



Université Denis Diderot Paris 7
Sorbonne Paris Cité
École doctorale des Sciences de la Terre
Institut de Physique du Globe de Paris
Équipe de Dynamique des Fluides Géologiques



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.
THÈSE

Soutenue le 30 Septembre 2011
pour l'obtention du diplôme de
Doctorat de l'Institut de Physique du Globe de Paris
Spécialité : Géophysique
Ecole doctorale : Sciences de la Terre
par
Nolwenn Lesparre

Composition du jury :

Rapporteurs : Gabriel Chardin (*Directeur de recherche CSNSM, CNRS*)
Michel Campillo (*Professeur ISTERre, Université de Grenoble*)

Examineurs : Arnaud Derode (*Professeur LOA, Université Paris 7*)
Vincent Courtillot (*Professeur IPGP, Université Paris 7*)

Directeur de thèse : Dominique Gibert (*Physicien IPGP*)

Invité : Jacques Marteau (*Maître de conférence IPNL, Université Lyon 1*)

*Planedenn*¹ :
Ur menez-tan eo
Kan ha diskan ar vuhez
Ur C'horoll nerzhus.
Ólöf Pétursdóttir

Comment a-t-on pu faire ces mesures ?
Il a fallu évidemment que les physiciens
soient quelquefois doublés de sportifs de grande classe,
mais il a fallu aussi que les appareils
soient doués d'une sérieuse dose d'esprit sportif,
pour fonctionner dans les étranges conditions où on les plaçait !
Pierre Auger, les rayons cosmiques 1947 p22 (1899-1993)

1. Planète C'est un volcan Chant de la vie Une danse énergique. Traduit du breton par Ana-Soaz Bervet.

Table des matières

Remerciements	17
Introduction	21
1 Découverte des rayons cosmiques et identifications des muons	26
1.1 Introduction	26
1.2 Découverte des rayons cosmiques	26
1.2.1 Décharge des électroscopes	26
1.2.2 Nature des rayons cosmiques	28
1.3 Origine des rayons cosmiques	30
1.3.1 Gerbes cosmiques	30
1.3.2 Propagation des rayons cosmiques dans l'atmosphère	31
1.4 Identification d'une composante dure	33
1.4.1 Le cliché de Anderson et Neddermeyer	33
1.4.2 Les muons	33
1.5 Conclusion	35
2 Tomographies en géophysique	36
2.1 Introduction	36
2.2 Reconstruction tomographique	36
2.2.1 Objectifs de la tomographie en géophysique	37
2.2.2 Résolution du problème inverse	37
2.2.3 Complexités intrinsèques du problème inverse	38
2.3 Méthodes de tomographies géophysiques	40
2.3.1 Tomographie électromagnétique	40
2.3.2 Tomographie acoustique	41
2.3.3 Tomographies de masse volumique	41
2.4 Tomographie par analyse du flux de muons	43
2.4.1 Principe de la méthode	43
2.4.2 Spécificités du problème inverse	45
2.4.3 Les muons et l'archéologie	46
2.4.4 Applications géologiques	47
2.4.5 Détection d'objets de densité élevée	48
2.5 Conclusion	48
3 Modélisation du flux de muons	49
3.1 Introduction	49
3.2 Flux de muons à la surface de la Terre	49
3.2.1 Modélisation théorique du spectre en énergie des muons	50
3.2.2 Modélisation analytique du spectre en énergie des muons	54
3.2.3 Comparaison des modèles	55
3.3 Interactions des muons avec la matière	55

3.3.1	Les processus de perte d'énergie	56
3.3.2	Énergie minimale de traversée	58
3.3.3	Le flux de muons souterrain	61
3.4	Distinction de variations de l'opacité	63
3.4.1	Temps de détection minimal	64
3.4.2	Variation de la taille de l'objet	65
3.4.3	Détection d'hétérogénéités	67
3.5	Article : Geophysical muon imaging : feasibility and limits	68
3.6	Conclusion	84
4	Des télescopes à muons conditionnés pour la géophysique	86
4.1	Introduction	86
4.2	Évolution des détecteurs de particules chargées	86
4.2.1	Détection et observation	87
4.2.2	Mise en place des premiers circuits logiques	87
4.3	Détection actuelle des muons	88
4.3.1	Plaques à émulsions	88
4.3.2	Micromegas et plaques résistives	89
4.3.3	Scintillateurs et photomultiplicateurs	89
4.4	Protocole de construction d'un télescope à scintillateurs	90
4.4.1	Éléments de détection et de transmission du signal	91
4.4.2	Assemblage du détecteur	95
4.5	Installation de capteurs sur le terrain	96
4.6	Article : Design and Operation of a Field Telescope...	101
4.7	Article : Bayesian Inversion of Telescope Acceptance and Integrated Flux...	116
4.8	Conclusion	126
5	Expérimentations en laboratoire souterrain : Méthodologie de la tomographie par muons	127
5.1	Introduction	127
5.2	Présentation du laboratoire souterrain	127
5.2.1	Le laboratoire souterrain du Mont Terri	128
5.2.2	Importance de la connaissance de la couche d'argile	129
5.2.3	Tomographie par muons au Mont Terri	130
5.3	Origine et quantification du bruit de fond	130
5.3.1	Les particules secondaires des rayons cosmiques	131
5.3.2	La radioactivité naturelle	133
5.3.3	Particules susceptibles de produire un bruit de fond	134
5.3.4	Estimation du bruit de fond décorrélé	136
5.4	Méthode de sélection des données	137
5.4.1	Identification des données aberrantes	138
5.4.2	Répartition des événements détectés	142
5.4.3	Diaphonie au niveau du photomultiplicateur	142
5.4.4	Intervalle de temps entre les matrices de détection	145
5.4.5	Calibration à ciel ouvert du télescope	146
5.5	Analyse des mesures	149
5.5.1	Données sélectionnées	149
5.5.2	Conversion en flux de particules	151
5.5.3	Modélisation du flux de muons	153
5.5.4	Domaine de faisabilité	154
5.5.5	Confrontation des modèles aux données observées	156
5.6	Conclusion	159

6 Tomographie de la Soufrière de Guadeloupe	161
6.1 Introduction	161
6.2 La Soufrière de Guadeloupe	162
6.2.1 Histoire éruptive du complexe volcanique	162
6.2.2 Morphologie du dôme de la Soufrière	163
6.2.3 Importance de l'imagerie du volcan	164
6.2.4 Sites d'installation du télescope	167
6.3 Présentation des données	168
6.3.1 Mesures à ciel ouvert	169
6.3.2 Sélection des données	170
6.3.3 Filtrage des coïncidences fortuites	170
6.3.4 Réduction du bruit de fond corrélé	172
6.3.5 Conditions environnementales	173
6.4 Premières images de structures internes	176
6.4.1 Comparaison du flux détecté aux prédictions	177
6.4.2 Conversion du flux détecté en opacité	181
6.4.3 Répartition des masses volumiques	182
6.4.4 Images obtenues avec plusieurs méthodes de tomographie	182
6.5 Amélioration de la qualité des images	185
6.5.1 Réduction du bruit de fond corrélé	185
6.5.2 Calibration de trois matrices de détection	186
6.5.3 Modélisation intra-pixel	187
6.5.4 Augmentation de la surface de détection des capteurs	188
6.6 Conclusion	188
Conclusions et perspectives	190
A Mesures du taux de radiations γ dans les différents sites étudiés	194
B Impact de la coïncidence triple sur le taux de fortuits	196
C Influence d'écrans d'absorption sur le bruit de fond corrélé	198
Glossaire	200
Références	205
Résumé	214

