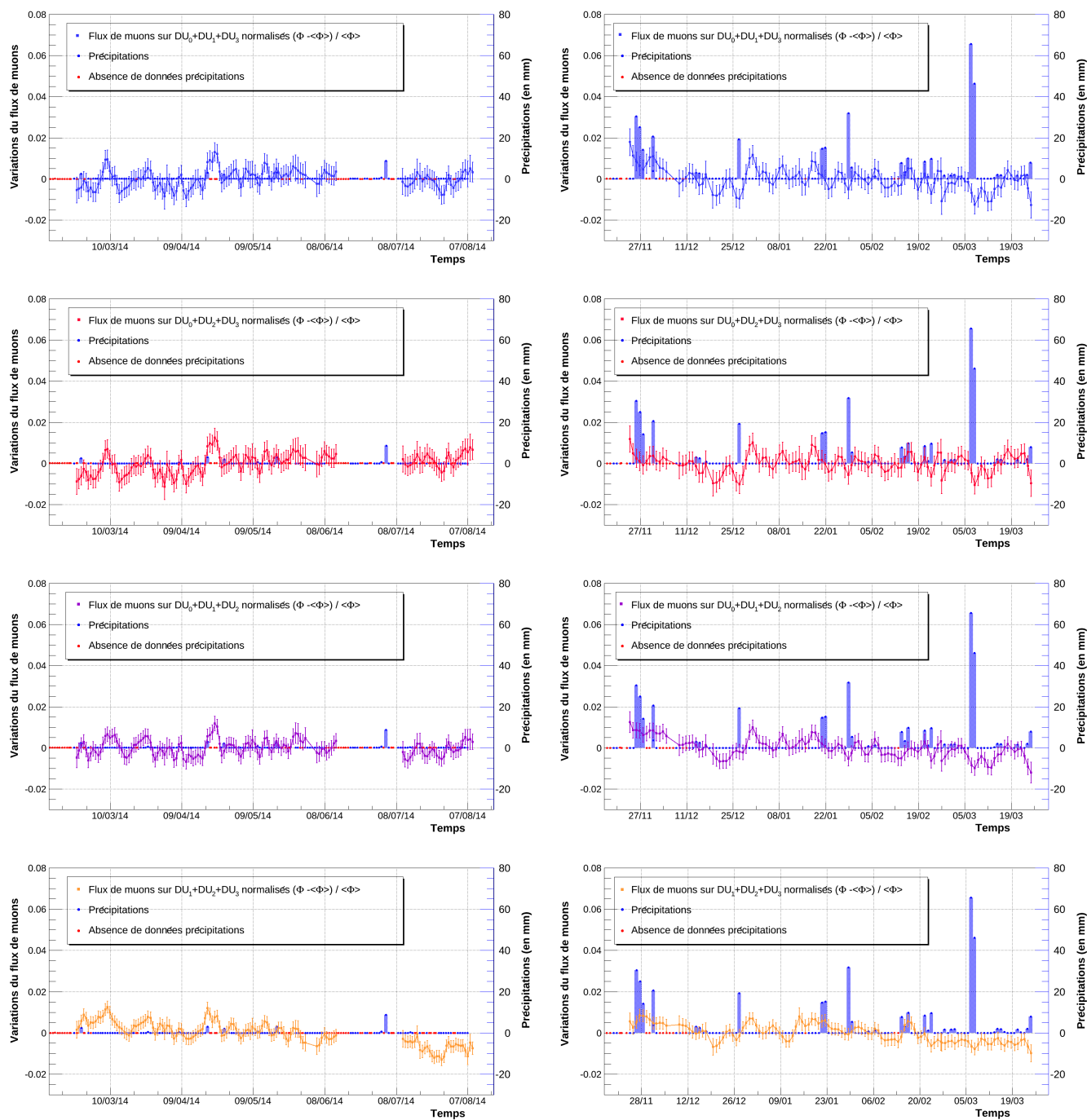


FIGURE 6.21 – Évolution des flux de muons par jour, corrigés de l'influence de la pression atmosphérique, sur la période de février 2014 à août 2014 (à gauche) et entre novembre 2014 et mars 2015 (à droite). Les différentes combinaisons de détecteurs sont présentées comme suit :  $DU_0+DU_1+DU_3$  en haut, puis  $DU_0+DU_2+DU_3$ ,  $DU_0+DU_1+DU_2$  et enfin en bas  $DU_1+DU_2+DU_3$ . Les précipitations sont issues des données transmises par l'Observatoire Sirène.

Sur ces Figures 6.20 et 6.21 les précipitations en millimètres par jour sont ajoutées afin d'être comparées à l'évolution du flux de muons. Ces données sont issues de la station météorologique de l'Observatoire Sirène. Les points rouges correspondent aux interruptions de l'acquisition de données sur cette station météorologique durant une partie ou l'intégralité de la journée concernée. L'estimation de la quantité de précipitations est, dans ce cas, biaisée c'est pourquoi elle n'est pas représentée ici.

La première période étudiée, du 24 février 2014 au 8 août 2014 est marquée par une quantité non négligeable de jours sans informations concernant les précipitations (48 jours sur 165 jours au total). À l'inverse, les acquisitions météorologiques ont été très peu interrompues (12 jours sur 122 jours au total) durant la seconde période, du 24 novembre 2014 au 25 mars 2015. De plus, des précipitations fréquentes et de plusieurs dizaines de millimètres par jour sont identifiées au cours de cette dernière période. Dix jours présentent des précipitations, cumulées sur 24 heures, supérieures à 10 mm.

Les deux campagnes d'acquisitions au point  $X_0$  correspondent à environ dix mois cumulés de mesures sur plusieurs saisons. Le flux de muon varie d'environ 1% à 1.5%  $\pm$  0.5% autour de sa valeur moyenne. Il est difficile de déterminer une corrélation simple entre les précipitations et les variations du flux de muons.

L'évolution temporelle du flux de muons a, pour le moment, été étudiée seulement au point  $X_0$ . La difficulté à établir une corrélation simple entre les précipitations et le flux de muons pourrait être liée à la considération de la pluviométrie totale et non de la pluie efficace, qui pénètre réellement dans le massif. En effet, les événements pluvieux majeurs ( $> 20$  mm/48h) semblent associés à une diminution du flux de muons. L'acquisition de nouvelles données est indispensable pour confirmer cette hypothèse. Le fait que la colonne de matière localisée au-dessus du point  $X_0$  ne soit pas une zone préférentielle pour la circulations des masses d'eau pourrait également expliquer l'absence de corrélation simple entre les précipitations et le flux de muons.

Les investigations menées entre juillet et octobre 2014 aux points  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$  avaient permis d'identifier une densité moyenne plus faible au niveau du point  $X_1$  par rapport aux densités estimées aux autres points (voir partie 6.3.2). De ce fait, il serait intéressant d'orienter les futures études temporelles du flux de muons au point  $X_1$ .

## 6.6 Conclusion

Les mesures du flux de muons ont été menées au LSBB durant plus de seize mois consécutifs. Le protocole expérimental s'articule autour de trois objectifs : (i) la démonstration expérimentale de la sensibilité du système de détection aux variations de la quantité de matière traversée, (ii) l'estimation de la densité moyenne au LSBB à partir de la comparaison des mesures aux simulations numériques menées en amont et (iii) l'étude de l'évolution temporelle du flux de muons.

Les investigations réalisées sur quatre points distants de quelques dizaines de mètres ( $X_0$ ,  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$ ) et localisés à des profondeurs qui varient peu (entre 57 m et 70 m) ont permis de démontrer la sensibilité de la muographie. En effet, des variations de profondeur

de quelques mètres génèrent des modifications du flux de muons observables en quelques heures. Ces différentes profondeurs testées peuvent être assimilées à des variations de densité de quelques pourcents. De plus, la comparaison entre les flux obtenus au niveau des quatre points a permis d'identifier un flux de muons élevé au point  $X_1$ . Ce flux de muons élevé peut être associé à une densité moyenne plus faible dans cette zone. L'hypothèse d'une fracturation importante ou de la présence d'une ou plusieurs cavités à l'aplomb du point  $X_1$  est alors proposée.

La comparaison du flux du muon au LSBB avec les simulations numériques est facilitée par les mesures à plus grandes profondeurs (181 m et 517 m). Ces comparaisons permettent de déterminer une densité moyenne du massif de la Grande Montagne situé au-dessus du LSBB. La densité de  $1.9 \pm 0.1 \text{ g.cm}^{-3}$  déterminée à partir de la muographie est cohérente avec les mesures gravimétriques réalisées il y a quelques années au LSBB (Deville, 2013).

L'analyse de l'évolution temporelle du flux de muons nécessite une étude préalable de la corrélation des données avec les conditions atmosphériques (pression et température). Les données doivent être corrigées du coefficient barométrique et/ou du coefficient de température avant toute interprétation d'un point de vue géologique. Au LSBB, les mesures menées au point  $X_0$  n'ont pas permis de mettre en évidence une corrélation simple avec les précipitations. Les futures études temporelles du flux de muons devraient s'orienter autour du point  $X_1$  où les circulations d'eau semblent plus probables.





# Conclusions et perspectives

La muographie est basée sur l'utilisation des muons pour imager d'importants volumes de matière. Cette technique peut être appliquée dans de nombreux domaines (archéologie, géologie, sécurité). Depuis quelques années, les projets basés sur l'utilisation des muons se multiplient en géologie et les applications potentielles sont diverses. Le projet T2DM2, propose de développer la muographie à partir d'un nouveau système de détection : les caméras MUST<sup>2</sup>. Dans ce contexte, le LSBB offre un accès privilégié à la zone non saturée (ZNS) de l'aquifère karstique de la Fontaine-de-Vaucluse.

Le flux de muons est simulé à partir du modèle de Gaisser (Gaisser, 1990) et du code MUSIC (Kudryavtsev, 2009). La sensibilité de la muographie à des variations de densité compatibles avec le stockage d'eau dans le massif (quelques pourcents) est démontrée. En effet, pour une durée d'acquisition de 1 mois, une surface de détection de 1 m<sup>2</sup> et une ouverture angulaire de 10°, des variations de densité de  $\approx 2\%$  peuvent être détectées avec une signification de  $3\sigma$  jusqu'à environ 160 m de profondeur. Cette profondeur est étendue jusqu'à 320 mètres pour identifier des variations de densité de  $\approx 4\%$  et jusqu'à environ 720 mètres pour  $\approx 10\%$  en conservant une signification de  $3\sigma$ . Dans les conditions expérimentales simulées (1 mois, 1 m<sup>2</sup> et 10°), l'influence de la composition atomique de la matière est significative jusqu'à 200 m de profondeur. Néanmoins, l'impact de la densité sur le flux de muons est toujours dominant dans le cas des roches. Des pistes pour réduire les durées d'acquisition minimales ont été explorées en appliquant des coupures sur l'énergie des muons en surface et en profondeur. Celles sur les muons en surface permettraient de réduire jusqu'à un facteur deux les durées d'acquisition mais celles-ci sont difficiles à mettre en place d'un point de vue expérimental.

En géologie, la muographie est basée sur l'atténuation des muons mais les processus de diffusion dans la roche génèrent des distances dans le positionnement des muons en profondeur de l'ordre du mètre. Une étude du flux par unité d'énergie démontre que ces distances peuvent, pour une opacité constante, varier de plusieurs centimètres en fonction de la distribution des hétérogénéités dans le massif. L'intégration de l'ensemble du spectre en énergie devrait permettre de quantifier le caractère significatif de la diffusion sur le flux de muons en profondeur. Les caméras MUST<sup>2</sup> développées pour le projet T2DM2 pourraient, grâce aux fines résolutions angulaires qu'elles proposent, être utilisées pour tester expérimentalement les résultats des simulations numériques.

Les premières mesures du flux de muons au LSBB ont été réalisées à partir d'un dispositif composé de quatre scintillateurs liquides. Les acquisitions ont été menées durant seize mois consécutifs à différentes profondeurs dans les galeries du LSBB. L'influence

de paramètres externes tels que la température ou la radioactivité liée au radon sur le système de détection est négligeable. Grâce à la grande stabilité des détecteurs dans le temps, l'évolution temporelle du flux de muons peut être exploitée. Des scintillateurs tels que ceux décrits dans cette thèse pourraient être utilisés pour l'étalonnage des caméras MUST<sup>2</sup>.

L'analyse des données acquises entre novembre 2013 et mars 2015 au LSBB a permis de proposer l'existence d'une discontinuité spatiale de la densité à l'aplomb du point  $X_1$ . Le flux de muons élevé détecté sur ce point par rapport aux points voisins pourrait être associé à la présence d'une cavité ou d'une zone plus fortement endommagée.

Le suivi temporel mené au point  $X_0$  ( $\approx 60$  m de profondeur) a permis de déterminer le coefficient barométrique qui reflète l'influence de la pression atmosphérique sur le flux de muons observé en profondeur. L'importance des coefficients barométriques calculés au LSBB peut être expliquée par la présence de multi-muons. La contribution de ces multi-muons en profondeur pourrait être déterminée à partir d'un modèle de simulation des muons dans l'atmosphère tel que CORSIKA (Heck *et al.*, 1998) par exemple. De plus, les coefficients barométriques sont estimés pour des ouvertures angulaires importantes et donc des épaisseurs de roches traversées mal contraintes. Les caméras MUST<sup>2</sup> devraient permettre de réduire ces incertitudes grâce aux résolutions angulaires compétitives qu'elles proposent.

Sur les deux périodes d'acquisition étudiées, l'évolution du flux de muons au point  $X_0$  ne semble pas corrélée de façon simple aux précipitations. Les futures acquisitions au LSBB devraient s'orienter autour du point  $X_1$ .

En comparant les flux mesurés à différentes profondeurs avec les simulations numériques, la densité moyenne du massif a été estimée à  $1.9 \pm 0.1$  g.cm<sup>-3</sup>. Cette densité est en accord avec celles déterminées par gravimétrie entre 2010 et 2012 (Deville, 2013). Elle reflète une porosité élevée de la ZNS qui constitue, par conséquent, un réservoir potentiellement important.

## Annexe A : Estimation de la quantité de multi-muons

Les multi-muons sont des muons produits dans les gerbes atmosphériques et qui atteignent le détecteur de façon simultanée (Tolkacheva *et al.*, 2011). Le signal qu'ils émettent dans le scintillateur est alors plus intense que celui produit par un muon simple. La présence de multi-muons en profondeur peut donc avoir pour effet une augmentation de l'efficacité des détecteurs et par conséquent des flux enregistrés.

Au LSBB, la quantité de multi-muons au point  $X_0$  a été estimée à partir d'un dispositif de duplication du signal provenant de  $DU_0$ . Ce signal dupliqué est enregistré sur une seconde carte d'acquisition à laquelle sont également reliés deux petits scintillateurs liquides ( $du_1$  et  $du_2$ ) dont le diamètre est de l'ordre de 10 cm. Les détecteurs  $du_1$  et  $du_2$  sont déplacés sur la surface de  $DU_0$  afin d'estimer leur taux de coïncidences. Six points de mesures ont été définis :

- le centre du détecteur  $p_0$
- un point entre le centre et le milieu de l'un des coté  $p_1$
- un point au milieu de l'un des coté (à 8 cm du bord du détecteur)  $p_2$
- un point sur la diagonale entre le centre et l'un des sommet du détecteur  $p_3$
- un point à environ 10 cm de l'extrémité de la diagonale  $p_4$
- un point intermédiaire  $p_5$  sur la diagonale entre  $p_3$  et  $p_4$

Le dispositif pour étudier l'efficacité des scintillateurs est présenté sur la Figure A.1.

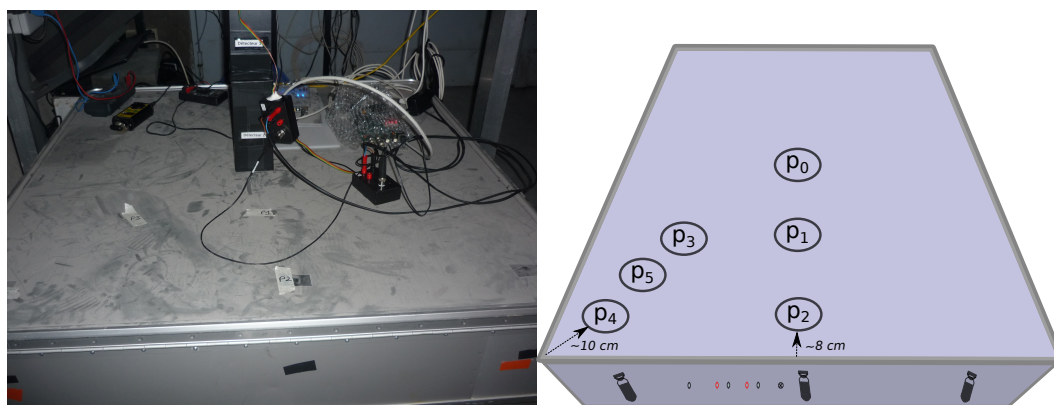


FIGURE A.1 – (À gauche) Photographie des petits scintillateurs liquides ( $du_1$  et  $du_2$ ) sur le scintillateur  $DU_0$ . Sur cette photographie, les détecteurs sont superposés alors que lors des expériences, ils sont placés sur les différents points de mesures  $p_0$ ,  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $p_3$ ,  $p_4$  et  $p_5$  pour mesurer les particules en coïncidence. Ces points sont identifiés sur le schéma (à droite).