Table des figures

1.1	Électroscope à feuilles d'or. Image extraite du livre <i>A Physical Treatise on Electricity and Magnetism</i> , p32, figure 9 (Gordon, 1889).	27
1.2	Effet de la latitude sur le flux de rayonnement ionisant observé au niveau de la mer par Clay. Le flux de rayonnement ionisant est élevé et à peu près constant dans les régions polaires, il diminue à l'approche de l'équateur géomagnétique, extrait du livre <i>Quand le ciel nous bombarde... Qu'est-ce que les rayons cosmiques?</i> (Crozon, 2005).	28
1.3	Action du champ magnétique généré par la Terre sur des particules chargées, au niveau de l'équateur (a) et aux pôles (b) (Leprince-Ringuet, 1945).	29
1.4	Cartes des isocosmes, lignes d'égal flux cosmique mesuré au niveau de la mer, en trait plein. Les valeurs inscrites au niveau des courbes indiquent le nombre de paires d'ions par centimètre cube d'air, mesuré par les chambres à ionisation. Les courbes en pointillés correspondent à l'équateur et à deux parallèles géomagnétiques (50° N et S) (Compton, 1936; Crozon, 2005).	29
1.5	Propagation de gerbes de particules dans une chambre à brouillard (a) et dans l'atmosphère (b).	30
1.6	Flux des particules primaires en fonction de leur énergie. La compilation des données a été réalisée par Simon Swordy de l'université de Chicago.	31
1.7	Flux vertical des particules cosmiques d'énergie supérieure à 1 GeV en fonction de la profondeur atmosphérique, estimés à partir de l'équation 1.1, d'après Gaisser et Stanev (2008).	32
1.8	Le célèbre cliché du méson de Neddermeyer et Anderson (1938). Le dispositif expérimental est composé d'une chambre de Wilson au milieu de laquelle est placé un écran, la particule arrive de A vers B et termine son parcours en C. Au-dessus de l'écran la trajectoire de la particule est fine et discontinue, l'ionisation du gaz est donc assez faible ce qui indique une énergie importante de la particule. Au-dessous de l'écran la trace épaissie a un rayon de courbure plus marqué, la particule a perdu de l'énergie et sa trajectoire est donc plus courbée par le champ magnétique intense qui règne au sein de la chambre (Leprince-Ringuet, 1945).	34
1.9	Observations de désintégration du muon. Sur les clichés une particule neutre demeure invisible : le neutrino de charge nulle. Sa masse est négligeable, il assure la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, photo CERN.	34
2.1	L'objet d'étude présente une hétérogénéité. Un rayon est propagé à travers cet objet, son atténuation est mesurée en sortie.	38
2.2	Schéma représentant deux télescopes à muons placés à la base d'un massif de masse volumique ρ_1 et présentant une hétérogénéité de masse volumique ρ_2 en son centre. Le flux de muon arrive du ciel avec un angle zenithal θ . Chaque télescope possède plusieurs angles de vue, dont l'ouverture angulaire varie, définissant la résolution de la reconstruction tomographique à l'intérieur de l'objet.	44

2.3	Vue de dessus de deux télescopes placés autour d'une cible. Chaque télescope présente ici trois angles de vue dont les ouvertures angulaires définissent la résolution spatiale de la méthode. Elle correspond aux intersections des angles de vue des deux télescopes.	45
2.4	Vue en coupe de la pyramide de Chephren, le détecteur de muons est situé dans la chambre de Belzoni (A), d'après Alvarez <i>et al.</i> (1970).	47
3.1	Les angles zénithaux θ et θ^* correspondent respectivement à la direction de propagation à l'altitude de détection et à celle de la production du muon. L'angle zénithal θ varie entre 0 et 90° , à 0° , la particule arrive verticalement, à 90° la particule arrive horizontalement. Pour les angles inférieurs à 60° , $\theta \simeq \theta^*$. Figure réalisée d'après : http://www.cosmicrays.org	50
3.2	Les variables en (a), (b) et (c) sont représentées en fonction de l'énergie des muons au niveau de la mer E_0 pour des angles zénithaux θ de 0, 30, 60, 75, 79 et 85° . Les flux différentiels sont calculés à partir de l'équation de Gaisser 3.3. Sur la figure (d), les points indiquent les angles pour lesquels le flux est maximal pour une énergie donnée.	52
3.3	Schéma de l'atmosphère. La densité de l'atmosphère augmente rapidement pour les particules arrivant à la verticale. De plus, la longueur de leur trajectoire est plus courte. Pour les particules inclinées, l'épaisseur d'atmosphère traversée est plus importante mais les interactions avec les molécules atmosphériques se font de manière plus progressive.	53
3.4	Flux différentiel de muons en fonction de l'énergie au niveau de la mer pour des angles zénithaux de 0, 30, 60, 75, 79 et 85° , les données sont issues des articles de Kempa <i>et al.</i> (2002), Gaisser et Stanev (2008), Dar (1983), Allkofer <i>et al.</i> (1985). Pour mieux observer les variations entre les modèles de flux et les données, l'axe des ordonnées représente $\Phi \times E_0^{2.7}$ afin de mieux distinguer les écarts entre les différents modèles.	56
3.5	Perte d'énergie en fonction de l'énergie initiale des muons. Ces courbes sont construites à partir des tables du site : http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties (Groom <i>et al.</i> , 2001).	57
3.6	Comparaison des pertes d'énergie en fonction des processus, dans l'eau et dans la roche. Ces courbes sont construites à partir des tables du site : http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties (Groom <i>et al.</i> , 2001).	59
3.7	Probabilité de survie des muons à travers la matière. Ces valeurs ont été obtenues à l'aide du code de propagation des muons dans la matière MUSIC (Kudryavtsev, 2008).	60
3.8	Comparaison des flux intégrés à partir des modèles de Gaisser, Reyna, Bogdanova et Matsuno. En 3.8(a), les données sont extraites des articles Berger <i>et al.</i> (1989) et Uretsky (1997).	62
3.9	Flux de muons intégré sur l'énergie en fonction de l'angle zénithal, pour des opacités de 0, 50, 100, 500, 1000 et 5000 hg.cm^{-2} . Les différents modèles de flux différentiel de Gaisser (1990), Reyna (2006), Bogdanova <i>et al.</i> (2006), Matsuno <i>et al.</i> (1984) sont ici intégrés pour être comparés.	63
3.10	Flux de muons souterrain.	64
3.11	Flux de muons en fonction de l'opacité traversée comprise entre 0 et 5000 hg.cm^{-2} pour des angles de 0, 30, 60, 75, 79 et 85° . Les courbes pleines correspondent à un milieu composé de roche standard, les courbes en tirets à de l'eau pure.	64
3.12	Temps d'acquisition minimal pour détecter une fluctuation du flux de muons en fonction de l'épaisseur traversée. L'ouverture angulaire est de 0.003 sr pour un télescope dont la surface de détection vaut 6400 cm^2	66

3.13	Flux de muons $I(\varrho_0 \pm \delta\varrho)$ en fonction de l'épaisseur de roche traversée. L'ouverture angulaire est de 0.003 sr pour un télescope dont la surface de détection vaut 6400 cm ²	67
3.14	Temps d'acquisition minimal pour détecter une fluctuation du flux de muons en fonction de l'épaisseur traversée pour distinguer des hétérogénéités de masse volumique à l'intérieur d'un objet dont la masse volumique est de 2.65 g.cm ⁻³ . L'ouverture angulaire est de 0.003 sr pour un télescope dont la surface de détection vaut 6400 cm ² . Ce temps est estimé pour des hétérogénéités dont la dimension représente 25, 50, 75 et 100% de l'épaisseur de l'objet.	68
4.1	Chambre à brouillard de 55 cm de haut, partagée en deux par une boîte étanche dans laquelle peuvent être introduits des compteurs d'électrons ou des écrans absorbants. (<i>Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique, Paris</i> d'après (Leprince-Ringuet, 1945)).	87
4.2	Schéma d'un photomultiplicateur : la lumière incidente excite les électrons de la photo-cathode arrachant un électron qui se trouve accéléré et focalisé par l'électrode vers la première dynode. Il rebondit ensuite vers une seconde dynode où il se multiplie, les électrons émis par la dernière dynode sont collectés par l'anode (Hamamatsu, 2006).	90
4.3	Schéma des deux matrices de détection placées parallèlement pour obtenir la trajectoire de la particule. Pour affiner la sélection des événements, des matrices supplémentaires peuvent être positionnées sur le bâtis entre les deux matrices en place, schéma K. Mahiouz.	91
4.4	Spectres des barreaux de scintillateur extrudés au FNAL, transmission en noir et fluorescence en gris (Pla-Dalmau <i>et al.</i> , 2003).	92
4.5	Extrémités des barreaux de scintillateur. La figure (b) vient de l'article de Ambrosi <i>et al.</i> (2011)	92
4.6	Caractéristiques des fibres optiques (Bicron, 2005b).	93
4.7	Collages des fibres optiques munies de leur connecteur optique dans les barreaux de scintillateur.	93
4.8	Connecteurs optique, la fibre WLS arrive à gauche et est collée dans le composant strié après polissage.	95
4.9	Cookie positionnant les fibres claires pour les connecter au photomultiplicateur.	95
4.10	Réponse spectrale du photomultiplicateur Hamamatsu H8804, le pic de longueur d'onde se trouve à 420 nm et la sensibilité de radiation de la cathode est supérieure à 50% entre 300 et 520 nm (Hamamatsu, 2007).	96
4.11	Les barres de scintillateur sont fixées parallèlement sur une plaque d'aluminium avec du ruban adhésif (photos 1 et 2). Sur le premier plan est placée une seconde plaque d'aluminium (photos 3 et 4) sur laquelle repose le deuxième plan de scintillateurs (photo 5). Les trois plaques d'aluminium sont reliées au même potentiel avec un ruban adhésif en cuivre (photo 6). La troisième plaque d'aluminium est fixée sur le second plan (photo 7). La matrice est fermée avec de la résine noire pour éviter l'entrée de photons parasites (photo 8).	97
4.12	Matrices de détection.	98
4.13	UmMit dans la galerie souterraine du Mont Terri.	99
4.14	RaCoon a été installé sur l'Etna, il possède deux matrices de détection (a). Au début du mois de septembre, il a déjà commencé à neiger sur l'Etna (b). La malle électronique contient l'ordinateur, la multi-prise réseau, l'horloge, la carte de conversion de tension d'alimentation et l'enregistreur de données environnementales (température, humidité, inclinaison, tension d'entrée, courant débité), avant installation sur le terrain (c). Après 3 mois au sommet de l'Etna, les gaz corrosifs ont attaqué l'aluminium à l'extérieur de la malle (d).	99

4.15	RaCoon en acquisition pour des tests à ciel ouvert en Bretagne.	100
4.16	MusTang a tout d'abord été installé au site de Ravine Sud au sud du dôme de la Soufrière, (a). Ce télescopes possède trois plans de détection (b). Pour le transporter jusqu'au site du Rocher Fendu, il a fallu le faire hélitreuiller (c). MusTang est maintenant installé contre le Rocher Fendu, où l'antenne WiFi est en liaison directe avec l'observatoire. Les panneaux solaires sont orientés vers le sud et inclinés de 16° (a,b,d).	101
5.1	Le laboratoire souterrain du Mont Terri est creusé à partir de la galerie de sécurité du tunnel autoroutier de la transjuranne, sous le Mont Terri. Les couleurs indiquent les périodes de creusement des différentes niches et galeries.	128
5.2	Coupe géologique à travers l'anticlinal du Mont Terri le long du tunnel de l'autoroute. Schéma réalisé à partir de la coupe dessinée par M. Freivogel, 2001, université de Bâle. L'argile à Opalinus est représentée en violet, la couche de calcaire est en beige.	129
5.3	Localisation des quatre niches d'installation du télescope dans le laboratoire souterrain du Mont Terri.	131
5.4	Profondeur de pénétration des électrons et positrons en fonction de leur énergie cinétique dans différents matériaux. Ces courbes sont construites à partir des tables du site : http://physics.nist.gov/PhysRefData (Berger <i>et al.</i> , 2006).	132
5.5	Ces courbes sont construites à partir des tables du site : http://physics.nist.gov/PhysRefData (Berger <i>et al.</i> , 1998).	133
5.6	Activité du radon mesurée dans la niche MI du Mont Terri en septembre 2002, d'après Ramseier (2003).	134
5.7	Situation du laboratoire souterrain du Mont Terri, localisation des niches d'installation du détecteur et de la niche MI où les mesures de l'activité du radon ont été réalisées.	134
5.8	Configuration de détection des muons en anticoïncidence dans la niche PP. Les parties grisées représentent le domaine des angles zénithaux qui correspondent à des muons qui peuvent éventuellement être détectés en anticoïncidence. Ce domaine est défini entre 40 et 490° . Les flèches rouges représentent deux particules chargées détectées simultanément par les matrices, simulant un événement produit par une particule chargée traversant le télescope (tirets rouges).	136
5.9	Nombre d'événements N détectés par heure dans les différentes niches, au cours du temps. Les cercles rouges indiquent les points qui présentent un écart à la moyenne supérieur à $4\sqrt{\lambda}$	139
5.10	Répartition du nombre d'événements en fonction du numéro de barreau dans les différentes niches d'acquisition.	140
5.11	Nombre d'événements N en fonction du temps détectés par chaque barreau durant une heure d'acquisition dans la niche IS. La légende sur la droite fait correspondre les différents signes représentés aux numéros de barreau des deux plans. Pour les faibles valeurs, le nombre d'événements détectés par heure par les différents barreaux est confondu.	141
5.12	Nombre d'événements N détectés par heure dans les différentes niches, au cours du temps. Ici, les barreaux défectueux ont été retirés.	141
5.13	À gauche, distribution du nombre de barreaux touchés simultanément sur chacun des plans pour les différent sites de mesure. À droite, pourcentage du nombre d'événements détectés en fonction du seuil de multiplicité. Le nombre de barreaux en coïncidence varie entre 2 et 32. Les événements détectés par les barreaux défectueux ont été retirés du signal.	143