Les quantités d'événements enregistrés en coïncidence sur  $du_1$  et  $du_2$  aux différents points de mesure sont reportées dans Table A.1. Chacun des petits scintillateurs est placé sur l'un des points de mesure. La distance entre  $du_1$  et  $du_2$  varie donc en fonction de leur positionnement. Lorsque la distance entre les deux détecteurs augmente, la quantité de coïncidences enregistrées diminue. Cette diminution est associée à la probabilité d'observer des multi-muons provenant des gerbes atmosphériques.

La contribution des multi-muons par rapport aux muons simples croît avec l'énergie des particules et donc avec la profondeur (Berkova *et al.*, 2013).

TABLE A.1 – Quantités d'évènements par heure détectés en coïncidence sur  $du_1$  et  $du_2$  aux différents points de mesures.

	Distance entre $du_1$ et $du_2$ (en cm)	Coïncidences par heure sur $du_1$ et $du_2$
$du_1$ sur $p_1$	$17 \pm 2$	$47 \pm 1$
$du_2$ sur $p_2$		
$du_1$ sur $p_3$	$28 \pm 2$	$30 \pm 1$
$du_2$ sur $p_4$		
$du_1$ sur $p_0$	$42 \pm 2$	$12 \pm 1$
$du_2$ sur $p_5$		

## Annexe B : Extrait d'une table générique

Les tables utilisées pour les simulations numériques du flux de muons (voir chapitres 3 et 4) sont constituées à partir de 100 000 muons par unité d'énergie et de profondeur. Un extrait de la table correspondant à une roche standard ( $Z=11$ ,  $A=22$  et  $\rho=2.65 \text{ g.cm}^{-3}$ ) est présenté sur la Figure B.1.

265.00000000000000	100.00000	32.957176	0.97817999	3.12758703E-03	0.34519743919372559	8.71154712513089180E-004
265.00000000000000	105.00000	37.312309	0.98115999	3.13234725E-03	0.32535400986671448	8.15184379462152719E-004
265.00000000000000	110.00000	41.621307	0.98293000	3.13517149E-03	0.30779138207435608	7.64727883506566286E-004
265.00000000000000	115.00000	45.921200	0.98474002	3.13805672E-03	0.29287084937095642	7.25135905668139458E-004
265.00000000000000	120.00000	50.353832	0.98688000	3.14146467E-03	0.27858087420463562	6.88062398694455629E-004
265.00000000000000	125.00000	54.661442	0.98777997	3.14289681E-03	0.26566904783248901	6.53199385851621628E-004
265.00000000000000	130.00000	59.052277	0.98857999	3.14416923E-03	0.25412449240684509	6.27522938884794712E-004
265.00000000000000	135.00000	63.438992	0.98995000	3.14634712E-03	0.24390354752540588	6.03317457716912031E-004
265.00000000000000	140.00000	67.871857	0.99052000	3.14725284E-03	0.23467916250228882	5.74916426558047533E-004
265.00000000000000	145.00000	72.233154	0.99128002	3.14845983E-03	0.22518539428710938	5.50896977074444294E-004
265.00000000000000	150.00000	76.675262	0.99158001	3.14893643E-03	0.21675346791744232	5.28968987055122852E-004
265.00000000000000	155.00000	81.151505	0.99137998	3.14861885E-03	0.20881746709346771	5.08958939462900162E-004
265.00000000000000	160.00000	85.452988	0.99226999	3.15003167E-03	0.20165535807609558	4.93590428959578276E-004
265.00000000000000	165.00000	89.993713	0.99318999	3.15149175E-03	0.19473163783550262	4.75010456284508109E-004
265.00000000000000	170.00000	94.367722	0.99352002	3.15201515E-03	0.18794821202754974	4.59388451417908072E-004
265.00000000000000	175.00000	98.785645	0.99320000	3.15150758E-03	0.18265762925148010	4.47300466476008296E-004
265.00000000000000	180.00000	103.32862	0.99361002	3.15215788E-03	0.17698365449905396	4.31750464485958219E-004
265.00000000000000	185.00000	107.65097	0.99377000	3.15241166E-03	0.17115101218223572	4.13022993598133326E-004
265.00000000000000	190.00000	111.97723	0.99391001	3.15263378E-03	0.16583389043807983	4.05327940825372934E-004
265.00000000000000	195.00000	116.63879	0.99427003	3.15320469E-03	0.16174119710922241	3.93778958823531866E-004
265.00000000000000	200.00000	121.03278	0.99440998	3.15342681E-03	0.15798337757587433	3.82820959202945232E-004
265.00000000000000	205.00000	125.47464	0.99488997	3.15418770E-03	0.15360638499259949	3.75690462533384562E-004
265.00000000000000	210.00000	129.91258	0.99483001	3.15409247E-03	0.14956714212894440	3.63943487172946334E-004
265.00000000000000	215.00000	134.36441	0.99545997	3.15509108E-03	0.14574372768402100	3.55049967765808105E-004
265.00000000000000	220.00000	138.85503	0.99548000	3.15512274E-03	0.14253091812133789	3.45287495292723179E-004
265.00000000000000	225.00000	143.22386	0.99557000	3.15526547E-03	0.13886986672878265	3.36486031301319599E-004
265.00000000000000	230.00000	147.66948	0.99558002	3.15528130E-03	0.13581131398677826	3.27082496369257569E-004
265.00000000000000	235.00000	152.02562	0.99580997	3.15564568E-03	0.13296826183795929	3.22235515341162682E-004
265.00000000000000	240.00000	156.60895	0.99577999	3.15559818E-03	0.12954197824001312	3.13282973365858197E-004
265.00000000000000	260.00000	174.52295	0.99643999	3.15664383E-03	0.11915142089128494	2.86733004031702876E-004

FIGURE B.1 – Extrait de la table standard générée à partir du code MUSIC (Kudryavtsev, 2009).

La première colonne reflète l'opacité de la matière traversée (en  $\text{hg.cm}^{-2}$ ) (voir chapitre 3), c'est à dire la profondeur multipliée par la densité. L'énergie de la particule en surface (en GeV) est représentée dans la seconde colonne, tandis que l'énergie moyenne du muon à l'issue de son passage dans la roche (en GeV) est définie dans la troisième colonne. Les quatrième et cinquième colonnes correspondent respectivement à la probabilité de survie du muon et son erreur. L'écart type (en cm) lié à la distribution (sur 1 dimension) des muons en considérant les processus de diffusion dans la roche est identifié dans la sixième colonne de la table et son erreur dans la colonne suivante.

## Annexe C : Calcul des coïncidences fortuites

Dans une configuration avec deux détecteurs indépendants, placés en coïncidence, la probabilité d'enregistrer un évènement non corrélé (fortuit) sur les deux détecteurs  $R_2$  dans un intervalle de temps  $\tau$  suit une distribution poissonnienne (Eq. C.1).

$$R_2 = N_1(1 - e^{-N_2\tau}) + N_2(1 - e^{-N_1\tau}), \quad (\text{C.1})$$

Où  $N_1$  et  $N_2$  sont les taux de comptage individuels des deux détecteurs. L'intervalle de temps (ou fenêtre de coïncidence)  $\tau$  étant défini le plus petit possible,  $N_2\tau$  peut être considéré comme très inférieur à un. Le nombre de coïncidences fortuites sur deux détecteurs peut donc être approximé suivant l'équation C.2 (Gruppen & Schwartz, 2011).

$$R_2 \simeq 2 \times N_1 \times N_2 \times \tau, \quad (\text{C.2})$$

L'ajout de détecteurs dans cette équation permet de réduire la probabilité des coïncidences fortuites. Lorsque  $q$  détecteurs sont considérés, la quantité de coïncidences fortuites est définie suivant l'équation C.3 (Gruppen & Schwartz, 2011).

$$R_q \simeq q \times N_1 \times N_2 \dots N_q \times \tau^{q-1}, \quad (\text{C.3})$$

Au LSBB, le dispositif de détection étant composé de quatre scintillateurs, la quantité de coïncidences doit être déterminée pour l'ensemble des combinaisons de détecteurs. Les coïncidences doubles sont estimées suivant l'équation C.4 et les coïncidences triples suivant l'équation C.5.

$$R_2 \simeq 2\tau \times (N_0N_1 + N_0N_2 + N_0N_3 + N_1N_2 + N_1N_3 + N_2N_3), \quad (\text{C.4})$$

$$R_3 \simeq 3\tau^2 \times (N_0N_1N_2 + N_0N_1N_3 + N_0N_2N_3 + N_1N_2N_3), \quad (\text{C.5})$$

Ces équations sont utilisées dans le chapitre 5 pour justifier le choix des coïncidences triples au LSBB.

# Actes de conférences





## Simulations of the muon flux sensitivity to rock perturbation associated to hydrogeological processes

Fanny Hivert<sup>1,2,3,a</sup>, Ignacio Lázaro<sup>1</sup>, José Busto<sup>2</sup>, Jean-Pierre Ernenwein<sup>2</sup>, Jürgen Brunner<sup>2</sup>, Jean-Baptiste Decitre<sup>1</sup>, Xavier Martin<sup>3</sup> and Stéphane Gaffet<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> LSBB, UMS 3538 Université de Nice, Université d'Avignon, CNRS, Aix-Marseille Université, OCA, La grande combe, 84400 Rustrel, France

<sup>2</sup> Aix Marseille Université, CNRS/IN2P3, CPPM UMR 7346, 13288 Marseille, France

<sup>3</sup> Géoazur, Université de Nice Sophia-Antipolis, UMR 7329, CNRS, France

**Abstract.** Muon tomography is a method to investigate the in-situ rock density. It is based on the absorption of cosmic-ray muons according to the quantity of matter (thickness and density). Numerical simulations are performed in order to estimate the expected muon flux in LSBB Underground Research Laboratory (URL) (Rustrel, France). The aim of the muon measurements in the underground galleries of this laboratory is to characterize the spatial and temporal density variations caused by water transfer in the unsaturated zone of the Fontaine-de-Vaucluse karstic aquifer.

### 1. Introduction

Muons are charged particles produced in the atmosphere. Primary cosmic rays, mainly composed of protons [1, 2], interact with the atmosphere and produce a huge number of secondary particles, including muons. These muons are particularly interesting because, due to their important mass (i.e., 200 times that of electrons), they are highly penetrating and they are able to propagate down to several hundreds of meters below the surface [3]. Moreover, the attenuation of their flux is proportional to the quantity of matter they cross. Muography is a method to investigate the subsurface, its principle being based on muon absorption to estimate the density of the rock.

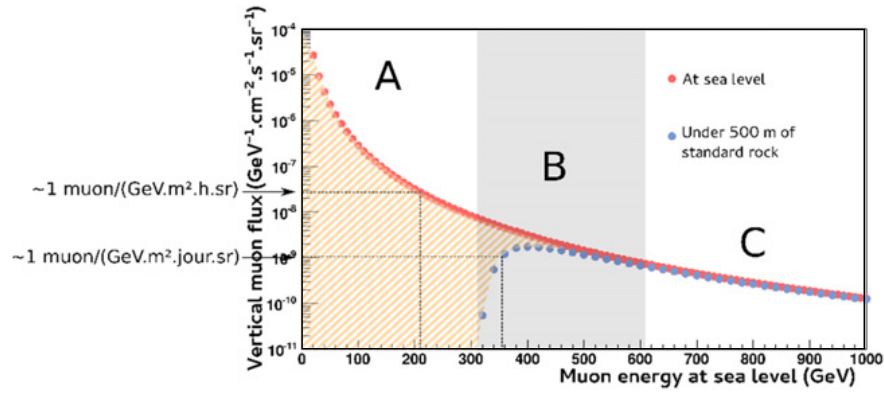
This method has been used in several fields since 1955 [4]. Alvarez et al. [5] used it for archeology, to study the internal structure of the Chephren pyramid. It has been particularly developed in volcanology [6–9]. These last years, the projects using muons have diversified: the CO<sub>2</sub> storage [10], exploration of Mars [11], etc.

### 2. Muon tomography applied to hydrogeology

The T2DM2 (Temporal Tomography of the Density using the Measurement of Muons) project aims at characterizing the density variations linked to hydrogeological processes. The measurements are

---

<sup>a</sup> Corresponding author: [hivert.fanny@lsbb.eu](mailto:hivert.fanny@lsbb.eu)



**Figure 1.** Comparison of the vertical muon fluxes at sea level and at 500 m depth of standard rock. 3 areas are defined: (A) muons are unable to pass through 500 m of standard rock; (B) a part of the muons is attenuated by the rock; (C) almost all the muons can reach 500 m depth of standard rock. The most interesting areas to observe flux variations are A and B (hatched area).

carried out in the low noise underground laboratory of Rustrel (LSBB, France). The galleries of this laboratory have a rock overburden up to 500 m and they are located in the unsaturated zone of the Fontaine-de-Vaucluse karst aquifer. This spring is characterized by an important catchment area that is mostly supplied by rainfall. The 800 m thick unsaturated area has an important role in the storage and the transfer of the water from the surface to the underlying aquifer. The variable permeability allows a duration of water storage ranging from some days to several months [12]. In such a context, the study of the location and the evolution of the density variations caused by water displacement can provide new information on the operation of this complex karstic system. Moreover the porosity can vary between 0% and 25% [13] and consequently the expected density variations may reach 10%.

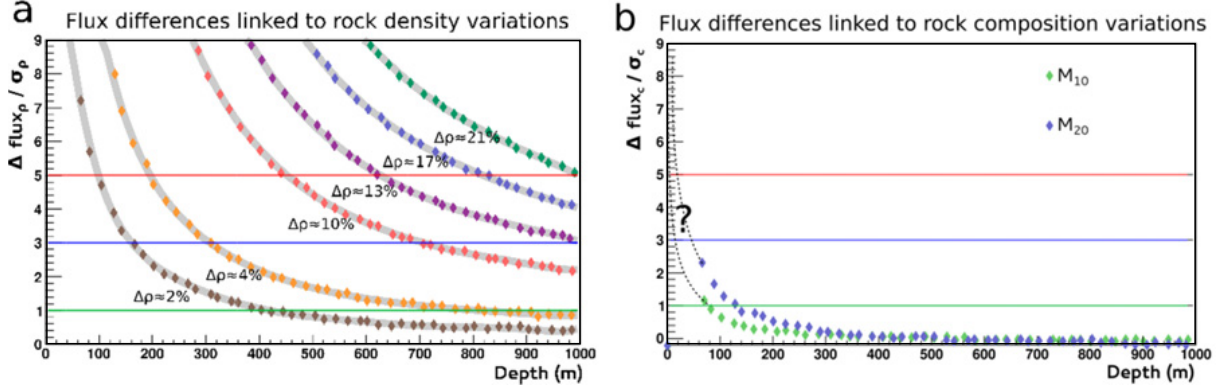
The carried out simulations, which reflect the LSBB configuration, have a duration fixed to one month, a detection surface to 1 m<sup>2</sup> and an angular aperture to 10°.

### 3. Simulations of muon flux

The simulation of muon flux is divided into two parts: it is estimated at sea level and after crossing rock of variable thickness. The surface muon flux is simulated from the Gaisser analytical model [14]. The characteristics of the standard atmosphere constitute the input of the program (notably the opacity of the atmosphere, the altitude of muon production, etc.). The surface muon flux strongly decreases when the particle energy grows (Fig. 1). The survival probabilities of muons inside the rock are calculated with the MUSIC code [15], an open access Monte Carlo code dedicated to the simulation of muon propagation through rock or water. Muon survival probabilities are calculated according to the matter characteristics (thickness, density, atomic composition and radiation length) and the particle energy. They reduce with rising amount of crossed matter as well as with decreasing initial energy. Thus, is needed a higher critical energy to pass through the rock. Consequently, the integral muon flux decreases as well. The flux can be reduced by several orders of magnitude (Fig. 1) and that's why the most important limitation in muon tomography is the accumulated muon statistics. The flux variations that can be distinguished with reasonable statistic significance have to be studied.