5.14	Schéma de correspondance entre les numéros de canaux du photomultiplicateur (en rouge) et les numéros de barreaux des plans de détection X et Y (en noir). Un canal sur deux du photomultiplicateur n'est relié à aucun barreau.	144
5.15	Analyse de la diaphonie. Les données ont été acquises en configuration ciel ouvert.	144
5.16	Intervalle de temps entre les deux plans de détection. À droite, pourcentage du nombre d'événements détectés en fonction du seuil de coupure déterminé par un intervalle de temps maximal entre les deux plans de détection. Les événements détectés par les barreaux défectueux ont été retirés du signal.	145
5.17	Résultat des efficacités des barreaux déterminés lors de l'inversion des données à ciel ouvert.	147
5.18	Influence de la correction de l'efficacité sur le nombre d'événements détectés par barreau à ciel ouvert.	148
5.19	Influence de la correction de l'efficacité sur le flux de particules détectées à ciel ouvert et comparaison avec les modèles de flux de muons de Gaisser, Reyna, Bogdanova et Matsuno intégrés sur l'énergie.	148
5.20	Nombre d'événements N détectés par heure dans les différentes niches, au cours du temps, les barreaux défectueux ayant été retirés.	149
5.21	Répartition du nombre d'événements total détectés par chaque barreau dans les différentes niches d'acquisition.	150
5.22	Regroupement des angles de vue du télescope. Les angles sont donnés dans le référentiel du télescope et correspondent à une distance d'un mètre entre les deux matrices. Les profils étudiés par la suite correspondent aux régions surlignées.	151
5.23	Nombre moyen d'événements détectés N par jour dans chacune des niches, suivant les deux profils des angles de vue centraux du télescope.	152
5.24	Influence du retrait des barreaux sur l'acceptance du télescope. La courbe bleue représente l'acceptance d'un télescope complet, la courbe verte correspond à un télescope dont on a retiré les barreaux X_{16} et Y_2 des matrices avant et arrière ainsi que les barreaux X_2 et Y_{15} de la matrice avant. Les angles sont donnés dans le référentiel du télescope et correspondent à une distance d'un mètre entre les deux matrices	153
5.25	Coupe simplifiée du Mont Terri, en noir, dans le plan de la galerie de sécurité représentée en bleue. Les carrés rouges représentent les emplacements des télescopes et les lignes noires leurs angles de vue. La couche d'argile est en violet, entre les deux interfaces représentées en gris. L'intersection des angles de vue avec les interfaces délimitant la couche d'argile correspondent aux points rouges.	154
5.26	Étude du domaine de faisabilité de la tomographie par muons. La courbe verte correspond à l'écart constaté entre les deux modèles ΔI qu'il faut pouvoir distinguer. La courbe noire est quant à elle sensible aux conditions d'acquisition et à la géométrie du télescope, elle correspond au second terme de l'équation 5.11. Pour distinguer les deux modèles, la courbe verte doit se trouver au-dessus de la courbe verte. La courbe rose représente le bruit de fond mesuré dans la niche PP.	155
5.27	Flux de particules dans les différentes niches, le long du profil NW-SE. La courbe bleue correspond au flux mesuré. Les courbes noires représentent les flux de muons modélisés. Les variations d'opacités le long du profil sont également représentées.	157
5.28	Flux de particules dans les différentes niches, le long du profil SW-NE. La courbe bleue correspond au flux mesuré. Les courbes noires représentent les flux de muons modélisés. Les variations d'opacités le long du profil sont également représentées.	158

6.1	Localisation de l'île de Guadeloupe dans les petites Antilles (Boudon <i>et al.</i> , 2008).	162
6.2	Vue nord-ouest sud-est du dôme de la Soufrière de Guadeloupe et des sommets voisins (Komorowski <i>et al.</i> , 2005).	163
6.3	Le dôme de la Soufrière de Guadeloupe se trouve à l'intérieur des anciens cratères imbriqués (Boudon <i>et al.</i> , 2008).	164
6.4	Carte du dôme de lave de la Soufrière avec ses structures morphologiques et les différentes manifestations du système hydrothermal, d'après Nicollin <i>et al.</i> (2006).	165
6.5	Imageries géophysique de la Soufrière de Guadeloupe.	166
6.6	Évolution du pH du liquide du gouffre Tarissan au cours du temps, données OVSG (Gibert <i>et al.</i> , 2010).	167
6.7	Angles de vue du télescope, depuis Ravine Sud (RS) et Roche Fendue (RF). Les coupes (b) et (c) correspondent à l'angle azimutal d'orientation du télescope. Les lignes droites représentent les angles de vue du télescope. En noir les angles de vue apportent une information sur le flux de particules traversant le volcan, les lignes bleues sont orientées vers le ciel et enfin les lignes grises représentent les angles de vue pour lesquels le télescope détecte un flux provenant de l'arrière.	169
6.8	Flux de particules détectées à ciel ouvert avec 2 ou 3 matrices en coïncidence, comparaison avec les modèles de flux de Gaisser, Reyna, Bogdanova et Matsuno intégrés sur l'énergie. Les flux mesurés n'ont pas été corrigé de l'efficacité.	170
6.9	À gauche, distribution du nombre de barreaux touchés simultanément sur chacun des plans pour les différents sites de mesure. À droite, pourcentage du nombre d'événements détectés en fonction du seuil de multiplicité. Le nombre de barreaux en coïncidence varie entre 2 et 32.	171
6.10	Intervalle de temps entre les deux plans de détection avant et arrière pour les différents sites de mesure. À droite, pourcentage du nombre d'événements détectés en fonction du seuil de coupure déterminé par l'intervalle de temps de détection entre les matrices avant et arrière.	171
6.11	Comparaison du nombre d'événements détectés avec les paramètres d'environnement.	174
6.12	Suivi du taux d'humidité dans l'environnement des matrices.	175
6.13	Énergie électrique du télescope.	175
6.14	Conditions météorologiques au sommet de la Soufrière entre le 1er décembre 2010 et le 28 février 2011, correspondant au moment de l'acquisition orientée vers le volcan à Ravine Sud. Données OVSG-IPGP acquises sur le Piton Sanner WEBOBS©2011.	176
6.15	Variation de l'inclinaison du bâtis suivant deux composantes orthogonales.	177
6.16	Nombre d'événements détectés par heure représentés en fonction de la température (a) et (b) et de la tension d'entrée (c) et (d). Les droites en tirets représentent un intervalle de $\pm 2\sqrt{\lambda}$ autour de la moyenne λ des événements détectés.	178
6.17	Les flux de particules sont représentés en fonction de l'angle zénithal θ et de l'angle azimutal ϕ des angles de vue du télescope. Le flux de muons est modélisé pour une masse volumique homogène de 2.2 g.cm^{-3} .	179
6.18	Les flux de particules sont représentés en fonction de l'angle zénithal θ et de l'angle azimutal ϕ des angles de vue du télescope. Les valeurs correspondant à une épaisseur de roche nulle ne sont pas représentées ici.	180
6.19	Les épaisseurs de roche sont représentées en fonction de l'angle zénithal θ et de l'angle azimutal ϕ des angles de vue du télescope. Pour celles qui sont déduites du flux de particules détectées, la masse volumique homogène est de 2.2 g.cm^{-3} .	181

6.20	Répartition des masses volumiques moyennes estimées à partir de la comparaison de l'épaisseur de roche déduite du flux de particules mesuré et de celle évaluée à partir de la topographie.	182
6.21	Tomographies géophysiques du dôme de la Soufrière de Guadeloupe suivant le profil ouest/est.	183
6.22	Tomographies géophysiques du dôme de la Soufrière de Guadeloupe suivant le profil sud/nord.	184
6.23	Influence de la correction des efficacités en fonction des paires de matrice. L'inversion a été réalisée avec trois jeux de paires de matrices en coïncidence : les matrices avant-arrière (1 3), avant-milieu (1 2) et milieu-arrière (2 3). Cette inversion ne permet pas de retrouver l'amplitude absolue du flux de muons. Différents modèles de flux de muons sont également représentés.	187
6.24	Efficacités calculées à partir du protocole de calibration. Les données sont analysées par paire de matrices avant-arrière (bleu), avant-milieu (vert) et milieu-arrière (rose).	188
B.1	Influence de la présence d'une troisième matrice de détection sur le flux de muons observé. Ce dernier est représenté par des croix bleues quand les données sont détectées par deux matrices de détection et des croix vertes quand elles sont détectées par trois matrices de détection. Le flux mesuré est également comparé aux modèles de flux de muons de Gaisser, Reyna, Bogdanova et Matsuno intégrés sur l'énergie représentés par les lignes bleu, verte, rouge et cyan respectivement, voir le chapitre 3.	197
C.1	Le télescope RaCoon, incliné avec un angle zénithal de 57° , en acquisition à Pont Péan. Les tôles sont installées juste devant la matrice milieu. Des jambes de force supplémentaires permettent au bâti de supporter les 400 kg ajoutés au poids des trois matrices de détection.	198
C.2	Influence de la présence de tôles entre les matrices sur le flux de muons observé en fonction de l'angle zénithal. Ce dernier est représenté par des croix. Le flux mesuré est également comparé au modèle de flux de muons de Gaisser intégré sur l'énergie, calculé ici pour une opacité nulle et représenté par la ligne bleue, en (a). Ce flux est également modélisé avec une opacité de 57.7 g/cm^2 représentée par la ligne rouge, elle correspond à l'opacité des trois matrices et du blindage de 50 mm d'inox.	200