### 4. Sensitivity to density variations of rocks

In order to estimate the sensitivity of muography, various rock densities are tested. They are compared to the standard rock defined in MUSIC with a density of 2.65 g·cm<sup>-3</sup> and an atomic composition  $Z = 11$



**Figure 2.** Influences of density (a) and composition (b) variations on the muon flux. The red, blue and green straight lines are respectively the values  $1\sigma$ ,  $3\sigma$ , and  $5\sigma$  of significance. (a) The flux differences caused by density variations (in percentages) are fitted by the shaded curves. (b) The muon flux variations are studied for 3 rock compositions (0%, 10% ( $M_{10}$ ) and 20% ( $M_{20}$ ) of  $H_2O$ ) with a constant density ( $2.40 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ). These muon fluxes are calculated for a duration of one month, a detection surface of  $1 \text{ m}^2$  and an angular aperture of  $10^\circ$ . The results for depths lower than 60 m are extrapolated from deeper simulations (dashed lines).

and  $A = 22$ . The flux variations are computed for several density variations between this standard rock and rocks with other densities. The following equation 1 represents the variations of the flux ( $\Delta(\Phi_\rho)$ ) divided by the errors of this flux ( $\sigma_\rho$ ).

$$\Delta(\phi_p)/\sigma_p = |\phi_{standard} - \phi_{\Delta p}| / \sqrt{\sigma_{standard}^2 + \sigma_{\Delta p}^2}. \quad (1)$$

Where  $\Phi_{standard}$  and  $\Phi_{\Delta p}$  are the muon fluxes in  $\text{GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  for the standard rock and the rocks with other densities respectively,  $\sigma_{standard}$  and  $\sigma_{\Delta p}$  are their respective errors. The density differences are presented in percentages and for depths ranging from 60 m to 1000 m (Fig. 2a). The minimum depth is fixed to 60 m because lower depths require a more specific study that is not in the context of this paper. The simulations are performed until 1000 m to take into account the non-vertical incidence muons at the deepest part of the LSBB ( $\sim 500 \text{ m}$ ). The results are compared to  $1\sigma$ ,  $3\sigma$  and  $5\sigma$  of significance. The maximum depth limitation range is defined when the significance of the flux variations is between  $3\sigma$  and  $5\sigma$ . For example, density variations of about 2% can be detected with  $3\sigma$  significance until  $\sim 160 \text{ m}$ . The same significance is reachable until  $\sim 320 \text{ m}$  for 4% and  $\sim 720 \text{ m}$  for 10%. Density variations higher than 15% are observable until the maximum tested depth: 1000 m.

## 5. Sensitivity to slight variations of the atomic composition

The nature of rock atoms may also have an influence on the muon flux. The atomic composition variations are applied by changing the  $Z$  (atomic number) and  $A$  (mass number) mean values of rock elements in MUSIC code. Three rock compositions have been tested: a dry rock and rocks with 10% ( $M_{10}$ ) and 20% ( $M_{20}$ ) of  $H_2O$ . For these simulations, the density is kept constant at  $2.40 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ . The simulations focus on composition variations only associated to water saturation conditions. In the same way as for the density tests, the flux differences ( $\Delta(\Phi_c)$ ) between the dry rock and the rocks with 10% and 20% of  $H_2O$  are divided by their errors ( $\sigma_c$ ) and compared to  $1\sigma$ ,  $3\sigma$  and  $5\sigma$  (Eq. (2)).

$$\Delta(\phi_c)/\sigma_c = |\phi_{dry} - \phi_{10/20}| / \sqrt{\sigma_{dry}^2 + \sigma_{10/20}^2}. \quad (2)$$

Where  $\Phi_{dry}$  and  $\Phi_{10/20}$  are the muon fluxes in  $\text{GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  for the dry rock and the rocks with 10% and 20% of  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\sigma_{dry}$  and  $\sigma_{10/20}$  are their respective errors. No flux differences higher than  $3\sigma$  are obtained for the tested rocks, at depths ranging from 60 m to 1000 m (Fig. 2b). Compared to the density effect, the composition influence on muon flux is negligible. This conclusion is suitable only for classical rocks, the presence of high-Z materials leading to important variations of the muon flux.

## 6. Discussion and prospects

The hydrogeological processes that take place in karstic aquifer are complex and not well known. The LSBB URL provides a perfect location in the unsaturated area of Fontaine-de-Vaucluse to study these processes. Numerical simulations prove that muography is suitable to image the spatial and temporal density variations caused by water transfer. The insensitivity to rock composition variations, compared to the density, demonstrates that muography is a direct measurement of the in-situ rock density.

Currently, a particular attention is paid on the scattering of the muons inside the rock. The idea is to estimate the scattering processes and their impact on the muon flux in order to avoid mistakes on the measurement interpretations. These processes must be studied especially because Micromegas – TPC (Time Projection Chambers) telescopes will be used for the T2DM2 project [16]. These detectors have the spatial and angular high resolutions needed to image the thin geological structures.

Since December 2013, the first muon flux measurements are performed in the LSBB underground galleries with liquid scintillator tanks. This detection system will then be used to calibrate the Micromegas telescopes.

Muography is here applied to hydrogeology but it has already been used in several fields and a lot of others are expected in the next years. Tomography based on cosmic-ray muons is a complementary technique to the standard geophysical methods (e.g., seismic imaging, electric prospection or gravimetry) and can be used for coupled inversions.

The authors want to acknowledge the LSBB underground laboratory team and the Antares group of the CPPM. RD51 collaboration of the CERN and the CEA-IRFU for their work on Micromegas detectors. This work is supported by the Fondation MAIF, CNRS-INSU, Nice University and FEDER. Authors thank anonymous reviewers for their helpful comments.

## References

- [1] Fernow, R.C. *Introduction to experimental particle physics*. Cambridge Univ. Press, 421pp (1986).
- [2] Belloti, R. *et al. Phys. Rev.*, **D60**, 052002 (1999).
- [3] Boezio, M. *et al. Astrophys. J.*, **518**, 457–472 (1999).
- [4] George, E. P. *Commonwealth Engineer*, 455–457 (1955).
- [5] Alvarez, L.W. *et al. Science*, **167**, 832-& (1970).
- [6] Nagamine, K. *et al. NIM in Physics Research Section A*, **604**, 738–746 (1995).
- [7] Tanaka, H.K.M. *et al. Earth and Planetary Science Letters*, **263**, 104–113 (2007).
- [8] Lesparre, N. *et al. Geophys. J. Int.*, **183**, 1348–1361 (2010).
- [9] Carloganu, C. *et al. Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, **2**, 55–60 (2013).
- [10] Kudryavtsev, V. *et al. International journal of greenhouse gas control*, **11**, 21–24 (2012).
- [11] Kedar, S. *et al. Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, **2**, 157–164 (2013).
- [12] Garry, B. *Thèse de doctorat, Univ. d’Avignon et des Pays du Vaucluse, Avignon*, 218pp (2007).
- [13] Fournier, F. *et al. Geophysics*, **76**, E211-E226 (2013).
- [14] Gaisser, T. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press, Cambridge (1990).
- [15] Kudryavtsev, V. *Computer Physics Communications*, **180**, 339–346 (2009).
- [16] Lázaro, I. *et al. proceedings of i-DUST conference, Rustrel, France* (2014) (in press).

**TEMPORAL TOMOGRAPHY OF ROCK DENSITY USING MUON MEASUREMENTS WITH  
TPC-MICROMEAS**

\*F. Hivert, I. Lazaro Roche, J. B. Decitre, and S. Gaffet  
*LSBB Low noise inter-disciplinary underground research laboratory*  
*UMS3538 University of Nice, University of Avignon, CNRS, Aix Marseille University, OCA*  
*La Grande Combe*  
*84400 Rustrel, France*  
*(\*Corresponding author: hivert.fanny@lsbb.eu)*

J. Busto, J. P. Ernenwein, and J. Brunner  
*Aix Marseille Université, CNRS/IN2P3, CPPM UMR7346*  
*163 Avenue de Luminy - Case 902*  
*13288 Marseille Cedex09, France*

X. Martin  
*Géoazur*  
*UMR7329 University of Nice, CNRS, IRD, OCA*  
*250 Rue Albert Einstein*  
*Sophia Antipolis*  
*06560 Valbonne, France*

## **TEMPORAL TOMOGRAPHY OF ROCK DENSITY USING MUON MEASUREMENTS WITH TPC-MICROMEGAS**

### **ABSTRACT**

Muon tomography allows investigating the subsurface. Muons being penetrative, the attenuation of the muon flux depends on the quantity of matter the particles travel through, hence on the rock density and thickness. For the Temporal Tomography of rock Density using Muon Measurements (T2DM2) project, the muon flux measurements are performed in LSBB URL (<http://www.lsbb.eu>) in order to study the hydrogeological processes in the unsaturated area of Fontaine-de-Vaucluse karst aquifer. The suitability of the muography for this study is here numerically demonstrated. In parallel to these simulations, muon flux measurements are carried out in the LSBB galleries by means of a set of four scintillator tanks and Micromegas detectors are developed. These detectors, here described, are adapted for underground and confined spaces as well as other environments. Their performances are particularly interesting and should contribute to the expansion of muon tomography in new application fields.

### **KEYWORDS**

Muon, Tomography, Density, Underground laboratory, Micromegas

### **INTRODUCTION**

Muon tomography or muography is a method to image large volumes by measuring the absorption of cosmic ray muons. It uses, in a passive way, a natural radiation source: the muons which are charged particles produced in the atmosphere. Primary cosmic rays interact with atmospheric nuclei and produce a huge number of secondary particles, including muons. Due to their important mass compared to electrons, they are highly penetrating, reaching several hundreds of meters below the surface. Their attenuation depends on the quantity of matter they cross. That's why they are used to investigate the subsurface, muon absorption measurement allowing to estimate the in-situ density of the rock.

Georges (Georges, 1955) proposed in 1955 to use the muons in order to study the density variations caused by the overburden over an Australian tunnel. In 1970, Alvarez (Alvarez, 1970) imaged the internal structure of Chephren Pyramid thanks to this method. The muon tomography has been particularly developed for volcanology (Nagamine, 1995; Tanaka, 2007; Lesparre, 2010; Carloganu, 2013) over the last twenty years. Since the beginning of the 2010's, a growing amount of projects that proposed to use the muons in various fields get underway: the CO<sub>2</sub> storage (Kudryavtsev, 2012), the exploration of Mars (Kedar, 2013), etc.

In such a context, the T2DM2 project aims at characterizing the spatial and temporal density variations caused by hydrogeological processes. The measurements are carried out in the Low Noise Underground Laboratory of Rustrel (LSBB, France). Its galleries cover depths from 0 m to around 500 m underneath the rocks and they are located in the unsaturated area of Fontaine-de-Vaucluse karst aquifer. It is one of the most important European springs, with an extensive catchment area, mostly supplied by rainfall. Muon tomography is used here to improve the understanding of the role of the 800 m thick unsaturated area for water transfer: location and residence time.

In first place, the sensitivity of muography to density and atomic composition variations of the rock is studied. The first muon measurements in LSBB underground laboratory are underway and the contributions and constraints induced by the underground location on these measurements are here detailed. The Micromegas detectors currently developed by the T2DM2 project are then introduced. Finally, their suitability for muon tomography and capacity to be adapted for other application fields are discussed.

### MUON TOMOGRAPHY SENSITIVITY

The muon flux attenuation depends mainly on 3 parameters of the matter: the density, the atomic composition and the radiation length. For the T2DM2 study, the radiation length is kept at a constant value ( $26.54 \text{ g.cm}^{-2}$ ) because the energy lost associated to cosmic muons, at the depths assessed, lead to practically constant value (minimum ionizing particle). The sensitivity of the muography is, here, numerically estimated for the density and rock composition variations. The combination of the Gaisser model (Gaisser, 1990) which provides the muon flux at sea level, and the MUSIC code (Kudryavtsev, 2009) for the calculation of muon survival probabilities inside the rock, allows to estimate the muon flux at the desired depths. A standard rock is defined in MUSIC, its density ( $2.65 \text{ g.cm}^{-3}$ ) and its atomic composition ( $Z=11$ ,  $A=22$ ) can be changed. By rising the amount of matter (density or thickness) the muon survival probabilities fall down to 0 and highlight the critical energy needed to pass through the rock. Consequently, the integral muon flux is reduced as well. This reduction is an important limitation for muography (Figure 1). The flux variations that can be observed with reasonable statistical significance have to be studied.

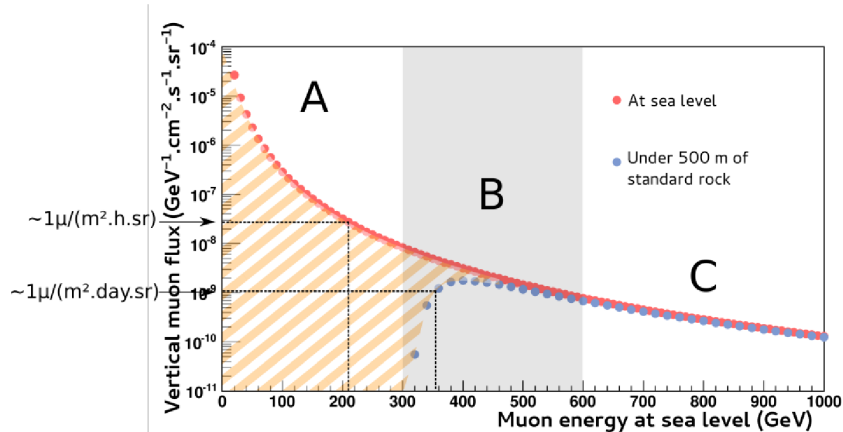


Figure 1 – Comparison of the vertical muon fluxes at sea level and at 500 m depth of standard rock. The fluxes are calculated thanks to the Gaisser model and the MUSIC code (see text for explanation). 3 areas are defined: (A) muons are stopped by 500 m of standard rock; (B) the muon flux is partly attenuated by the rock; (C) almost all the muons can reach 500 m depth of standard rock.

To study the impact of density and composition variations on muon flux, the simulations are performed to cover a period of one month. This time window is selected because it is in agreement with the duration of water storage in the unsaturated area of Fontaine-de-Vaucluse aquifer, which can range from some days to several months due to variable permeability (Garry, 2007). The detection surface is fixed to  $1 \text{ m}^2$  and the angular aperture to  $10^\circ$ .

#### Sensitivity to density variations

The sensitivity of muography to density variations is tested by varying this parameter between  $2.00 \text{ g.cm}^{-3}$  and  $2.65 \text{ g.cm}^{-3}$  (common densities for rocks). All the densities are compared to  $2.65 \text{ g.cm}^{-3}$ , the standard density defined by MUSIC code, and divided by the quadratic sum of their errors (equation 1).



$$\Delta(Flux_p) / \sigma_p = |N_{standard} - N_{\Delta\rho}| / \sqrt{(\sigma_{standard}^2 + \sigma_{\Delta\rho}^2)} \quad (1)$$

Where  $N_{standard}$  and  $N_{\Delta\rho}$  are the numbers of muons for the standard rock and the rocks with other densities respectively,  $\sigma_{standard}$  and  $\sigma_{\Delta\rho}$  are their respective errors. The density differences are presented for some percentages between 2% and 21% and for depths ranging from 0 m to 1000 m (Figure 2a). The results are compared to 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$  and 5 $\sigma$  significances. The maximum depth usable for a given soil property variation range is defined when the significance of the muon flux variations is between 3 $\sigma$  and 5 $\sigma$ . For example, density variations of about 2% can be detected with 3 $\sigma$  significance until ~ 160 m. The same significance is reachable until ~ 320 m for 4% and ~ 720 m for 10%. Density variations higher than 15% are observable down to the maximum tested depth: 1000 m.

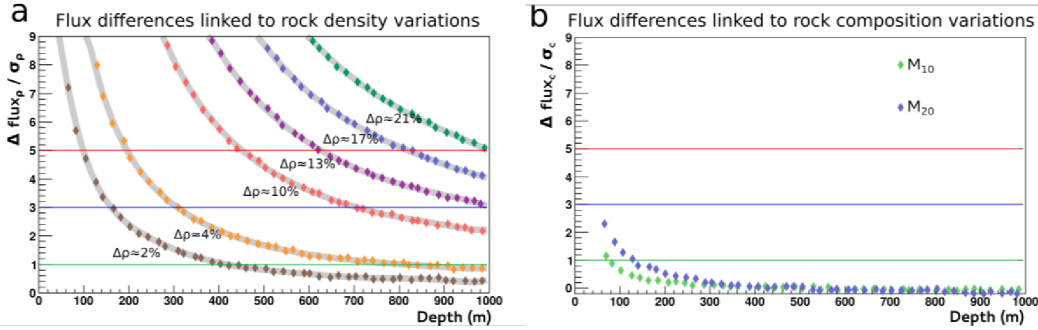


Figure 2 – Influences of density (a) and atomic composition (b) variations on the muon flux. The red, blue and green straight lines are respectively the values 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$  and 5 $\sigma$  of significance. The flux differences caused by density variations (in percentages) are fitted by the shaded curves. (b) The muon flux variations of  $M_{10}$  (10% of  $H_2O$ ) and  $M_{20}$  (20% of  $H_2O$ ) models, compared to  $M_{dry}$  (0% of  $H_2O$ ) following Equation 2 are studied with a constant density ( $2.40 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ). These muon fluxes are calculated for a duration of one month, a detection surface of  $1 \text{ m}^2$  and an angular aperture of  $10^\circ$ .

In the context of the hydrogeological application of the T2DM2 project carried out in the LSBB, these results are compared to the expected variations caused by the water storage in the unsaturated area. The porosity is ranging between 0% and 25% (Fournier, 2013) and consequently, the density variations can reach 10%. This first estimation is compatible with the results of the simulations and validate the suitability of muon tomography to study these processes.

### Sensitivity to atomic composition variations

The nature of rock atoms may also be involved in muon flux variations. The composition of the matter crossed by the muons can be modified, in MUSIC code, from the  $Z$  (atomic number) and  $A$  (mass number) mean values of the elements. Three models of rock compositions are simulated with  $Z$  and  $A$  values that reflect a dry rock and rocks with 10% ( $M_{10}$ ) and 20% ( $M_{20}$ ) of  $H_2O$ . In order to study the composition variations, the density is kept constant at  $2.40 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$  by varying the proportion of limestones and silicates of these theoretical rocks. As for the density tests, the differences between the dry rock and the rocks with 10% , 20% of  $H_2O$  are divided by the quadratic sum of their errors and compared to 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$  and 5 $\sigma$  (Equation 2).

$$\Delta(Flux_c) / \sigma_c = |N_{dry} - N_{10/20}| / \sqrt{(\sigma_{dry}^2 + \sigma_{10/20}^2)} \quad (2)$$

Where  $N_{dry}$  and  $N_{10/20}$  are the numbers of muons for the dry rock and the rocks with 10% and 20% of  $H_2O$ ,  $\sigma_{dry}$  and  $\sigma_{10/20}$  are their respective errors. No flux differences higher than 3 $\sigma$  are obtained for the rocks saturated by water at different levels (Figure 2b). Compared to the density effect, the composition influence of these rocks on muon flux is negligible in case of rocks. Muon tomography is a direct measurement of the density of these rocks. On the contrary, for high- $Z$  material, muon tomography is strongly influenced by the atomic composition which must be considered (Schultz, 2004). For such

materials, the muon flux is greatly affected by the cumulative effects of (i) the high density variation of these objects and (ii) the important role of the composition. The efficiency of muography is then increased and the measurement duration and/or the detection surface and/or the solid angle aperture can be reduced.

### MUON MEASUREMENTS IN UNDERGROUND ENVIRONMENT

The numerical simulations performed demonstrate that muon tomography depth limitations are in agreement with the thicknesses of rock below LSBB underground laboratory. It is possible to image rock volumes from 0 m up to about 1000 m. Most of the underground structures (e.g., Underground laboratories of Mont Terri (Switzerland), Mol (Belgium), Bure and Tournemire (France), motorway or railway tunnels) have access to these depths. Muography could be well applied to most of the existing underground spaces. Moreover, in underground locations the background generated by electromagnetic cosmic showers is negligible. Only muons are able to propagate through such a thickness of matter. The noise generated by so called “upward going particles” is greatly lower than on the surface as for volcanological studies (Jourde, 2013). Underground muon measurements enable to remove the atmospheric noise.

A muon flux measurement is performed in LSBB since December 2013 with four liquid scintillator tanks. The detectors are located at ~ 66 m depth. The muon detection setup is composed of four stacked detectors of 0.87 m<sup>2</sup> each. Single rates of each detector and 3 fold coincidences can be measured. Figure 3 shows the counting rate for each single detector ranging from 140 to 300 Hz, and the 3 fold coincidence rate within 40 and 50 per minute (for a maximum half angular aperture of 59°). The single rate variations up to almost 50% originate from the radon in the air surrounding the device and generating  $\gamma$  in its decay chain. As we can observe, the coincidences are not impacted by the radon radioactivity and then are a robust estimate of the genuine muon rate within the detector acceptance. However, radioactivity evolution must be followed with special attention. It can quickly increase in confined spaces and disturb measurements performed by instruments which would not exploit coincidence or reliable particle identification. At LSBB, the ventilation system allows to eliminate almost all the background caused by the radon radioactivity.

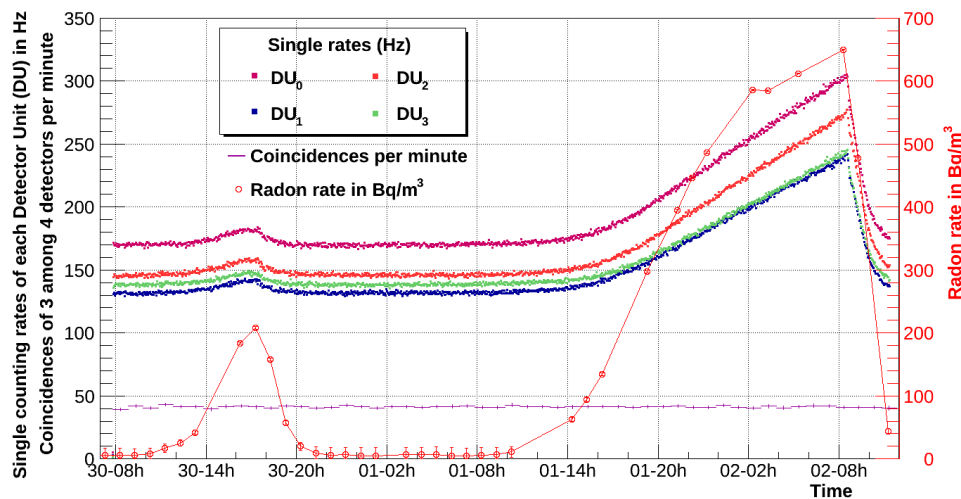


Figure 3- Single counting rates of each Detector Unit (DU) in Hz, coincidences of 3 among 4 detectors per minute and radon rate in Bq.m<sup>-3</sup>. These data illustrate the particle flux measurements performed in LSBB galleries from September, 30th 2014 to October, 2nd 2014. The single rates vary up to almost 50% whilst the coincidence rate is constant over the time. The single rate variations can be attributed to the radon radioactivity.

For T2DM2 project, we are developing a Micromegas based gaseous detector for muography. Two of the main conditions to operate these kind of detectors in underground site are: a small size and a not harmful gas. A description of the Micromegas telescopes with respect to these underground conditions is presented.

## DEVELOPMENT OF TELESCOPES BASED ON MICROMEAS DETECTORS

MICRO MESH Gaseous Structure (Micromegas) are gaseous detectors that quantify the charged particles that pass through them. These detection systems have been introduced in 1996 (Giomataris, 1996) to be used in experimental physics. They are adapted to image large volumes from cosmic ray muons and thereby become a new instrument in various geological fields or other disciplines (Lázaro, 2014).

### Principle

Micromegas detectors, and gaseous detectors in general, are based on the detection of the electrons produced during the gas ionization by the muons (Figure 4). The recent inputs includes resistive tracks which protect from the sparks and reduce the discharge current: it's the bulk Micromegas (Giomataris, 2005). The gaseous volume of the detector is divided into two parts: the conversion and drift area and the amplification gap. By propagating into the space of conversion and drift (5 cm of thickness), the muons ionize the gas and produce electrons. These electrons drift toward the mesh thanks to an electric field of around 0.6-1 kV/cm. The second part, the amplification gap, below the mesh, is a thin space of 128  $\mu\text{m}$  with a higher electric field on the order of 50-70 kV/cm. By entering in this area, electrons are accelerated up to an energy that allows them to ionize the gas and thus, the signal is amplified. The electrons are collected in the resistive tracks under which are the X and Y readout tracks. These two layers, X and Y, are superimposed and separated by insulating material.

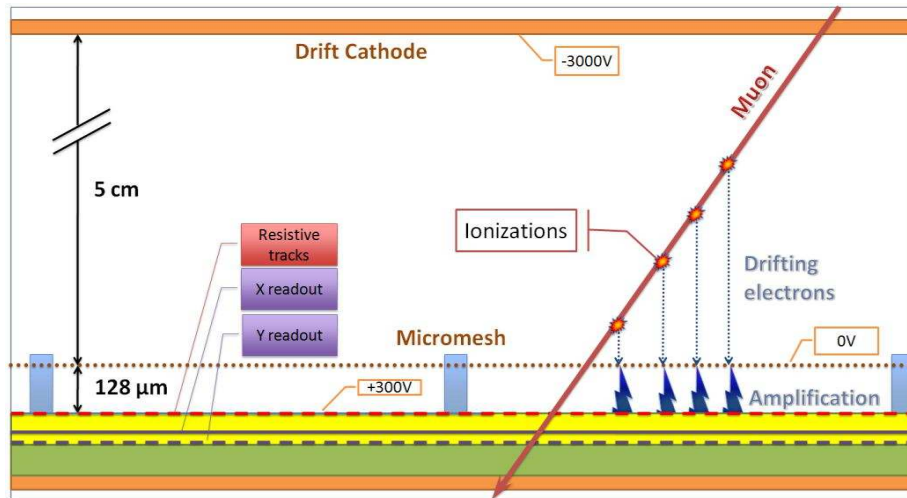


Figure 4 - Schematic section of the muon telescope showing the gas ionization and signal collection. From Lázaro, 2014

From the data acquired on both X and Y axis the muons that cross the detector may be counted and located. But one of the most important input of this detection system, coupled to a Time Projection Chamber (TPC), is that the trajectory of the particle can be reconstructed. In fact, due to the proportionality between the drift length and the drift time, by cross-checking the information on the location and the arrival time of each electrons the muon trajectory can be calculated. This configuration withdraws the noise produced by fake tracks when several detectors are needed to reconstruct the particle trajectory. It happens

when several particles interact at the same time with all the detection plans. In such a case, the noise can be reduced by adding plans but it also increases the cost.

The Micromegas detectors provide very high spatial and angular resolutions respectively around 12  $\mu\text{m}$  and 0.3 mrad and multi-track accuracy of 500  $\mu\text{m}$ . The time resolution is approximately few ns (Giomataris, 1999).

### **A strong adaptability**

The gas employed is principally composed of argon, isobutane and  $\text{CO}_2$  and it has been chosen, among others, for being harmless. That makes it suitable for demanding locations such as: underground, confined or others. Besides, the reasonable dimensions of the detector (130 cm x 80 cm x 15 cm including the aluminium box to protect it) and its weight ( $\sim 15$  kg) make it an easily transportable and not cumbersome instrument. The Scalable Readout System (SRS) (Martoiu, 2013) associated is developed by CERN RD51 collaboration. This multichannel readout system have been designed to be easily transportable and modular as the Micromegas telescopes.

The telescope is able to run individually, in a self-triggered mode when the signal is picked up from its micromesh. The trigger can also be generated by other detectors. That will be the case, in a first time, for the Micromegas calibration. Four liquid scintillator tanks, calibrated and with coincidence detection, acquire the muon flux data since December 2013 in LSBB URL galleries. These detectors will be used to originate the event trigger in order to characterize the Micromegas detectors. The efficiency of Micromegas, which depends on several internal parameters as the gas or the electric field, can reach more than 98%.

## **DISCUSSION**

In the T2DM2 project, the muon tomography is applied for hydrogeological studies. But this method have yet been used in various fields and since a few years there is a growing interest and a multiplication of the projects around this tool, in geology and in other areas. The feasibility is, here, demonstrated for standard rocks where the muon tomography is a direct measure of the density and the atomic composition of the matter is not significantly involved. In case of high-Z materials, as heavy metals for example, muography allows to locate them from their density but also from their atomic composition. In such a case, the duration of the investigation and/or the detection surface could be reduced.

The Micromegas detectors developed for the T2DM2 project are perfectly suitable for underground environments and can as well be used in other spaces. Moreover, these telescopes are easily transportable, robust and low cost ( $< 20$  k€). They should contribute to the development and the expansion of muon tomography to other disciplines.

Muon tomography is particularly useful to perform temporal monitoring and image distant zones with detectors that operate in an autonomous way and without requiring human presence. It should be involved in a growing amount of fields, such as risk management (landslides, water monitoring...), research of resources, etc. Besides, muon tomography may be used in complement to standard geophysical methods (e.g., seismic imaging, electric prospection or gravimetry) through coupled inversions.

## **CONCLUSION**

Muon tomography is a method to do densitometric imaging of large volumes. Small spatial and temporal density variations ( $\sim 2\%$  -  $\sim 10\%$ ) can be determined with a reasonable significances. These values are in agreement with the expected density variations due to the hydrogeological processes in the LSBB. For classical rocks, the density is directly measured. While for high-Z materials, the density and the atomic composition influence the muon flux and must be both taken into account. In this last case, the efficiency of the muography could be increased and thus, the measurement conditions (duration, detection

---

surface and angular aperture) may be optimized. In parallel to this simulations, Micromegas detectors are being developed. They are robust, easily transportable, relatively inexpensive and they will provide the high resolutions needed to image the geological objects. They are suitable for underground measurements and in other environments.

Muon tomography has yet been used in several fields (archeology, volcanology, etc). The multiplication of the projects and the inputs of the new detection systems as Micromegas should open up new horizons for this method benefiting from a growing interest since few years ago.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

The authors gratefully acknowledge the LSBB URL team and the Antares group of the CPPM for their both contributions either on the simulations and on the detection systems. RD51 collaboration of the CERN and the CEA-IRFU for their work on Micromegas detectors development. This work is supported by the MAIF Foundation, European fund for regional development (FEDER), CNRS-INSU, Nice University and LSBB URL.

#### REFERENCES

- Alvarez, L.W., Anderson, J.A., El Bedwe, F., Burkhard, J., Fakhry, A., Girgis, A., Goneid, A., Hassan, F., Iverson, D., Lynch, G., Miligy, Z., Moussa, A.H., Sharkawi, M. & Yazolino, L. (1970). Search for hidden chambers in pyramids. *Science*, 167, 832-839. doi: 10.1126/science.167.3919.832
- Carloganu, C., Niess, V., Bene, S., Busato, E., Dupieux, P., Fehr, F., Gay, P., Miallier, D., Vulpescu, B., Boivin, P., Combaret, C., Labazuy, P., Laktineh, I., Lenat, J.F., Mirabito, L. & Portal, A. (2013). Towards a muon radiography of the Puy de Dôme. *Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, 2, 55-60. doi: 10.5194/gi-2-55-2013
- Fournier, F., Leonide, P., Biscarrat, K., Gallois, A., Borgomano, J. & Foubert, A. (2013). Elastic properties of microporous cemented grainstones. *Geophysics*, 76, E211-E226. doi: 10.1190/geo2011-0047.1
- Gaisser, T. (1990) *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press, Cambridge
- Garry, B. (2007) Thèse de doctorat, Université d'Avignon et des Pays du Vaucluse, Avignon
- George, E.P. (1955). Cosmic rays measure overburden of tunnel. *Commonwealth Engineer*, 455-457
- Giomataris, Y., Rebourgeard, Ph., Robert, J.P. & Charpak, G. (1996). MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle flux environments. *Nucl. Instr. Meth.*, A376, 29-35
- Giomataris, I. (1999). MICROMEGAS: results and prospects. *ICFA Instrumentation Bulletin*
- Giomataris, I., De Oliveira, R., Andriamonje, S., Aune, S., Charpak, G., Colas, P., Giganon, A., Rebourgeard, Ph. & Salin, P. (2005). Micromegas in a bulk.
- Jourde, K., Gibert, D., Marteau, J., d'Ars de Bremond, J., Gardien, S., Girerd, C., Ianigro, J.C. & Carbone, D. (2013). Experimental detection of upward going cosmic particles and consequences for correction of density radiography of volcanoes. *Geophys. Res. Lett.*, 40, 6334-6339. doi: 10.1002/2013GL058357
- Kedar, S., Tanaka, H.K.M., Naudet, C.J., Jones, C.E., Plaut, J.P. & Webb, F.H. (2013). Muon radiography for exploration of Mars geology. *Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, 2, 157-164. doi: 10.5194/gi-2-157-2013