Liste des tableaux

1	Description et unités physiques des principaux symboles utilisés.	25
1.1	Pouvoir de pénétration des rayons connus au début du XX ^e siècle.	27
1.2	Composition des rayons cosmiques au niveau de la mer (Bogdanova <i>et al.</i> , 2006).	32
5.1	Caractéristiques des différents points de mesures réalisées au Mont Terri, dans la galerie souterraine (SHGN, EB, IS, PP) et à ciel ouvert (Atelier), les points de mesures sont classés par ordre croissant d'épaisseur de roche au-dessus du télescope.	131
5.2	Éléments radioactifs présents au Mont Terri. La présence de radon a été relevée dans une niche, les éléments de la première partie du tableau sont issus de sa chaîne de désintégration (Ramseier, 2003). La présence de potassium a également été détectée dans des échantillons, cet isotope provient de la désintégration de l'argon (Christophe Nussbaum, swisstopo, communication personnelle).	135
5.3	Écrans du télescope. L'énergie cinétique minimale des β pour traverser les différents écrans du télescope est estimée en fonction de l'opacité à traverser pour atteindre le plan de scintillateur susceptible de détecter un électron/positron.	135
5.4	Statistiques de l'ensemble des données acquises dans les différentes niches du Mont Terri.	138
5.5	Statistiques de l'ensemble des données acquises dans les différentes niches du Mont Terri.	149
6.1	Caractéristiques des différentes mesures réalisées sur la Soufrière de Guadeloupe, à Ravine Sud et Roche Fendue.	168
6.2	Nombres moyens d'événements détecté par heure en fonction des conditions environnementales, pour 2 et 3 plans en coïncidence.	174
A.1	Taux de γ et β mesurés en Guadeloupe et à Pont Péan avec le compteur Geiger Gamma-Scout [®]	195
B.1	Taux d'événements détectés par seconde sur chacune des matrices et taux de coïncidences fortuites par seconde en coïncidence double ou triple.	197
C.1	Écrans du télescope. L'énergie cinétique minimale des β et des muons, μ pour traverser les différents écrans du télescope est estimée en fonction de l'opacité correspondante.	199

Remerciements

Au départ, c'était comme une histoire drôle : la tomographie de volcans à partir de particules d'origine cosmique, les muons... Et cette blague a peu à peu évolué en aventure aux senteurs tropicales.

Je remercie Dominique Gibert de m'avoir embarquée dans son équipée effrénée. J'ai énormément apprécié son sens du terrain qui nous a permis d'adapter des détecteurs de particules aux conditions environnementales exigeantes des milieux tropicaux. Il privilégie les jours de grands vents avec ondées tropicales pour nous emmener grelotter au sommet du volcan Guadeloupéen, mais on ne lui en veut pas trop - à moins qu'il ne nous laisse 9 heures sans manger ! En effet, tel Ernest Shackleton il s'attache à ce que le moral de ses complices reste au beau fixe. Nous avons passé beaucoup de temps à réfléchir à la conception de nos télescopes, à leur construction puis à leur installation sur le terrain. Parallèlement il nous a fallu comprendre ce que sont les muons et comment ils peuvent nous révéler des structures mystérieuses. Les réflexions pratiques et théoriques ont avancé de concert et j'ai apprécié son soutien dans la découverte de cet univers nouveau pour moi, celui de la physique des particules. Enfin, quand nous avons récolté nos premières données, il a fallu s'atteler à la résolution d'énigmes toujours plus intrigantes et toujours plus passionnantes... Je te remercie de m'avoir fait confiance pour relever le défi de cette aventure muonesque.

J'aurais vraiment aimé pouvoir exposer mes interrogations à Albert Tarantola. Je lui suis reconnaissante pour avoir accepté de co-encadrer cette thèse. Il s'est laissé entraîner dans cette aventure et il a activement défendu le projet dès son lancement. J'ai beaucoup apprécié les discussions au café Beaubourg que nous avons pu échanger durant ma première année. Elles m'ont alors permis de prendre un recul judicieux par rapport aux informations que j'avais pu accumuler. Nous avons souvent pensé à lui quand nous nous interrogeons sur les résultats, ou quand une étape était franchie. Nous aurions apprécié sa créativité et son esprit scientifique. Il nous reste la station Beaubourg, au sommet de la Soufrière à côté de laquelle il est agréable de prendre un ti'punch dans les vapeurs de Tarissan. Je pense alors à toi, voyageant vers l'origine du monde.

Ce projet a grandement bénéficié du savoir faire de l'expérience OPERA et Jacques Marreau, notre physicien des particules, nous a permis de gagner un temps précieux dans la conception de nos télescopes. Nous avons ainsi profité d'un système d'acquisition déjà opérationnel depuis la détection des événements par des cartes électroniques jusqu'à la gestion des acquisitions gérée par un logiciel éprouvé. Ses connaissances théoriques m'ont bien aiguillée pour comprendre les subtilités du signal détecté. Ce Croll des tavernes, en acceptant de mettre ses détecteurs au service des sciences de la Terre a alors pu apprécier les joies d'un baptême soufré le jour où une ondée tropicale s'est mise à faire déborder les ravines de la Soufrière.

Je remercie également mes rapporteurs Michel Campillo et Gabriel Chardin qui ont accepté d'évaluer ce travail ainsi que mes examinateurs Vincent Courtillot et Arnaud Derodes.

Les expériences réalisées au Mont Terri ont profité de l'aide du personnel de Swisstopo en particulier celle de Thierry Teurillat. J'ai également eu l'occasion de discuter de la géologie du Mont Terri et des résultats de notre expérience avec Christophe Nussbaum. Son soutien à l'expérience Muon Densitometry au Mont Terri nous a permis de trouver les financements de Swisstopo ainsi que du CRIEPI. Sur la Soufrière de Guadeloupe, les membres de l'OVSIG nous ont été d'une aide inestimable. Je tiens à remercier tout particulièrement Frédéric Randriamora, mon ami et Alexis Bosson les informaticiens de l'observatoire grâce à qui nous avons pu transférer nos données en temps réel et assurer leur sauvegarde. L'installation du réseau WiFi sur la Soufrière et les debugages de l'ordinateurs d'acquisition ont grandement bénéficié de l'aide de Quentin Gibert. Nous avons également profité du savoir faire des électroniciens Christian Anténor-Habazac, Thierry Kitou et André Anglade pour l'installation des panneaux solaires. Grâce à Jean-Bernard De Chabalier nous avons obtenu les autorisations du parc national de la Guadeloupe pour installer le télescope sur la Soufrière. Il a également organisé le transport du matériel en hélicoptère jusqu'au second site d'acquisition. Les contacts de Christian Lambert nous ont permis de trouver sur l'île les tôles en inox. J'ai également beaucoup apprécié la cuisine de Christian Mwanda, j'ai eu notamment un petit faible pour le poisson grillé sur la canne. Enfin, les télescopes ont pu fonctionner rapidement sur le terrain grâce au travail réalisé par Bruno Kergosien, Bruno Carlus, Franck Mounier, Sylvain Vanzetto et Pascal Rolland. Karim Mahiouz m'a initiée au forage des rails Norcan pour la réalisation du premier bâti pour le télescope UmMit. Aya Kouadio a géré avec brio la logistique du projet Diaphane.

Je tiens à remercier vivement mes deux "grands frères" géophysiciens Fernando Lopes et Jérôme Wasserman. Leur soutien m'a été très appréciable tout au long de cette thèse. Dès le début de cette aventure ils se sont montrés très encourageants et m'ont régulièrement conviée à des pauses thé pour décompresser. Grâce à Fernando, j'ai pu résoudre mes divers soucis informatiques. Nous avons eu également de nombreuses discussions à propos de la résolution des problèmes inverses qui m'ont permis d'en mieux cerner les subtilités. Jérôme a accepté de relire les différentes versions du manuscrit. Ses remarques pertinentes m'ont aidée à améliorer la mise en forme de ce travail.