- Kudryavtsev, V. (2009). Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics. *Computer Physics Communications*, 180, 339-346
- Kudryavtsev, V., Spooner, N., Gluyas, J., Fung, C. & Coleman, M. (2012). Monitoring subsurface CO<sub>2</sub> emplacement and security of storage using muon tomography. *International journal of greenhouse gas control*, 11, 21-24. doi: 10.1016/j.ijggc.2012.07.023
- Lázaro, I., Hivert, F., Decitre, J.B., De Oliveira, R., Pizzirusso, O., Muller, H., Jeanneau, F., Giomataris, I. & Gaffet, S. (2014). Muon telescope based on Micromegas detectors: from design to data acquisition. *I-DUST conference, Rustrel, France*. <http://dx.doi.org/10.1051/e3sconf/20140401002>
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Declais, Y., Carbone, D. & Galichet, E. (2010). Geophysical muon imaging: feasibility and limits. *Geophys. J. Int.*, 183, 1348-1361. doi: 10.1111/j.1365-246X.2010.04790.x
- Martoiu, S., Muller, H., Tarazona, A. & Toledo, J. (2013). Development of the scalable readout system for micro-pattern gas detector and other applications. *Journal of Instrumentation*, 8, C03015. doi: 10.1088/1748-0221/8/03/C03015
- Nagamine, K., Iwasaki, M., Shimomura, K. & Ishida, K. (1995). Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic-eruption prediction. *Nuclear instruments and method in physics research section A*, 604, 738-746. doi: 10.1016/0168-9002(94)01169-9
- Schultz, L.J., Borozdin, K.N., Gomez, J.J., Hogan, G.E., McGill, J.A., Morris, C.L., Priedhorsky, W.C., Saunders, A. & Teasdale, M.E. (2004). Image reconstruction and material Z discrimination via cosmic ray muon radiography. *Nuclear instruments and method in physics research section A*, 519, 687-694.
- Tanaka, H.K.M., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Takeo, M., Oikawa, J., Ohminato, T., Aoki, Y., Koyama, E., Tsuji, H. & Niwa, K. (2007). High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography: The density structure below the volcanic crater floor of Mt. Asama, Japan. *Earth and Planetary Science Letters*, 263, 104-113. doi: 10.1016/j.epsl.2007.09.001



# Références

- Aglietta, M. et al. (1998). Muon ‘Depth intensity’ relation measured by LVD underground experiment and cosmic ray muon spectrum at sea level. *Phys. Rev. D*.
- Aguilar, M. et al. (2013). First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 141102. DOI :10.1103/PhysRevLett.110.141102.
- Alfvén, H., Richtmyer, R. D. & Teller, E. (1949). On the Origin of Cosmic Rays. *Phys. Rev.*, **75**, 892–893. DOI :10.1103/PhysRev.75.892.2.
- Alvarez, L. & Compton, A. H. (1933). A positively charged component of cosmic rays. *Phys. Rev.*, **43**, 835–836. DOI :10.1103/PhysRev.43.835.
- Alvarez, L. W., Anderson, J. A., Bedwei, F. E., Burkhard, J., Fakhry, A., Girgis, A., Gonneid, A., Hassan, F., Iverson, D., Lynch, G., Miligy, Z., Moussa, A. H., Mohammed & Yazolino, L. (1970). Search for hidden chambers in pyramids. *Science*, **167**, 832–839. DOI :10.1126/science.167.3919.832.
- Ambrosi, G., Ambrosino, F., Battiston, R., Bross, A., Callier, S., Cassese, F., Castellini, G., Ciaranfi, R., Cozzolino, F., D’Alessandro, R., de La Taille, C., Iacobucci, G. & Marotta, A. (2011). The MU-RAY project : Volcano radiography with cosmic-ray muons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **628**, 120–123. DOI :10.1016/j.nima.2010.06.299.
- Ambrosio, M. et al. (1997). Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO. *Astropart. Phys.*, **7**, 109–124. DOI :10.1016/S0927-6505(97)00011-X.
- Anastasio, A. et al. (2013). The MU-RAY detector for muon radiography of volcanoes. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, **732**, 423–426. DOI :10.1016/j.nima.2013.05.159.
- Andreyev, Y., Chudakov, A., Kozyarivsky, V., Poddubny, V., Tulupova, T. & Voevodsky, A. (1990). Season and Daily Variations of the Intensity of Muons with  $E_\mu \geq 220$  GeV. In *21st International Cosmic Ray Conference (ICRC 1990)*, Adelaide, Volume 7, pp. 88.
- Andreyev, Y., Chudakov, A., Kozyarivsky, V., Tulupova, T., Voevodsky, A. & Zakidyshev, V. (1987). Atmospheric Temperature Effect on Cosmic Ray Intensity Variation Observed at 850 HG/CM\*\*2 Depth. In *20th International Cosmic Ray Conference (ICRC 1987)*, Moscow, Volume 4, pp. 270.
- Antcheva, I. et al. (2009). {ROOT} - A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Computer Physics Communications*, **180**, 2499–2512. DOI :10.1016/j.cpc.2009.08.005.
- Auger, P. (1939). Extensive cosmic-ray showers. *Reviews of Modern Physics*, **11**, 288–291. DOI :10.1103/RevModPhys.11.288.
- Avan, L. & Avan, M. (1955). Intensité et distribution angulaire de la composante pénétrante du rayonnement cosmique sous le sol. *Comptes Rendus hebdomadaires des séances de l’Académie des Sciences*, **241**, 1122–1124.



- Baade, W. & Zwicky, F. (1934). Cosmic rays from super-novae. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, **20**, 259–263. DOI :10.1073/pnas.20.5.259.
- Barbouti, A. & Rastin, B. (1983). A study of the absolute intensity of muons at sea level and under various thicknesses of absorber. *Journal of Physics G : Nuclear Physics*, **9**, 1577. DOI :10.1088/0305-4616/9/12/018.
- Barrett, P., Bollinger, L., Cocconi, G., Eisenberg, Y. & Greisen, K. (1952). Interpretation of Cosmic-Ray Measurements Far Underground. *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 133–178. DOI :10.1103/RevModPhys.24.133.
- Barrett, P., Cocconi, G., Eisenberg, Y. & Greisen, K. (1954). Atmospheric Temperature Effect for Mesons Far Underground. *Phys. Rev.*, **95**, 1573–1575. DOI :10.1103/PhysRev.95.1573.
- Batiot, C., Emblanch, C. & Blavoux, B. (2003). Carbone Organique Total (COT) et Magnésium (Mg<sup>2+</sup>) : deux traceurs complémentaires du temps de séjour dans l'aquifère karstique. *C.R. Géosciences*, **335**, 205–214.
- Bedjidian, M., Belkadhi, K., Boudry, V., Combaret, C., Decotigny, D., Gil, E. C., de la Taille, C., Dellanegra, R., Gapienko, V. A., Grenier, G., Jauffret, C., Kieffer, R., Fouz, M. C., Han, R., Laktineh, I., Lumb, N., Manai, K., Mannai, S., Mathez, H. & Mirabito, L. (2011). Performance of Glass Resistive Plate Chambers for a high-granularity semi-digital calorimeter. *Journal of Instrumentation*, **6**, 1–14.
- Benton, C. J., Smith, N. D., Quillin, S. J. & Steer, C. A. (2012). Most probable trajectory of a muon in a scattering medium, when input and output trajectories are known. *Nuclear instruments and methods in physics research section A-accelerators spectrometers detectors and associated equipment*, **693**, 154–159. DOI :10.1016/j.nima.2012.07.008.
- Bergamasco, L., Piazzoli, B. D. & Picchi, P. (1971). Muon intensities underground ((50 :4300)m w.e) and the S. L. energy spectrum. *Nuovo Cimento*, **4B**, 59–67.
- Beringer, J. et al. (2012). *Review of particle Physics*, Volume 86. Phys.Rev. D.
- Berkova, M., Yanke, V., Dorman, L., Petkov, V., Kostyuk, M., Novoseltseva, R., Novoseltsev, Y., Striganov, P. & Boliev, M. (2013). Atmospheric Variations as observed by the BUST. Barometric Effect. *Proc. of the 33rd International Cosmic Ray Conference*.
- Bethe, H. (1930). Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, **397**, 325–400. DOI :10.1002/andp.19303970303.
- Bethe, H. & Heitler, W. (1934). On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proceedings of the Royal Society of London Series A-Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, **146**, 83–112. DOI :10.1098/rspa.1934.0140.
- Bethe, H. A. (1953). Molière's Theory of Multiple Scattering. *Phys. Rev.*, **89**, 1256–1266. DOI :10.1103/PhysRev.89.1256.
- Bhattacharyya, D. (1978). Effect of solar modulation on the low energy sea level muon spectrum near the geomagnetic equator. *Aust. J. Phys.*, **31**, 451–453.
- Blondel, T. (2008). *Traçage spatial et temporel des eaux souterraines dans les hydrosystèmes karstiques par les matières organiques dissoutes : expérimentation et application sur les sites du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) de Rustrel - Pays d'Apt et de Fontaine de Vaucluse*. Thèse de doctorat, Université d'Avignon et des Pays de Vaucluse, 186 pp.
- Bogdanova, L. N., Gavrilov, M. G., Kornoukhov, V. N. & Starostin, A. S. (2006). Cosmic muon flux at shallow depths underground. *Physics of Atomic Nuclei*, **69**, 1293–1298. DOI :10.1134/S1063778806080047.
- Borozdin, K., Hogan, G., Morris, C., Priedhorsky, W., Saunders, A., Schultz, L. & Teasdale, M. (2003). Surveillance : Radiographic imaging with cosmic-ray muons. *Nature*, **422**, 277.

- DOI :10.1038/422277a.
- Bowen, I., Millikan, R. & Neher, H. (1933). New high-altitude study of cosmic-ray bands and a new determination of their total energy content. *Phys. Rev.*, **44**, 246–252. DOI :10.1103/PhysRev.44.246.
- Bugaev, E. V., Misaki, A., Naumov, V. A., Sinegovskaya, T. S., Sinegovsky, S. I. & Takahashi, N. (1998). Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater. *Physical Review D*, **58**, 1–27. DOI :10.1103/PhysRevD.58.054001.
- Carbone, D., Gibert, D., Marteau, J., Diamant, M., Zuccarello, L. & Galichet, E. (2014). An experiment of muon radiography at Mt Etna (Italy). *Geophysical Journal International*, **196**, 633–643.
- Carloganu, C. (2013, 7). Muography in France.
- Carloganu, C., Niess, V., Bene, S., Busato, E., Dupieux, P., Fehr, F., Gay, P., Miallier, D., Vulpescu, B., Boivin, P., Combaret, C., Labazuy, P., Laktineh, I., Lenat, J. F., Mirabito, L. & Portal, A. (2013). Towards a muon radiography of the Puy de Dôme. *Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, **2**, 55–60. DOI :10.5194/gi-2-55-2013.
- Carrière, S. (2014). *Etude hydrogéophysique de la structure et du fonctionnement de la zone non saturée du karst*. Thèse de doctorat, Université d’Avignon et des Pays de Vaucluse, 217 pp.
- Castagnoli, C., Marco, A. D., Longhetto, A. & Penengo, P. (1965). Measurements on the cosmic radiation intensity in the Mont Blanc tunnel. *Il Nuovo Cimento Series 10*, **35**, 969–976. DOI :10.1007/BF02735517.
- Castagnoli, G. & Dodero, M. (1967). Temperature effect of the muon component underground and pion attenuation length. *Il Nuovo Cimento B Series 10*, **51**, 525–534. DOI :10.1007/BF02712070.
- Charmoille, A. (2005). *Traçage hydrochimiques des interactions hydrauliques et mécaniques entre les volumes perméables et peu perméables au sein des aquifères fracturés carbonatés*. Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 320 pp.
- Charpak, G., Bouclier, R., Bressani, T., Favier, J. & Zupancic, C. (1968). The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *Nuclear Instruments and Methods*, **62**, 262–268. DOI :10.1016/0029-554X(68)90371-6.
- Chudakov, Y. A. A., Kozyarivsky, V., Poddubny, V. & Tulupova, T. (1991). Season Behaviour of the Amplitude of Daily Muon Intensity with Energy >220 GeV. In *22nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 1991), Dublin*, Volume 3, pp. 693.
- Clay, J. (1927). Penetrating radiation. *Proceedings of the Amsterdam Academy of Sciences*, **30**, 1115–1127.
- Cognard-Plancq, A., Gevaudan, C. & Emblanch, C. (2006). Historical monthly rainfall-runoff database on Fontaine de Vaucluse karst system. *review and lessons Paper presented at the Karst,cambio climatico y aguas submediterraneas, Malaga*.
- Compton, A. (1933). A Geographic Study of Cosmic Rays. *Phys. Rev.*, **43**, 387–403. DOI :10.1103/PhysRev.43.387.
- Coulomb, C. A. (1785). Troisième mémoire sur l’ électricité et le magnétisme. *Mémoires de l’Académie des Sciences*, 612–638.
- Curie, M. (1898). Rayons émis par les composés de l’uranium et du thorium. *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences*, **126**, 1101–1103.
- Cutler, D. & Groom, D. (1981). Meteorological effects in cosmic ray muon production. In *17th International Cosmic Ray Conference (ICRC 1981), Paris*, Volume 4, pp. 290–293.

- Dar, A. (1983). Atmospheric Neutrinos, Astrophysical Neutrons, and Proton-Decay Experiments. *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 227–230. DOI :10.1103/PhysRevLett.51.227.
- Deville, S. (2013). *Caractérisation de la zone non saturée des karsts par la gravimétrie et l'hydrogéologie*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 241 pp.
- Dorman, L. (1972). *Meteorological effects of cosmic ray*. Nauka, Moscow.
- Dorman, L. (2004). *Cosmic rays in the earth's atmosphere and underground*. Kluwer Academic Publishers.
- Elster, J. & Geitel, H. (1900). On electricity dissipation in air. *Annalen der Physik*, **2**, 425–446.
- Emblanch, C. (1997). *Les équilibres chimiques et isotopiques du carbone dans les aquifères karstiques : étude en région méditerranéenne de montagne*. Thèse de doctorat, Université d'Avignon et des Pays de Vaucluse, 198 pp.
- Fedynitch, A., Tjus, J. B. & Desiati, P. (2013). Influence of hadronic interaction models and the cosmic ray spectrum on the high-energy atmospheric muon and neutrino flux. *EPJ Web of Conferences*, **52**, 09003. DOI :10.1051/epjconf/20125209003.
- Fenton, A., Jacklyn, R. & Taylor, R. (1961). Cosmic ray observations at 42 m w.e. underground at Hobart, Tasmania. *Il Nuovo Cimento*, **22**, 285–295. DOI :10.1007/BF02783019.
- Fermi, E. (1949). On the Origin of Cosmic Radiation. *Phys. Rev.*, **75**, 1169–1174. DOI :10.1103/PhysRev.75.1169.
- Fournier, F., Leonide, P., Biscarrat, K., Gallois, A., Borgomano, J. & Foubert, A. (2011). Elastic properties of microporous cemented grainstones. *Geophysics*, **76**, E211–E226. DOI :10.1190/geo2011-0047.1.
- Gaisser, T. (1990). *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Garry, B. (2007). *Etude des processus d'écoulement de la zone non saturée pour la modélisation des aquifères karstiques. Expérimentation hydrodynamique et hydrochimique sur les sites du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) de Rustrel et de Fontaine de Vaucluse*. Thèse de doctorat, Université d'Avignon et des Pays de Vaucluse, 216 pp.
- Geiger, H. & Müller, W. (1928). Elektronenzählrohr zur Messung schwächster Aktivitäten. *Naturwissenschaften*, **16**, 617–618. DOI :10.1007/BF01494093.
- George, E. P. (1955). Cosmic rays measure overburden of tunnel. *Commonwealth Engineer*, 455–457.
- Gilboy, W., Jenneson, P., Simons, S., Stanley, S. & Rhodes, D. (2007). Muon radiography of large industrial structures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **263**, 317–319. DOI :10.1016/j.nimb.2007.04.122.
- Giomataris, I. (1999). MICROMEGAS : results and prospects. *ICFA Instrumentation Bulletin*.
- Giomataris, Y., Rebourgeard, P., Robert, J. P. & Charpak, G. (1996). MICROMEGAS : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle flux environments. *Nuclear Instruments and Methods*, **A376**, 29–35.
- Grashorn, E. (2007). Observation of Seasonal Variations with the MINOS Far Detector. *Proc. of the 30th International Cosmic Ray Conference*.
- Grieder, P. (2001). *Cosmic rays at Earth Researcher's Reference Manual and Data Book*. Elsevier.
- Groom, D., Mokhov, N. & Striganov, S. (2001). Muon stopping power and range tables 10 MeV–100 TeV. *Atomic data and nuclear data tables*, **78**, 183–356. DOI :10.1006/adnd.2001.0861.
- Group, U. M. M. (2004). A detector for muon tomography. Technical report, University of Texas at Austin.
- Grupen, C. & Shwartz, B. (2011). *Particle Detectors 2nd edition*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology.