Durant ces trois années j'ai eu l'occasion de discuter avec plusieurs physiciens des particules, notamment Yves Déclais, Emmanuelle Galichet, Alessandra Tonazzo et Pierre Brilloire qui ont gentiment répondu à toutes mes questions. Grâce à eux, j'ai pu accéder à l'univers des muons et comprendre les phénomènes auxquels ils sont sensibles. J'ai eu l'occasion de représenter le projet Diaphane à Tokyo et à Naples où j'ai pu rencontrer le professeur Tanaka-San. Celui-ci m'a alors dévoilé l'un de ses secrets : l'une des choses les moins évidentes dans la tomographie par muons consiste à distinguer le signal laissé par les muons d'un bruit de fond produit par d'autres particules chargées... Trois volcanologues ont suivi de près le projet Diaphane et se sont particulièrement intéressés à l'émergence de la tomographie par muons. Ainsi j'ai pu discuter avec Steve Tait, Jean-Christophe Komorowski et Benoît Taisne de mes objets d'études afin de mieux cerner les problématiques importantes à résoudre. Nous avons également travaillé avec Daniele Carbone grâce à qui nous avons pu installer un télescope sur l'Etna. Florence Nicollin nous a également aidés dans la construction des télescopes et j'ai également pu échanger avec elle sur mon travail. Karine Bazouni-Martreau a accepté de corriger mon manuscrit. Je remercie mes collègues de bureau où il y a toujours eu une ambiance agréable Oleg Antipov, Jean-Jacques Sibilla et Alexandro Scilewski. Je remercie vivement les copains de l'IPG Stéphanie, Lalo, Fred, Gaël, Yoram, Sophie... avec qui nous avons pu organiser des apéros sur les quais de Seine. Nous avons beaucoup discuté de nos diverses expériences qui nous ont amenés à voyager dans différentes régions du globe.

Lors de mes déplacements j'ai profité de l'accueil chaleureux offert par Sylvie, Francine et Alice, Claude et Josette, la coloc du 207 D, Camille et Arthur. La semaine semble plus courte quand on sait que la soirée du vendredi soir sera animée. Aussi je remercie les normands pour leur bonne humeur lors des discussions passionnées à propos du climat, de la Chine ou de l'avenir de l'industrie automobile française. Michel nous a régulièrement accueilli pour des barbecues conviviaux dans le superbe parc de St Maur. Je pense régulièrement à mon cuistot préféré, Dimitri, parti si loin pour faire profiter à d'autres son incroyable talent. Je remercie les copains de Grimpe 13 qui m'ont initiée à l'escalade. J'ai adoré les sorties en falaise et les soirées où l'on mange si bien. Mes colocs se sont montrés patients et attentifs tout au long de cette thèse, aussi je remercie Gé, Nico, Isa, Aurora, Madine et Manu pour les soirées quiche-champagne ou poulet Yassa en fonction des humeurs. Enfin, malgré les distances j'ai apprécié le soutien de Tiphaine, Julien et Julien, mes kékés adorés. Je remercie toute la grande famille qui m'a toujours épaulée mes cousins, mes cousines préférées Solen et Maïwenn, mes oncles et tantes, ma grands mère chérie, mon frère et mes parents adorés qui m'ont toujours soutenue et encouragée. Trugarez bras !

Enfin, je souhaite adresser un grand merci à mon loup, pour sa patience et son attention. Les bons petits plats qu'il m'a préparés m'ont aidée à garder le moral au beau fixe dans les moments un peu difficile.

Tout ceci n'aurait pas eu lieu sans la présences lointaine et bienveillante des Ummit, un brin espiègles mais tellement attachants !

Introduction

L'imagerie de la structure interne d'objets géologiques à l'aide des muons d'origine cosmique est issue de la rencontre entre le monde de la physique des particules et celui des sciences de la terre. Les premières applications à l'étude de volcans sont récentes, pourtant cette méthode offre une opportunité particulièrement intéressante en apportant des informations complémentaires aux méthodes de tomographie appliquées couramment en géophysique. Voyons maintenant quelles sont les propriétés des muons qui nous permettent de sonder les volcans.

Suite à l'interaction de rayons d'origine cosmique avec l'atmosphère, une cascade de particules, dont l'énergie peut être considérable et atteindre plusieurs centaines de GeV, se propage vers la surface de la Terre. Parmi elles, les muons ont la particularité d'être les particules chargées les moins sensibles aux interactions avec la matière (Gaisser et Stanev, 2008). Ils possèdent en effet la capacité de traverser l'atmosphère ainsi que les premiers kilomètres de la croûte terrestre (Gaisser, 1990). Découvertes en 1936 par Carl Anderson et Seth Neddermeyer, ces particules fondamentales possèdent une masse au repos² de $106 \text{ MeV}/c^2$ et une durée de vie de $2.2 \mu\text{s}$. Le flux de muons est atténué par la quantité de matière traversée, *i.e.* l'opacité qui correspond à l'intégration de la masse volumique du milieu le long de la trajectoire des muons. La mesure de cette atténuation permet alors d'avoir une information directe sur l'opacité traversée (Malmqvist *et al.*, 1979). À partir de mesures réalisées autour d'un objet et par résolution d'un problème inverse, cette méthode donne accès à la répartition des masses volumiques à l'intérieur de l'objet d'étude.

La mesure du flux de muons est basée sur le processus d'ionisation au cours duquel des électrons sont émis lors de l'interaction du muon avec le détecteur. Ce phénomène révèle alors le passage de la particule chargée et permet de localiser la position de l'interaction. De plus, il est admis que les muons se propagent en ligne droite dans la roche, où ils sont peu sujets à la diffusion (Bichsel *et al.*, 2010). Par conséquent, la reconstruction de leur trajectoire est possible à partir de la localisation de deux points d'interaction avec le détecteur (Nagamine, 2003). La connaissance de cette trajectoire permet ensuite de retracer le chemin parcouru par le muon à l'intérieur d'un objet dont on souhaite réaliser une tomographie. Le flux de muons d'origine cosmique présente un spectre en énergie conséquent. Pour qu'il soit utilisé comme source de rayonnement atténué à travers l'objet, le système de détection doit en conséquence être situé en contrebas ou encore sous l'objet d'étude. Les particules détectées qui proviennent du ciel doivent en effet traverser cet objet avant d'atteindre le capteur pour qu'elles puissent révéler les structures internes de l'objet. L'imagerie obtenue distingue la répartition des masses volumiques à l'intérieur de l'édifice étudié avec une résolution particulièrement intéressante tant que la durée de la mesure est suffisamment longue. Le flux de muons est en effet relativement ténu et il est nécessaire de réaliser des acquisitions avec une durée minimale. Les variations observées du flux peuvent alors être interprétées par la présence de structures de masses volumiques différentes.

2. La masse des particules est exprimée en unité d'énergie divisée par le carré de la vitesse de la lumière c .

La première application utilisant le pouvoir de pénétration des muons pour retrouver la structure interne d'un objet est réalisée par Alvarez *et al.* (1970). Ces derniers sont alors à la recherche de la chambre de la reine dans la pyramide de Chephren. En effectuant des mesures depuis l'intérieur de la pyramide, ils cherchent à déceler des hétérogénéités dans le flux de muons détectés révélant l'éventuelle présence d'un vide. 25 ans après cette expérience, une étude méthodologique sur l'application à la surveillance de volcans est réalisée par une équipe japonaise (Nagamine *et al.*, 1995). Celle-ci défend l'idée que les muons se déplaçant avec une trajectoire proche de l'horizontale sont particulièrement intéressants pour étudier les structures internes des volcans. En géophysique, la tomographie en masse volumique est particulièrement pertinente car elle permet notamment de discriminer la nature des roches présentes dans le milieu sondé. Elle offre également la possibilité de distinguer des régions de différentes porosités, et d'observer des variations de la teneur en eau ou en gaz du milieu. En volcanologie elle dévoile ainsi la géométrie des structures internes permettant d'apporter des informations déterminantes dans l'évaluation des aléas volcaniques. Les premières radiographies de volcan construites à partir de l'étude de l'atténuation du flux de muons ont été réalisées en 2005 par la même équipe japonaise (Tanaka *et al.*, 2005; Tanaka *et al.*, 2007b). La diffusion des images obtenues a alors mis en avant la pertinence de l'application de cette nouvelle méthode de tomographie géophysique.