- Hagmann, C., Lange, D. & Wright, D. (2012). Monte Carlo Simulation of Proton-induced Cosmic-ray Cascades in the Atmosphere.
- Hanlon, W. (2008). *The energy spectrum of ultra high energy cosmic rays measured by the high resolution fly's eye observatory in stereoscopic mode*. Phd thesis, University of Utah, 333 pp.
- Hebbeker, T. & Timmermans, C. (2002). A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level. *Astropart. Phys.*, **18**, 107–127.
- Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G. & Thouw, T. (1998). *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe (Germany).
- Hess, V. (1912). Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei Sieben Freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, **13**, 1084–1091.
- Highland, V. (1975). Some practical remarks on multiple scattering. *Nuclear Instruments and Methods*, **129**, 497–499. DOI :10.1016/0029-554X(75)90743-0.
- Humble, J., Fenton, A., Fenton, K. & Lyons, P. (1979). Variations in Atmospheric Coefficients for Underground Cosmic-Ray Detectors. In *16th International Cosmic Ray Conference (ICRC 1979), Kyoto*, Volume 4, pp. 258.
- J., V. et al. (2010). Physics and astrophysics with gamma-ray telescopes. *Nucl. Phys. B*, 1–7.
- Johnson, T. (1933). The azimuthal asymmetry of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, **43**, 834–835. DOI :10.1103/PhysRev.43.834.
- Jourde, K., Gibert, D., Marteau, J., d'Ars de Bremond, J., Gardien, S., Girerd, C., Ianigro, J. & Carbone, D. (2013). Experimental detection of upward going cosmic particles and consequences for correction of density radiography of volcanoes. *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 6334–6339. DOI :10.1002/2013GL058357.
- Kedar, S., Tanaka, H. K. M., Naudet, C. J., Jones, C. E., Plaut, J. P. & Webb, F. H. (2013). Muon radiography for exploration of Mars geology. *Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, **2**, 157–164. DOI :10.5194/gi-2-157-2013.
- Klebesadel, R., Strong, I. & Olson, R. (1973). Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin. *Ap.J.*, **182**, L85.
- Krishnaswamy, M., Menon, M., Narasimham, V., Kawakarai, S., Kino, S. & Miyake, S. (1968). *Phys. Lett.*, **27B**, 535.
- Kudryavtsev, V. (2009). Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics. *Computer Physics Communications*, **180**, 339–346.
- Kudryavtsev, V., Spooner, N., Gluyas, J., Fung, C. & Coleman, M. (2012). Monitoring subsurface CO<sub>2</sub> emplacement and security of storage using muon tomography. *International journal of greenhouse gas control*, **11**, 21–24. DOI :10.1016/j.ijggc.2012.07.023.
- Leenhardt, F. (1883). *Etude géologique de la région du Mont Ventoux*. G. Masson, Paris et C. Coulet, Montpellier.
- Leprince-Ringuet, L. & Auger, P. (1934). Etude par la méthode des coïncidences de la variation du rayonnement cosmique suivant la latitude. *J. Phys. Radium*, **5**, 193–198. DOI :10.1051/jphysrad :0193400505019300.
- Lesparre, N. (2011). *Mise au point d'une méthode de tomographie utilisant les muons d'origine cosmique. Applications au laboratoire souterrain du Mont Terri et au volcan de la Soufrière de Guadeloupe*. Ph. D. thesis, Thèse de l'Institut de Physique du Globe de Paris.
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Komorowski, J. C., Nicollin, F. & Coutant, O. (2012). Density muon radiography of La Soufriere of Guadeloupe volcano : comparison with geo-

- logical, electrical resistivity and gravity data. *Geophysical Journal International*, **190**, 1008–1019. DOI :10.1111/j.1365-246X.2012.05546.x.
- Lesparre, N., Marteau, J., Declais, Y., Gibert, D., Carlus, B., Nicollin, F. & Kergosien, B. (2012). Design and Operation of a Field Telescope for Cosmic Ray Geophysical Tomography. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, **1**, 33–42. DOI :10.5194/gi-1-33-2012.
- Lynch, G. R. & Dahl, O. I. (1991). Approximations to multiple Coulomb scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **58**, 6–10. DOI :10.1016/0168-583X(91)95671-Y.
- Lázaro, I., Hivert, F., Decitre, J., Oliveira, R. D., Pizzirusso, O., Muller, H., Jeanneau, F., Giomataris, I. & Gaffet, S. (2014). Muon telescope based on Micromegas detectors : From design to data acquisition. *E3S Web of Conferences*, **4**, 01002. DOI :10.1051/e3sconf/20140401002.
- Masse, J. (1972). Structures cryptalgaires libres dans un complexe carbonaté de plate-forme : les calcaires urgoniens (Barrémien) de Provence (Sud-Est de la France). In *Geological Congress, Montreal*, Volume 7, pp. 572–585.
- Matsuno, S., Kajino, F., Kawashima, Y., Kitamura, T., Mitsui, K., Muraki, Y., Ohashi, Y., Okada, A., Suda, T., Minorikawa, Y., Kobayakawa, K., Kamiya, Y., Nakamura, I. & Takahashi, T. (1984). Cosmic-ray muon spectrum up to 20 TeV at 89° zenith angle. *Physical Review D*, **29**, 1–23. DOI :10.1103/PhysRevD.29.1.
- Menon, M. & Murthy, P. R. (1967). Cosmic ray intensities deep underground. *Progr. in Cosmic Ray and Elementary Particles Phys. North Holland, Amsterdam*, **9**, 161–243.
- Millikan, R. (1933). Sur les rayons cosmiques. *Annales de l'institut Henri Poincaré*, **3**, 447–464.
- Minato, S. (1988). Feasibility of Cosmic-Ray Radiography : A Case Study of a Temple Gate as a Testpiece. *Materials Evaluation*, **46**, 1468–1470.
- Miyadera, H., Borozdin, K., Greene, S., Lukić, Z., Masuda, K., Milner, E., Morris, C. & Perry, J. (2013). Imaging Fukushima Daiichi reactors with muons. *AIP Advances*, **3**, 052133–1–052133–7. DOI :10.1063/1.4808210.
- Molière, G. (1947). Theorie Der Streuung Schneller Geladener Teilchen .1. *Zeitschrift Fur Naturforschung Section A-A Journal of Physical Sciences*, **2**, 133–145.
- Molière, G. (1948). Theorie Der Streuung Schneller Geladener Teilchen-II Mehrfachstreuung Und Vielfachstreuung. *Zeitschrift Fur Naturforschung Section A-A Journal of Physical Sciences*, **3**, 78–97.
- Nagamine, K., Iwasaki, M., Shimomura, K. & Ishida, K. (1995). Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic-eruption prediction. *Nuclear instruments and methods in physics research section A-accelerators spectrometers detectors and associated equipment*, **356**, 585–595. DOI :10.1016/0168-9002(94)01169-9.
- Neddermeyer, S. & Anderson, C. (1937). Note on the Nature of Cosmic Ray Particles. *Phys. Rev.*, **51**, 884–886. DOI :10.1103/PhysRev.51.884.
- Neddermeyer, S. & Anderson, C. (1938). Cosmic-ray particles of intermediate mass. *Phys. Rev.*, **54**, 88–89. DOI :10.1103/PhysRev.54.88.2.
- Nishiyama, R., Tanaka, Y., Okubo, S., Oshima, H., Tanaka, H. K. M. & Maekawa, T. (2014). Integrated processing of muon radiography and gravity anomaly data toward the realization of high-resolution 3-D density structural analysis of volcanoes ; case study of Showa-Shinzan lava dome, Usu, Japan. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **119**, 699–710. DOI :10.1002/2013JB010234.

- Nowikowski, F. (2014). Mexico's great pyramid under threat of collapse. *New Scientist*, **221**, 13–. DOI :10.1016/S0262-4079(14)60466-8.
- Osprey, S., Barnett, J., Smith, J., Adamson, P., Andreopoulos, C., Arms, K. E., Armstrong, R., Auty, D. J., Ayres, D. S., Baller, B., Barnes, P. D., Barr, G. D., Barrett, W. L., Becker, B. R., Belias, A., Bernstein, R. H., Bhattacharya, D., Bishai, M., Blake, A. & Bock, G. J. (2009). Sudden stratospheric warmings seen in MINOS deep underground muon data. *Geophysical Research Letters*, **36**.
- Pacini, D. (1912). La radiazione penetrante alla superficie ed in seno alle acque. *Il Nuovo Cimento*, **3**, 93–100. DOI :10.1007/BF02957440.
- Perineau, A. (2013). *Caractérisation du fonctionnement de la zone non saturée des aquifères karstiques - Approche directe par études hydrodynamiques et hydrochimiques sur le Bassin de Recherche, d'Expérimentation et d'Observation de Fontaine de Vaucluse - Laboratoire Souterrain à Bas Bruit de Rustrel - Pays d'Apt*. Thèse de doctorat, Université d'Avignon et des Pays de Vaucluse, 223 pp.
- Perineau, A., Danquigny, C., Emblanch, C., di Borgo, E. P., Boyer, D. & Poupeney, J. (2011). Hydrodynamic organisation of the flows in the unsaturated zone of the Fontaine de Vaucluse karst system. First results. I-Dust Conference 2010, Apt, France, pp. 01001–p.2–01001–p.12. DOI :10.1051/idust/201101001.
- Perry, J., Azzouz, M., Bacon, J., Borozdin, K., Chen, E., Fabritius, J., Milner, E., Miyadera, H., Morris, C., Roybal, J., Wang, Z., Busch, B., Carpenter, K., Hecht, A., Masuda, K., Spore, C., Toleman, N., Aberle, D. & Lukić, Z. (2013). Imaging a nuclear reactor using cosmic ray muons. *Journal of Applied Physics*, **113**, 184909–1–184909–9. DOI :10.1063/1.4804660.
- Pesente, S., Vanini, S., Benettoni, M., Bonomi, G., Calvini, P., Checchia, P., Conti, E., Gonella, F., Nebbia, G., Squarcia, S., Viesti, G., Zenoni, A. & Zumerle, G. (2009). First results on material identification and imaging with a large-volume muon tomography prototype. *Nuclear instruments and methods in physics research section A-accelerators spectrometers detectors and associated equipment*, **604**, 738–746. DOI :10.1016/j.nima.2009.03.017.
- Portal, A., Labazuy, P., Lénat, J. F., Béné, S., Boivin, P., Busato, E., Cârloganu, C., Combarret, C., Dupieux, P., Fehr, F., Gay, P., Laktineh, I., Miallier, D., Mirabito, L., Niess, V. & Vulpescu, B. (2013). Inner structure of the Puy de Dôme volcano : cross-comparison of geophysical models (ERT, gravimetry, muon imaging). *Geoscientific Instrumentation, Methods Data Systems*, **2**, 47–54. DOI :10.5194/gi-2-47-2013.
- Puig, J. (1987). *Le système karstique de la Fontaine de Vaucluse*. Thèse de doctorat, Université d'Avignon et des Pays de Vaucluse, 208 pp.
- Regener, E. (1933). The energy flow of the cosmic radiation. *Zeitschrift Fur Physik*, **80**, 666–669. DOI :10.1007/BF01335703.
- Reichenbacher, J. (2007). Calculation of the Underground Muon Intensity Crouch Curve from a Parameterization of the Flux at Surface. In *30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007)*, Mexico, Volume 5, pp. 1241–1244.
- Ridky, J., Nosek, D., Travnicek, P. & Necesal, P. (2007). Prompt muons in extended air showers. In *30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007)*, Mexico, Volume 4, pp. 605–608.
- Röntgen, W. C. (1896). On a New Kind of Rays. *Science*, **3**, 227–231.
- Rossi, B. (1930). On the magnetic deflection of cosmic rays. *Phys. Rev.*, **36**, 606. DOI :10.1103/PhysRev.36.606.
- Rossi, B. (1933). Uber die Eigenschaften der durchdringenden Korpuskularstrahlung in Meeressniveau. *Zeitschrift fur Physik*, **82**, 151.

- Rossi, B. (1934a). Directional Measurements on the Cosmic Rays Near the Geomagnetic Equator. *Phys. Rev.*, **45**, 212–214. DOI :10.1103/PhysRev.45.212.
- Rossi, B. (1934b). Misure sulla distribuzione angolare di intensita della radiazione penetrante all Asmara . *Supplemento a la Ricerca Scientifica*, **1**, 579–.
- Sagisaka, S. (1986). Atmospheric Effects on Cosmic-Ray Muon Intensities at Deep Underground Depths. *Nuovo Cimento*, **9**, 809–828.
- Schultz, L. (2003). *Cosmic ray muon radiography*. Phd thesis, Portland State University, 171 pp.
- Schultz, L., Borozdin, K., Gomez, J., Hogan, G., McGill, J., Morris, C., Priedhorsky, W., Saunders, A. & Sagisaka, M. T. (2004). Image reconstruction and material Z discrimination via cosmic ray muon radiography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **519**, 687–694. DOI :10.1016/j.nima.2003.11.035.
- Shekhtman, L. (2002). Micro-pattern gaseous detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **494**, 128–141. DOI :10.1016/S0168-9002(02)01456-0.
- Sherman, N. (1954). Atmospheric Temperature Effect for  $\mu$  Mesons Observed at a Depth of 846 m.w.e. *Phys. Rev.*, **93**. DOI :10.1103/PhysRev.93.208.
- Smart, P. & Friedrich, H. (1986). Water movement and storage in the unsaturated zone of a maturely karstified aquifer, Mendip Hills, England. In *Proceedings of the Conference on Environmental Problems in Karst Terrains and their Solution, Bowling Green, Kentucky*, pp. 57–87.
- Srikantan, B. & Naranan, S. (1952). Cosmic rays underground. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences*, **36**, 97–117.
- Stockel, C. (1969). A study of muons deep underground. I. Angular distribution and vertical intensity. *Journal of Physics*, **2**, 639–649.
- Strolin, P. (2013). Volcanoes and muons. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, **237-238**. DOI :10.1016/j.nuclphysbps.2013.04.129.
- Taira, H. & Tanaka, H. (2010). A potential space- and power-effective muon sensor module for imaging a volcano. *Earth, Planets and Space*, **62**, 179–186. DOI :10.5047/eps.2009.06.005.
- Tanaka, H., Miyajima, H., Kusagaya, T., Taketa, A., Uchida, T. & Tanaka, M. (2011). Cosmic muon imaging of hidden seismic fault zones : Rainwater permeation into the mechanical fractured zones in Itoigawa-Shizuoka Tectonic Line, Japan. *Earth and Planetary Science Letters*, **306**, 156–162. DOI :10.1016/j.epsl.2011.03.036.
- Tanaka, H., Nagamine, K., Kawamura, N., Nakamura, S. N., Ishida, K. & Shimomura, K. (2001). Development of the cosmic-ray muon detection system for probing internal-structure of a volcano. *Hyperfine Interactions*, **138**, 521–526. DOI :10.1023/A :1020843100008.
- Tanaka, H., Nagamine, K., Kawamura, N., Nakamura, S. N., Ishida, K. & Shimomura, K. (2003). Development of a two-fold segmented detection system for near horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a volcano. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, **507**, 657–669. DOI :10.1016/S0168-9002(03)01372-X.
- Tanaka, H., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J. & Niwa, K. (2007). Development of an emulsion imaging system for cosmic-ray muon radiography to explore the internal structure of a volcano, Mt. Asama. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **575**, 489–497. DOI :10.1016/j.nima.2007.02.104.
- Tanaka, H. K. M. & Muraoka, H. (2013). Interpreting muon radiographic data in a fault zone : possible application to geothermal reservoir detection and monitoring. *Geoscientific*

- Instrumentation, Methods and Data Systems*, **2**, 145–150. DOI :10.5194/gi-2-145-2013.
- Tanaka, H. K. M., Nagamine, K., Nakamura, S. N. & Ishida, K. (2005). Radiographic measurements of the internal structure of Mt. West Iwate with near-horizontal cosmic-ray muons and future developments. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, **555**, 164–172. DOI :10.1016/j.nima.2005.08.099.
- Tanaka, H. K. M., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Takeo, M., Oikawa, J., Ohminato, T., Aoki, Y., Koyama, E., Tsuji, H. & Niwa, K. (2007). High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography : The density structure below the volcanic crater floor of Mt. Asama, Japan. *Earth and Planetary Science Letters*, **263**, 104–113. DOI :10.1016/j.epsl.2007.09.001.
- Tanaka, H. K. M., Uchida, T., Tanaka, M., Shinohara, H. & Taira, H. (2009). Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit : Degassing process of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan. *Geophysical Research Letters*, **36**, L01304.1–L01304.5. DOI :10.1029/2008GL036451.
- Tanaka, H. K. M., Uchida, T., Tanaka, M., Shinohara, H. & Taira, H. (2010). Development of a portable assembly-type cosmic-ray muon module for measuring the density structure of a column of magma. *Earth, Planets and Space*, **62**, 119–129. DOI :10.5047/eps.2009.06.003.
- Tang, A., Horton-Smith, G., Kudryavtsev, V. A. & Tonazzo, A. (2006). Muon simulations for Super-Kamiokande, KamLAND and CHOOZ. *Phys.Rev. D*, **74**, 053007. DOI :10.1103/PhysRevD.74.053007.
- Tilav, S., Desiati, P., Kuwabara, T., Rocco, D., Rothmaier, F., Simmons, M. & Wissing, H. (2009). Atmospheric Variations as observed by IceCube. *Proc. of the 31st International Cosmic Ray Conference*, 4pp.
- Tolkacheva, N., Bogdanov, A., Dmitrieva, A., Kokoulin, R. & Shutenko, V. (2011). Atmospheric Effects in the Intensity of Cosmic Ray Muon Bundles. *Bulletin of the Russian Academy of Science. Physics*, **75**, 377–380. DOI :10.3103/S1062873811030439.
- Wang, J. G. (2003). RPC performance at KLM/BELLE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **508**, 133–136. DOI :10.1016/S0168-9002(03)01335-4.
- Wilson, C. T. R. (1901). On the ionisation of atmospheric air. *Proceedings of the Royal Society of London*, **68**, 151–161. DOI :10.1098/rspl.1901.0032.
- Wilson, C. T. R. (1911). On a Method of Making Visible the Paths of Ionising Particles through a Gas. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **85**, 285–288. DOI :10.1098/rspa.1911.0041.
- Wilson, C. T. R. (1912). On an Expansion Apparatus for Making Visible the Tracks of Ionising Particles in Gases and Some Results Obtained by Its Use. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **87**, 277–292. DOI :10.1098/rspa.1912.0081.
- Wulf, T. (1910). Observations on the radiation of high diffusion capacity on the Eiffel Tower. *Physikalische Zeitschrift*, **11**, 811–813.