Cette thèse présente la faisabilité de la tomographie par muons, elle vise à déterminer quelles sont les conditions requises lors de son application. Elle étudie le domaine à partir duquel les informations sont pertinentes et apportent des précisions aux résultats obtenus avec des méthodes géophysiques déjà éprouvées. En effet, la tomographie par muons peut fournir des images de répartition de la masse volumique à l'intérieur d'objets géologiques avec une résolution particulièrement intéressante. Cependant certaines précautions doivent être prises pour garantir la réalisation de mesures appropriées par rapport aux objectifs envisagés. Les choix des dimensions du télescope et de la durée de l'installation de l'expérience sont cruciaux pour assurer à la fois une bonne résolution et une quantité de données suffisante. Ainsi les mesures effectuées peuvent révéler des variations d'opacité présentes à l'intérieur de l'objet. La présence de bruit dans le signal doit également pouvoir être évaluée et des mesures doivent être prises pour réduire au maximum son impact sur le flux de muons détecté.

Après une étude théorique sur les écarts de flux distinguables en fonction des épaisseurs sondées et des hétérogénéités présentes, les conditions d'application sont évaluées. Pour les confronter aux réalités du terrain, des télescopes ont été construits pour pouvoir être installés en milieu difficile. L'objectif est en effet d'étudier les structures internes de volcans et les détecteurs doivent alors être adaptés pour fonctionner durant plusieurs mois sur ces terrains exigeants. Le premier télescope construit a cependant été installé dans un laboratoire souterrain, au Mont Terri. Le but de cette première expérience est de tester le premier détecteur et de confronter le flux de muons mesuré au flux de muons prédit par les modèles. Cette précaution permet d'évaluer la fiabilité de nos détecteurs mais également de valider les modèles d'atténuation du flux de muons à travers la matière. Elle étaye le développement méthodologique réalisé dans le traitement du signal et la modélisation du capteur. D'autre part ces premières mesures permettent d'évaluer la présence du bruit de fond nécessaire pour déterminer des moyens de réduire son impact sur le signal. Un second télescope, modifié suite à cette première expérience a ensuite été établi sur les flancs de la Soufrière de Guadeloupe. Ce volcan situé en région tropicale présente des conditions environnementales très peu hospitalières avec un taux d'humidité élevé, de fortes pluies et des vents violents en plus des gaz corrosifs émis dans certaines régions du volcan. Cependant, son dôme présente une dimension assez raisonnable avec un diamètre à la base de l'ordre de 800 m. Le flux de muons est donc suffisamment élevé pour que la surface de détection du télescope puisse être réduite au mètre carré. Ainsi, le télescope est encore aisément manipulable par quelques personnes et suffit à

une démonstration de faisabilité. De plus, des tomographies géophysiques du dôme ont été récemment élaborées avec des méthodes sismiques, électriques et gravimétriques (Nicollin *et al.*, 2006; Coutant *et al.*, 2010; Gunawan, 2005). Ceci nous permet alors de confronter les résultats obtenus avec la tomographie par muons à des images réalisées par des méthodes utilisées plus couramment en géophysique.

Le premier chapitre évoque la découverte des particules d'origine cosmique à partir de l'observation d'un bruit de fond continu présent dans les appareils de mesure de décharges électrostatiques. Pour expliquer ce phénomène, il a fallu comprendre d'où pouvaient provenir les rayons au pouvoir ionisant détectés. Parmi les rayons cosmiques révélés, certaines particules chargées ont un pouvoir de pénétration particulièrement important, nous verrons alors comment ont été identifiés les muons. Leurs propriétés sont ensuite décrites, elles permettent de comprendre pourquoi les muons sont les particules d'origine cosmique les mieux adaptées pour réaliser des tomographies d'objets géologiques.

Le second chapitre définit la reconstruction tomographique par la résolution d'un problème inverse. Celui-ci consiste à retrouver à l'intérieur d'un objet la présence d'hétérogénéités et de caractériser leurs propriétés. Cette opération présente des complexités qui sont ensuite exposées. Les principales méthodes utilisées en géophysique sont étudiées pour montrer l'apport de la tomographie par muons. Le principe de cette méthode est expliqué et la résolution spatiale qu'elle apporte est ensuite discutée. Les spécificités du problème inverse liées à la reconstruction de la tomographie par muons sont étudiées puis des applications réalisées avec cette méthode sont décrites.

La modélisation du flux de muons est détaillée dans le troisième chapitre, où plusieurs modèles sont comparés. Nous verrons comment le flux est atténué à travers la roche et quelles sont les conséquences de cette atténuation sur le flux souterrain. Les temps d'acquisition de cette méthode peuvent être relativement longs et il est primordial d'estimer la durée d'une expérience en fonction de son objectif avant de réaliser des mesures. La méthode d'estimation de cette durée d'acquisition est alors présentée. Elle permet de définir les conditions d'acquisition nécessaires pour obtenir une image pertinente de l'objet étudié. Celles-ci sont établies en fonction de la dimension de l'objet et des propriétés des hétérogénéités présumées. Enfin, un premier article publié en 2010 *Geophysical muon imaging : feasibility and limits* formalise la pertinence de la réalisation de tomographies par muons en fonction des hétérogénéités discernables.

Dans le quatrième chapitre sont détaillés les principaux capteurs de particules chargées. Le choix de travailler avec des télescopes à scintillateurs est justifié. Leur adaptation aux conditions de terrain est ensuite décrite. Ces détecteurs sont en effets construits habituellement pour des expériences de physique des particules en laboratoire. Les télescopes destinés aux études géophysiques doivent au contraire être fonctionnels en extérieur et en particulier ici en environnement tropical sur des sites où il n'existe pas d'énergie électrique. Il est donc important qu'ils soient relativement légers, pratiques à manipuler et robustes. Leur consommation doit être réduite pour qu'une alimentation par panneaux solaires soit suffisante. Un second article intitulé *Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography*, soumis en 2010 et en cours de révision présente ensuite l'adaptation du système d'acquisition au terrain. Il est suivi d'un troisième article soumis en 2011 et intitulé *Bayesian dual inversion of experimental telescope acceptance and integrated flux for geophysical muon tomography* dans lequel une méthode de calibration des détecteurs est présentée.

La première installation de l'un des télescopes a été réalisée dans le laboratoire souterrain du Mont Terri pour valider le protocole de construction. Dans le cinquième chapitre, ce labo-

ratoire souterrain situé dans le jura Suisse est présenté. Il a été construit après le creusement d'un tunnel autoroutier traversant le Mont Terri (Heitzmann et Tripet, 2003). Les expériences qui s'y déroulent ont pour principal objectif l'étude de la couche d'argilite affleurante dans le tunnel. Cette roche présente en effet des propriétés intéressantes pour le stockage des déchets nucléaires. La géologie de ce site est donc relativement bien connue puisque des études y sont menées depuis une quinzaine d'années. La géométrie des interfaces entre les différentes couches géologiques a pu être dessinée suite à leur modélisation le long du tunnel (Freivogel et Huggenberger, 2003). Ce site d'étude est donc approprié pour une validation de la méthode de tomographie par muons. Dans ce chapitre, une analyse des sources de bruit environnantes est réalisée. La méthodologie de sélection des événements est ensuite détaillée. Un domaine de faisabilité de la méthode est défini. L'estimation de ce dernier permet de vérifier si les conditions d'acquisition sont suffisantes pour pouvoir distinguer deux flux de muons estimés pour des modèles géologiques différents. Il est également important de comparer l'amplitude du bruit de fond avec celle du flux de muons mesuré. Ceci permet alors de vérifier qu'il est possible de discerner des fluctuations du flux de muons malgré ce bruit de fond. Enfin, le flux de muons détecté est analysé et nous permet de confronter les estimations de flux construites à partir de différents modèles géologiques à des mesures.