# Liste des figures

1.1	Départ de V. F. Hess pour ces mesures sur les radiations à bord d'un ballon.	13
1.2	(a) Carte des stations d'observation des rayons cosmiques pour les mesures menées par Compton à l'échelle mondiale, d'après Compton (1933); (b) Variations du rayonnement cosmique en fonction de la latitude, d'après Leprince-Ringuet & Auger (1934)	14
1.3	Formation des gerbes atmosphériques à partir de l'interaction des rayons cosmiques primaires avec les noyaux atmosphériques. Certaines particules telles que les kaons, par exemple, ne sont pas représentées sur cette figure. Modifié à partir d'une image du CERN	16
1.4	Réflexion d'une particule cosmique. L'énergie de la particule augmente lors des collisions frontales (a) tandis qu'elle est réduite au cours des collisions de dépassement (b), d'après Fermi (1949)	17
1.5	Spectre en énergie des rayons cosmiques à partir des données de différentes expériences, d'après Hanlon (2008)	19
1.6	Cliché d'un muon pris en 1938 illustrant le passage d'un muon dans une chambre à brouillard. Un écran de verre et un cylindre de cuivre se trouvent au centre de la chambre. Le muon entre dans la chambre à brouillard au niveau de la partie supérieure de la figure. Sa trajectoire, discontinue et presque rectiligne, indique peu d'interactions et donc une énergie importante de la particule. Suite à son passage au travers la matière, au centre de la chambre, la trajectoire de la particule présente un rayon de courbure plus marqué car elle est davantage affectée par le champ magnétique qui règne dans la chambre. Le muon a donc perdu de l'énergie en traversant l'écran, modifié d'après Neddermeyer & Anderson (1938)	20
2.1	(a) Principe d'atténuation des muons dans la matière. (b) Principe de diffusion des muons dans la matière	26
2.2	(a) Pyramide de Khéops avec une structure interne complexe. (b) Pyramide de Khéphren qui présente une structure interne très simple avec la chambre de Belzoni dans la partie centrale de la pyramide où ont été placés les détecteurs à muons, d'après Alvarez <i>et al.</i> (1970)	27
2.3	(a) Flux de muons mesurés en fonction de l'angle zénithal ( $\theta$ ) et l'angle azimutal ( $\phi$ ) pour des coupures à 20% et 30% des taux d'évènement les plus rares (100% étant le point où le taux d'évènement est maximum); (b) Photographie du Mt. Tsukuba. La position des détecteurs est indiquée par une flèche blanche en bas au centre de la photographie. D'après Nagamine <i>et al.</i> (1995)	28

2.4	Radiographie muon du Mt. Asama, Japon. La partie concave de couleur vert-jaune, au sommet du volcan est associée à une diminution du flux de muons par rapport au reste du volcan (bleu) et correspond à la position du cratère. Cette image a été réalisée avant l'éruption de 2004 qui a affectée ce volcan. D'après Tanaka <i>et al.</i> (2003) . . . . .	29
2.5	Comparaisons des évolutions des flux de muons et des précipitations. Les muons en provenance du ciel et de la zone de faille sont représentés sur cette figure pour différentes ouvertures angulaires par rapport à l'horizontale (0 mrad étant l'horizontal). D'après Tanaka <i>et al.</i> (2011) . . . . .	30
2.6	Structures d'effondrements gravitaires présentes sur les flancs de Arsia-Mons. Ces structures sont une cible prioritaire pour la radiographie muonique sur Mars puisqu'elles pourraient être un environnement favorable à l'activité biologique. CTX image, MSSS/JPL/NASA; 7.8° S, 240.6° E. D'après Kedar <i>et al.</i> (2013) . . . . .	32
2.7	(En haut) (a) Représentation de trois cubes en tungstène (noir), fer (gris foncé) et carbone (gris clair) dans un volume et (b) résultats des simulations de la radiographie muons de ces trois objets. (En bas) Résultats expérimentaux des radiographies muons d'un serre-joint en acier (a) et des lettres "LANL" composées de fer (b). D'après Schultz <i>et al.</i> (2004) . . . . .	33
2.8	Schéma d'un dispositif de détection composé de deux films à émulsions entourés de plaques absorbantes en fer (SUS), d'après Tanaka <i>et al.</i> (2007).	37
2.9	Vue schématique de deux plans de scintillateurs utilisés pour déterminer la trajectoire de la particule sur le volcan de la Soufrière, d'après Lesparre <i>et al.</i> (2012). . . . .	38
2.10	(a) Vue schématique d'une section de GRPC, modifié d'après Bedjidian <i>et al.</i> (2011). (b) Photographie du dispositif de détection, composé de quatre GRPCs, utilisé dans le cadre du projet TOMUVOL, d'après Carloganu (2013). . . . .	40
2.11	(À gauche) Schéma et principe de fonctionnement des Micromegas. L'ionisation du gaz, l'amplification et la collecte du signal lors du passage d'un muon dans le détecteur sont illustrés, d'après Lázaro <i>et al.</i> (2014). (À droite) Photographie d'une camera MUST <sup>2</sup> , d'après Lázaro <i>et al.</i> (2014). . . . .	41
3.1	Pouvoir d'arrêt des muons dans le cuivre en fonction de leur impulsion $p$ . La courbe solide correspond au pouvoir d'arrêt total tandis que les courbes pointillées renseignent sur les contributions respectives des différents processus de perte d'énergie, d'après Beringer <i>et al.</i> (2012). . . . .	49
3.2	Flux de muons au niveau de la mer en fonction de leur énergie pour différents angles zénithaux (0°, 20°, 40° et 60°). . . . .	52
3.3	Flux de muons au niveau de la mer en fonction de $1/\cos\theta$ (proportionnel à l'épaisseur d'atmosphère traversée) pour différentes énergies des muons au niveau de la mer : 100 GeV, 200 GeV, 400 GeV, 600 GeV, 800 GeV et 1000 GeV. . . . .	53

3.4	(À gauche) Flux de muons au niveau de la mer en fonction de leur énergie pour différents angles zénithaux ( $0^\circ$ , $20^\circ$ , $40^\circ$ et $60^\circ$ ). (À droite) Flux de muons au niveau de la mer en fonction de $1/\cos\theta$ (proportionnel à l'épaisseur d'atmosphère traversée) pour différentes valeurs d'énergie des muons au niveau de la mer : 10 GeV, 20 GeV, 30 GeV, 40 GeV et 50 GeV. . . . .	54
3.5	Probabilités de survie des muons en fonction de leur énergie $E_\mu$ (au niveau de la mer) pour différentes profondeurs de roche traversée (250m, 500m, 750m, 1km et 2km). . . . .	56
3.6	Énergies minimales $E_{min}$ des muons en fonction de la profondeur de roche standard traversée. Ces énergies minimales correspondent à une probabilité de survie des muons proche de $0\pm 0.001$ . Il est considéré qu'aucun muons ne peut être observé à des énergies inférieures. . . . .	56
3.7	Flux de muons verticaux en fonction de leur énergie au niveau de la mer $E_\mu$ à 200 m et 500 m de profondeur de roche standard. . . . .	57
3.8	Signification statistique des différences de flux associées aux variations de densité $\Delta\rho$ . Les droites horizontales rouge, bleu et verte décrivent les valeurs $1\sigma$ , $3\sigma$ et $5\sigma$ . Les flux de muons calculés correspondent à une durée de 1 mois, sur une surface de $1\text{ m}^2$ et une ouverture angulaire de $10^\circ$ . . . . .	60
3.9	Signification statistique des différences de flux associées aux variations de composition de la roche. Les flux de muons correspondant aux modèles $M_{10}$ et $M_{20}$ sont chacun comparés à ceux obtenus avec $M_{dry}$ . Les seuils horizontaux rouge, bleu et verte décrivent les valeurs $1\sigma$ , $3\sigma$ et $5\sigma$ . Les flux de muons calculés correspondent à une durée de 1 mois, sur une surface de $1\text{ m}^2$ et une ouverture angulaire de $10^\circ$ . . . . .	61
3.10	Probabilités de survie des muons en fonction de leur énergie initiale et de la profondeur de roche standard traversée ( $\rho=2.65$ , $Z=11$ et $A=22$ ). . . . .	62
3.11	Signification statistique des différences de flux associées aux variations de densité (en haut) et de composition (en bas) de la roche. Les flux de muons sont calculés à partir de tables densifiées à faibles profondeurs et correspondent à une durée de 1 mois, sur une surface de $1\text{ m}^2$ et une ouverture angulaire de $10^\circ$ . . . . .	63
3.12	Flux de muons en fonction de l'opacité de roche traversée. Le flux théorique est calculé à partir de l'équation de Barbouti & Rastin (Barbouti & Rastin, 1983). Les données expérimentales sont extraites d'une compilation de travaux sur différents massifs et à partir de systèmes de détections divers (Grieder, 2001). Le flux simulé est représenté par les points rouges et son ajustement par le trait rouge. . . . .	66
3.13	Durées minimales d'acquisition pour observer des variations de densité de $+2\%$ , $+4\%$ , $+6\%$ , $+8\%$ , $+10\%$ et $+15\%$ avec des significations de $3\sigma$ (en haut) et $5\sigma$ (en bas). Les durées correspondent à une surface de détection de $1\text{ m}^2$ et une ouverture angulaire de $10^\circ$ . . . . .	67
3.14	Flux de muons en fonction de l'opacité de roche traversée. Le flux total est comparé aux flux affectés par des coupures à 50 GeV et 100 GeV sur l'énergie des muons lorsqu'ils atteignent la profondeur $E_{\mu fin}$ . . . . .	69

3.15	Durées minimales d'acquisition pour observer des variations de densité de +2%, +4%, +6%, +8%, +10% et + 15% avec des significations de $3\sigma$ (à gauche) et $5\sigma$ (à droite). Des coupures sur les particules dont l'énergie en profondeur est supérieur à 50 GeV (en haut) et 100 GeV (en bas) sont représentées. Les durées correspondent à une surface de détection de $1\text{ m}^2$ et une ouverture angulaire de $10^\circ$ . . . . .	71
3.16	Flux de muons en fonction de l'opacité de roche traversée. Le flux total est comparé aux flux affectés par des coupures à 400 GeV et 700 GeV sur l'énergie des muons au niveau de la mer $E_\mu$ . . . . .	72
3.17	Durées minimales d'acquisition pour observer des variations de densité de +2%, +4%, +6%, +8%, +10% et + 15% avec des significations de $3\sigma$ (à gauche) et $5\sigma$ (à droite). Des coupures sur les particules dont l'énergie au niveau de la mer est supérieur à 400 GeV (en haut) et 700 GeV (en bas) sont représentées. Les durées correspondent à une surface de détection de $1\text{ m}^2$ et une ouverture angulaire de $10^\circ$ . . . . .	73
4.1	Schéma du principe de diffusion des muons dans la matière. . . . .	80
4.2	Évolution de la dispersion des muons sur x et y en profondeur pour différentes profondeurs de roche traversée et énergies des muons. La répartition des muons suit une distribution gaussienne. Les écarts types $\sigma_{1D}$ de ces gaussiennes sont reportés pour chacune des configurations. . . . .	80
4.3	Évolution de la dispersion des muons de 520 GeV à 200 m de profondeur pour différentes densités de roche $2.00\text{ g.cm}^{-3}$ , $2.65\text{ g.cm}^{-3}$ et $3.00\text{ g.cm}^{-3}$ . La répartition des muons suit une distribution gaussienne. Les écarts types $\sigma_{1D}$ de ces gaussiennes sont reportés pour chaque densité. . . . .	81
4.4	Distribution des angles de diffusion des muons (en radians) pour différentes profondeurs de roche standard. . . . .	82
4.5	Détermination des coordonnées de la zone d'étude en surface, vue en coupe verticale. . . . .	83
4.6	Détermination des coordonnées des muons en profondeur sans considérer les processus de diffusion. . . . .	85
4.7	Application des distances de diffusion des muons en profondeur. . . . .	86
4.8	Correction appliquée pour l'acceptation des muons sur la surface de détection. . . . .	86
5.1	Photographie de l'intérieur de l'un des détecteurs. Les principaux éléments le composant sont identifiés. La cuve remplie de liquide scintillant (huile + PPO + POPOP) et entourée d'aluminium puis d'un film noir étirable. Le photomultiplicateur au centre est entouré d'un bouchon de PVC afin d'assurer sa fixation et la base y est connectée au niveau de sa partie supérieure. Les connecteurs et le potentiomètre responsables de l'alimentation et de son contrôle sont présents sur l'une des faces de la boîte en aluminium. L'énergie est ensuite transmise par les câbles colorés qui rejoignent la base. La transmission du signal de la base vers la carte d'acquisition se fait à partir du câble noir, puis d'un connecteur BNC. . . . .	108

5.2	Photographie (à gauche) et schéma (à droite) d'un photomultiplicateur connecté à sa base. Les différentes étapes de la détection, la transformation, l'accélération, l'amplification et la transmission du signal sont détaillées sur le schéma. Chaque scintillateur possède un PM et une base comme ceux présentés ici. . . . .	109
5.3	Photographie (à gauche) et schéma (à droite) du système de détection composé de quatre scintillateurs liquides, $DU_0$ , $DU_1$ , $DU_2$ et $DU_3$ , alignés verticalement. Chaque scintillateur a une surface de détection d'environ $0.87 \text{ m}^2$ et est entouré par une boîte en aluminium d'un peu plus de 1 m de côté et d'une vingtaine de cm de hauteur. Les distances qui séparent les scintillateurs les uns des autres sont différentes, comme indiqué sur le schéma. . . . .	109
5.4	Variations des flux de particules, détectés sur au moins deux scintillateurs, avec les différents seuils de détection testés : entre 25 mV et 60 mV. Le flux sont présentés pour quatre couples de scintillateurs et normalisés (divisés par leur valeur moyenne sur toute la durée des tests). Les modifications du seuil sont identifiées par des alternances de zones blanches et de zones en pointillés marrons. . . . .	111
5.5	Schéma du principe des coïncidences fortuites sur le dispositif de détection utilisé. . . . .	112
5.6	Schéma des signaux en sortie des PM des scintillateurs. Le "Rising Edge" (RE) est le temps auquel le signal passe au-dessus du seuil de détection, le "Falling Edge" (FE) est le temps auquel il passe au-dessous de ce même seuil et le "Time Over Threshold" (TOT) est le temps pendant lequel le signal est au-dessus du seuil. Deux signaux sont enregistrés en coïncidences s'ils sont compris intégralement dans la fenêtre de coïncidence. . . . .	113
5.7	Plan du LSBB sur lequel sont localisées les galeries : la galerie principale en vert, la Galerie des Gaz Brulés (GGB) en violet et la Galerie Anti-Souffle (GAS) en marron ainsi que les différents points de mesures représentés par des étoiles : $X_{entrée}$ , $X_{-1}$ , $X_0$ , $X_1$ , $X_2$ , $X_3$ , $X_{200m}$ et $X_{500m}$ . . . . .	114
5.8	Chronologie de la localisation du système de détection. Les dates indiquées correspondent aux déplacements des scintillateurs d'un point à un autre. Chaque position testée est identifiée par une coloration spécifique. . . . .	115
5.9	(En haut) Taux de comptage individuels (en Hz) et nombre de coïncidences par seconde mesurés au CPPM entre le 21 octobre et le 4 novembre 2013 avec un seuil de détection fixé à 60 mV. (En bas) Taux de comptage individuels (en Hz) et nombre de coïncidences par seconde mesurés au LSBB entre le 13 et le 23 novembre 2013. Le seuil de détection est dans un premier temps fixé à 60 mV, comme au CPPM, puis il varie entre 15 mV et 60 mV. Les modifications du seuil sont identifiées par des alternances de zones blanches et de zones en pointillés marrons. . . . .	117
5.10	Évolution des taux de comptage individuels entre le 1 <sup>er</sup> janvier et le 29 février 2014. Les périodes hachurées en rouge correspondent aux pannes des détecteurs $DU_1$ et $DU_3$ . Les zones hachurées en vert sont liées à des arrêts de l'acquisition indépendants de l'état des scintillateurs (coupures électriques, coupures du réseau, etc). . . . .	119

5.11	Évolution temporelle du nombre de coïncidences (en Hz) détectées par les scintillateurs, de la température au point $X_0$ (en°C) (à l'intérieure de la galerie) et de la température extérieure (en°C) (données transmises par l'Observatoire Sirène) sur la période du 24 février au 18 août 2014. Les coïncidences sont intégrées sur 24 heures et représentées en nombre par minute. . . . .	120
5.12	Comparaison des évolutions temporelles du nombre de coïncidences et de la température intérieure au niveau du détecteur (point $X_0$ ) sur la période du 24 février au 18 août 2014. Les deux paramètres étudiés sont intégrés sur 24 heures et divisés par leurs valeurs moyennes sur chacune des périodes considérées afin d'être normalisés. . . . .	121
5.13	Évolution des taux de comptage individuels des détecteurs $DU_0$ , $DU_1$ , $DU_2$ et $DU_3$ et comparaison avec les températures à l'intérieur et à l'extérieur des galeries du LSBB et avec le nombre de coïncidences sur la période du 6 au 17 avril 2014. La température extérieure (en°C) est mesurée toute les minutes tandis que les taux de comptage individuels (en Hz) et la température intérieure (en°C) sont moyennés sur environ 2 minutes. Les coïncidences sont intégrées sur 24 heures et représentées par minute. . . . .	122
5.14	(À gauche) Photographie du radonmètre utilisé pour la comparaison avec les données acquises sur les scintillateurs. (À droite) Comparaison de l'évolution des taux de comptage individuels des scintillateurs (en Hz) avec celle des taux de radon (en Bq/m <sup>3</sup> ) au cours d'une période d'arrêt du système de ventilation des galeries du LSBB (Du 30 septembre au 2 octobre 2014). Les coïncidences sont intégrées sur une heure puis divisées pour être présentées en nombre de coïncidences par minute sur le graphique. . . . .	124
5.15	(À gauche) Évolution des durées des signaux (en ns) enregistrés sur chaque détecteur ( $DU_0$ , $DU_1$ , $DU_2$ et $DU_3$ ) entre décembre 2013 et mars 2015. Le gradient de couleur reflète la proportion de signaux. (À droite) Répartition statistique de la durée du signal (en ns) sur chacun des détecteurs. . . . .	126
5.16	(À gauche) Évolution des différences/retards dans les temps d'arrivée des signaux sur deux détecteurs (en ns), pour les quatre couples de scintillateurs choisis, entre décembre 2013 et mars 2015. Le gradient de couleur reflète la proportion de signaux. (À droite) Répartition statistique du retard dans la génération du signal entre le premier et le second détecteur touché (en ns). . . . .	128
5.17	Évolution des taux de comptage individuels normalisés des détecteurs $DU_0$ , $DU_1$ , $DU_2$ et $DU_3$ entre décembre 2013 et mars 2015. . . . .	130
6.1	(À gauche) Localisation du village du Rustrel, où se situe le LSBB. (À droite) Photographie de la galerie principale du LSBB (photographie tirée du site <a href="http://www.lsbbeu">http://www.lsbbeu</a> ). . . . .	138
6.2	Coupe lithostratigraphique des formations rencontrées dans la zone d'étude, d'après Carrière (2014), modifié d'après Puig (1987)). . . . .	139
6.3	Contexte géologique et hydrogéologique et localisation du LSBB, d'après Blondel (2008). . . . .	140
6.4	Schéma des différentes zones et des écoulements en système karstique. D'après Charmoille (2005) (modifié d'après Smart & Friedrich (1986)) . . . . .	142

6.5	Répartition des points d'écoulements et de la fracturation de surface dans les galeries du LSBB. D'après Perineau <i>et al.</i> (2011) . . . . .	143
6.6	Évolution du nombre de muons par heure, enregistrés sur les quatre scintillateurs, entre juillet et novembre 2014 au point $X_0$ . Le flux est intégré sur 24 heures. . . . .	145
6.7	Nombre de muons détectés par heure, en coïncidence sur les quatre scintillateurs, aux points $X_0$ , $X_1$ , $X_2$ et $X_3$ dans la galerie principale du LSBB. Le flux de muons est intégré sur 24 heures et présenté par heure. . . . .	146
6.8	Nombre de muons détectés par heure, en coïncidence sur $DU_1$ , $DU_2$ et $DU_3$ , aux points $X_0$ , $X_1$ , $X_2$ et $X_3$ dans la galerie principale du LSBB. Les flux de muons sont intégrés sur 24 heures et présentés par heure. . . . .	147
6.9	Nombre de muons détectés par jour, en coïncidence sur les quatre scintillateurs, aux points $X_{200m}$ (graphique en haut) et $X_{500m}$ (graphique en bas) dans les galeries du LSBB. . . . .	149
6.10	Schéma du principe d'acceptance angulaire des muons sur les scintillateurs.	150
6.11	Flux de muons par heure en fonction de la profondeur de roche traversée. Les points rouges correspondent aux données expérimentales aux différents points de mesures et la courbe d'ajustement est présentée en bleu. . . . .	151
6.12	Flux de muons par heure en fonction de la profondeur de roche traversée. Les points rouges correspondent aux données expérimentales aux points $X_0$ , $X_1$ , $X_2$ et $X_3$ et la courbe d'ajustement est présentée en bleu. . . . .	152
6.13	Surface effective de détection du dispositif en fonction de l'angle d'incidence des muons. . . . .	152
6.14	Variations relatives de la densité de protons dans les vents solaires et du flux de muons détectés au LSBB sur les quatre scintillateurs, au point $X_0$ entre février et août 2014. La densité de protons dans les vents solaires est tirée des données de l'expérience ACE ( <a href="http://www.srl.caltech.edu/ACE/">http://www.srl.caltech.edu/ACE/</a> ). 155	155
6.15	Évolution des flux de muons, détectés par $DU_0$ , $DU_1$ , $DU_2$ et $DU_3$ , et de la pression atmosphérique normalisés. . . . .	156
6.16	Corrélations entre les variations des flux de muons observés au LSBB sur les quatre scintillateurs et les variations de la pression de surface (données transmises par l'Observatoire Sirène). Les valeurs du $\chi^2/ndf$ , du coefficient de corrélation ( $R$ ) et du coefficient barométrique $\beta$ associés à ces données sont présentées dans l'encadré. . . . .	157
6.17	Coefficients barométriques théoriques et expérimentaux. Les courbes définissent les coefficients barométriques calculés pour des pression atmosphériques de 1013 mb (solides) et 600 mb (pointillés). Les marqueurs correspondent aux résultats expérimentaux obtenus sur différents détecteurs : points 0 à 14 (Sagisaka, 1986), 15 à 20 (Berkova <i>et al.</i> , 2013), 21 à 27 (Dorman, 1972) et 28 (Tolkacheva <i>et al.</i> , 2011). La valeur du coefficient barométrique obtenu au LSBB est reportée sur ce graphique (étoile) pour une énergie minimale des muons équivalente à $\approx 60$ m de roche avec une densité de $1.9 \text{ g.cm}^{-3}$ . Figure modifiée d'après Berkova <i>et al.</i> (2013). . . . .	158



6.18	(À gauche) Évolution des flux de muons et de la pression atmosphérique normalisés. (À droite) Corrélations entre les variations des flux de muons et les variations de la pression atmosphérique. Détermination des valeurs du $\chi^2/ndf$ , du coefficient de corrélation ( $R$ ) et du coefficient barométrique $\beta$ associés à ces données dans les encadrés pour les différentes combinaisons de détecteurs : $DU_0+DU_1+DU_3$ en haut, puis $DU_0+DU_2+DU_3$ , $DU_0+DU_1+DU_2$ et enfin en bas $DU_1+DU_2+DU_3$ . . . . .	160
6.19	Coefficients de température en fonction de la profondeur en équivalent eau (m.w.e). La courbe correspond à l'approximation analytique du coefficient $\alpha_T$ (Ambrosio et al., 1997). Les coefficients déterminés sur d'autres expériences sont identifiés par des marqueurs : Baksan (Andreyev <i>et al.</i> , 1987; Andreyev <i>et al.</i> , 1990; Chudakov <i>et al.</i> , 1991), Barrett (Barrett <i>et al.</i> , 1952; Barrett <i>et al.</i> , 1954), Hobart (Fenton <i>et al.</i> , 1961), MACRO (Ambrosio et al., 1997), Poatina (Humble <i>et al.</i> , 1979), Sherman (Sherman, 1954), Torino (Castagnoli & Doderò, 1967) et Utah (Cutler & Groom, 1981). La profondeur (en m.w.e) équivalente à celle au point $X_0$ , pour une densité de roche de $1.9 \text{ g.cm}^{-3}$ , est définie par la droite colorée en rouge. Modifié d'après Ambrosio et al. (1997). . . . .	162
6.20	Évolution des flux de muons par jour, corrigés de l'influence de la pression atmosphérique, sur la période de février 2014 à août 2014 (en haut) et entre novembre 2014 et mars 2015 (en bas). Les précipitations sont issues des données transmises par l'Observatoire Sirène, les points rouges correspondant aux jours sans données. . . . .	164
6.21	Évolution des flux de muons par jour, corrigés de l'influence de la pression atmosphérique, sur la période de février 2014 à août 2014 (à gauche) et entre novembre 2014 et mars 2015 (à droite). Les différentes combinaisons de détecteurs sont présentées comme suit : $DU_0+DU_1+DU_3$ en haut, puis $DU_0+DU_2+DU_3$ , $DU_0+DU_1+DU_2$ et enfin en bas $DU_1+DU_2+DU_3$ . Les précipitations sont issues des données transmises par l'Observatoire Sirène. . . . .	165
A.1	(À gauche) Photographie des petits scintillateurs liquides ( $du_1$ et $du_2$ ) sur le scintillateur $DU_0$ . Sur cette photographie, les détecteurs sont superposés alors que lors des expériences, ils sont placés sur les différents points de mesures $p_0, p_1, p_2, p_3, p_4$ et $p_5$ pour mesurer les particules en coïncidence. Ces points sont identifiés sur le schéma (à droite). . . . .	171
B.1	Extrait de la table standard générée à partir du code MUSIC (Kudryavtsev, 2009). . . . .	173

# Liste des tableaux

3.1	Proportions de chaque élément composant les trois modèles de composition de roche et la fraction en masse de tous les atomes. . . . .	60
3.2	Valeurs des paramètres de l'équation 3.16, utilisées pour approcher le flux total, le flux pour lequel $E_{\mu fin}$ est inférieure à 50 GeV et le flux pour lequel $E_{\mu fin}$ est inférieure à 100 GeV, estimés à partir des simulations. . . . .	69
5.1	Proportions de RE et FE multiples dans le signal avec un seuil à 15 mV et un seuil à 40 mV sur chacun des scintillateurs ( $DU_0$ , $DU_1$ , $DU_2$ et $DU_3$ ). . . . .	118
5.2	Proportion (en %) de RE et FE multiples dans le signal. L'évolution de la quantité de signaux dégradés est suivi sur toute la durée de l'expérience, de novembre 2013 à mars 2015 et sur chacun des scintillateurs ( $DU_0$ , $DU_1$ , $DU_2$ et $DU_3$ ). . . . .	125
5.3	Flux de muons moyens par heure avant et après l'augmentation brutale du taux de comptage individuel de $DU_2$ du 4 août 2014. Les flux sont moyennés sur les quelques jours précédents et suivants l'augmentation brutale et sont présentés en nombre de muons par heure. Les muons étant reconstruits à partir de coïncidences triples au minimum, toutes les combinaisons de détecteurs possibles sont ici représentées. Le détecteur $DU_2$ n'intervenant pas dans la dernière combinaison ( $DU_0+DU_1+DU_3$ ), celle-ci est utilisée comme témoin. . . . .	131
5.4	Flux de muons moyens par heure avant et après l'augmentation brutale du taux de comptage individuel de $DU_2$ du 26 septembre 2014. Les flux sont moyennés sur les quelques jours précédents et suivants l'augmentation brutale et sont présentés en nombre de muons par heure. Les muons étant reconstruits à partir de coïncidences triples au minimum, toutes les combinaisons de détecteurs possibles sont ici représentées. Le détecteur $DU_2$ n'intervenant pas dans la dernière combinaison ( $DU_0+DU_1+DU_3$ ), celle-ci est utilisée comme témoin. . . . .	132
6.1	Flux moyen de muons par heure enregistrés en coïncidence sur les quatre détecteurs $DU_0$ , $DU_1$ , $DU_2$ et $DU_3$ en différents points de la galerie principale du LSBB ( $X_0$ , $X_1$ , $X_2$ et $X_3$ ). . . . .	146
6.2	Table des coefficients de corrélations et coefficients barométriques pour chaque combinaison de détecteurs au point $X_0$ . . . . .	159
A.1	Quantités d'évènements par heure détectés en coïncidence sur $du_1$ et $du_2$ aux différents points de mesures. . . . .	172



## Résumé

### **Caractérisation de la densité des roches et de ses variations spatiales et temporelles à partir des muons : application au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB)**

Les muons, particules chargées d'origine cosmique, ont la particularité d'être très pénétrants. L'atténuation du flux de muons dans la matière témoigne de la quantité de matière traversée (profondeur  $\times$  densité). Sur la base de ce principe, la muographie est une technique permettant d'étudier la densité in-situ de cibles volumineuses telles que des édifices géologiques. Le projet Tomographie Temporelle de la Densité par la Mesure des Muons (T2DM2) a pour objectif la caractérisation des variations spatiales et temporelles de la densité des roches avec un premier champ d'application dans la Zone Non Saturée (ZNS) de l'aquifère karstique de Fontaine-de-Vaucluse, située au-dessus du LSBB.

Ce travail de thèse se concentre sur la simulation numérique du flux de muons en profondeur et une première campagne de mesures durant 16 mois consécutifs à différentes profondeurs dans les galeries du LSBB. Les simulations menées sont en accord avec les variations de densité attendues en contexte hydrogéologique. Les influences de la composition atomique de la roche et des processus de diffusion sont discutées ainsi que des pistes pour réduire les durées d'acquisition (et/ou surfaces de détection et/ou angles solides). Les mesures réalisées au LSBB ont permis d'identifier des zones de plus faibles densités telles que le point X<sub>1</sub>. Les données acquises ont pu être corrigées de l'influence de la pression atmosphérique grâce à la détermination du coefficient barométrique permettant ainsi l'analyse temporelle du flux de muons. La comparaison des flux enregistrés à différentes profondeurs ( $\approx 60$  m,  $\approx 200$  m et  $\approx 500$  m) avec les simulations mène à une estimation de la densité moyenne du massif situé au-dessus du LSBB de  $1.9 \pm 0.1 \text{ g.cm}^{-3}$  reflétant son importante porosité.

**Mots clés :** Muon, Tomographie, Densité, Souterrain, Karst, Hydrogéologie

## Abstract

### Characterization of the rock density and its spatial and temporal variations using muons : application to the Low Noise Underground Laboratory (LSBB)

The muons, charged particles of cosmic origin, have the particularity of being very penetrative. The attenuation of muon flux in matter highlights the quantity of matter (depth  $\times$  density) passed through. Based on this principle, the muography is a technique allowing the study of the in-situ density of large targets as geological structures. The Temporal Tomography of rock Density using Muon Measurements (T2DM2) aims at characterizing the spatial and temporal density variations with a first application in the unsaturated aquifer of Fontaine-de-Vaucluse located above the LSBB.

This thesis work is focused on the numerical simulation of muon flux at depth and a first campaign of measurements during 16 consecutive months at various depths in LSBB galleries. The performed simulations are in agreement with the expected density variations in an hydrogeological context. The influence of the rock atomic composition and of the scattering processes are discussed as well as strategy to reduce the acquisition duration (and/or detection surfaces and/or solid angles). The measurements performed at LSBB allowed to identify areas of lower density such as the X<sub>1</sub> point. The acquired data have been corrected thanks to the determination of the barometric coefficient allowing the temporal analysis of muon flux. The comparison of the recorded flux at different depths ( $\approx 60$  m,  $\approx 200$  m and  $\approx 500$  m) with the numerical simulations leads to an estimation of the average density of the rocks located above the LSBB of  $1.9 \pm 0.1$  g.cm<sup>-3</sup> testifying their important porosity.

**Keywords** : Muon, Tomography, Density, Underground, Karst, Hydrogeology