Finalement, dans le sixième et dernier chapitre les premières mesures du flux de muons acquises sur le volcan de la Soufrière de Guadeloupe sont présentées. La problématique de l'étude de ce volcan et les aléas qu'il présente sont décrits. Des habitations sont en effet situées aux abords du complexe volcanique dont le passé éruptif montre plusieurs effondrements de dôme (Boudon *et al.*, 1987). Dans ce contexte, il est important de pouvoir évaluer les différents scénarii possibles en cas de prochaine éruption (Komorowski *et al.*, 2008). La tomographie du dôme permet alors d'apporter des contraintes à la modélisation des différents scénarii. La tomographie par muons fournit ici une information pertinente. Cette méthode offre effectivement la possibilité de reconstruire la répartition des masses volumiques des différentes structures géologiques avec une résolution relativement fine par rapport aux autres méthodes géophysiques. Cependant cette méthode est encore en développement, aussi le traitement des données est décrit, il s'appuie sur la méthodologie développée à partir des données du Mont Terri. Les conditions d'acquisition sont néanmoins différentes puisque le détecteur est installé en extérieur. Le niveau de bruit est donc susceptible d'être plus important. En conséquence, il a fallu adapter le détecteur de manière à permettre un filtrage efficace de ce bruit. À partir des flux de muons mesurés, les premières images de la répartition des masses volumiques obtenues sont enfin comparées à des images réalisées à partir de méthodes géophysiques plus usuelles.

Les principaux symboles utilisés sont reportés dans la table 1 avec leur unité et leur description. Les termes soulignés dans le texte sont définis dans le glossaire situé page 200.

TABLE 1 – Description et unités physiques des principaux symboles utilisés.

Symbole	unité	description
L	m	épaisseur de matière traversée par les muons
D	m	distance entre les matrices du télescope
d	m	taille des pixels des matrices
ΔT	s	durée d'acquisition
θ	rad ou degrés	angle zénithal
θ^*	rad ou degrés	angle zénithal corrigé de la sphéricité de la Terre
ϕ	rad ou degrés	angle azimutal
Ω	sr	angle solide total couvert par le télescope
$\delta\Omega$	sr	résolution angulaire du télescope
S	cm ²	Surface de détection du télescope
$N_x N_y$	$\in \mathbb{N}$	taille des matrices du télescope
\mathcal{T}	cm ² .sr	<u>acceptance</u> du télescope
ρ	g.cm ⁻³	densité
ϱ	g.cm ⁻²	<u>opacité</u> d'une épaisseur de roche (équation 2.1)
$1 - \alpha$		probabilité d'un intervalle de confiance
N	$\in \mathbb{N}$	nombre de muons détectés
p	GeV.c ⁻¹	impulsion
E_0	GeV	énergie des muons au niveau de la mer
\hat{E}_0	GeV	énergie des muons en haut de l'atmosphère
ΔE_0	GeV	perte d'énergie des muons à travers l'atmosphère
E_{\min}	GeV	énergie minimale des muons, fonction de l' <u>opacité</u> traversée
Φ	GeV ⁻¹ .cm ⁻² .sr ⁻¹ .s ⁻¹	flux différentiel de muons
γ	$\in \mathbb{R}$	indice de puissance du spectre en énergie
A	GeV ^{1.7} .cm ⁻² .sr ⁻¹ .s ⁻¹	facteur d'échelle (i.e. amplitude) du spectre en énergie
I	cm ⁻² .sr ⁻¹ .s ⁻¹	flux de muons intégré sur l'énergie
λ	s ⁻¹	nombre de particules par unité de temps

Chapitre 1

Découverte des rayons cosmiques et identifications des muons

1.1 Introduction

À la fin du XIX^e siècle, des phénomènes étranges révélés par des instruments sensibles aux interactions électrostatiques interpellent quelques scientifiques. En réalisant des mesures à des altitudes de plus en plus importantes dans l'atmosphère, les scientifiques comprennent que des rayons d'origine cosmique se propagent jusqu'à la surface de la Terre. Ces rayons sont des particules chargées ou neutres, principalement des protons, des noyaux atomiques et quelques photons. Ils interagissent avec les molécules atmosphériques ce qui donne lieu à une cascade de particules secondaires. Parmi ces particules secondaires, le muon, dont la masse est comprise entre celle de l'électron et celle du proton, est identifié en 1936 par Carl Anderson et Seth Neddermeyer. Le muon d'origine cosmique peut avoir des énergies colossales, bien supérieures à la centaine de GeV. Sa faible probabilité d'interaction avec la matière lui permet de traverser de grandes épaisseurs de roches.

Dans ce chapitre, nous allons voir comment les rayons cosmiques ont été découverts et leur nature identifiée. Les cascades de particules issues de leur interaction avec l'atmosphère sont ensuite décrites. Certaines des particules produites arrivent jusqu'à la surface de la Terre. Parmi ces particules le muon a été identifié. Ses propriétés lui permettent en effet de traverser l'atmosphère et les premiers kilomètres de la croûte terrestre.

1.2 Découverte des rayons cosmiques

1.2.1 Décharge des électroscopes

En 1750, l'abbé Nollet met au point l'électroscope à feuilles d'or. Sous l'enceinte de verre de cet instrument sont suspendues deux feuilles d'or reliées à l'extérieur par un matériau conducteur, figure 1.1. Lorsqu'une règle d'ambre, préalablement frottée contre une peau de chat, est mise en contact avec le plateau conducteur, les charges électriques se déposent sur les feuilles d'or qui s'écartent : il y a répulsion entre les charges électriques de même signe réparties sur les deux feuilles. La distance entre les feuilles d'or est déterminée par le taux de charge de l'appareil, leur répulsion est expliquée par la loi de Coulomb établie en 1785, à l'aide d'un instrument similaire. Cette loi exprime la force de l'interaction électrique entre deux corps chargés.

Les utilisateurs de l'électroscope ont observé que l'appareil chargé électriquement, se déchargeait "spontanément" au bout d'un certain temps, même quand il se trouvait éloigné de sources de bruit environnantes et équipé d'un blindage. Au tout début du XX^e siècle, Julius Elster et Hans Friedrich Geitel d'une part et Charles Wilson d'autre part ont alors protégé

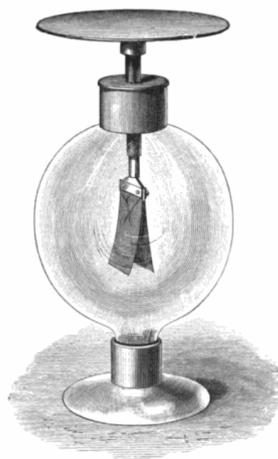


FIGURE 1.1 – Électroscope à feuilles d'or. Image extraite du livre *A Physical Treatise on Electricity and Magnetism*, p32, figure 9 (Gordon, 1889).

TABLE 1.1 – Pouvoir de pénétration des rayons connus au début du XX^e siècle.

Rayons	Pénétration dans l'air	Épaisseur minimale d'absorption
α	très faible	une feuille de papier
β	quelques mètres	une feuille d'aluminium
X et γ	une centaine de mètre	environ 5 cm de plomb

l'instrument des rayonnements ionisants connus : la radioactivité et les rayons X et γ pour mesurer la décroissance du taux d'ionisation de l'appareil en fonction du temps. Ils montrèrent indépendamment l'existence d'une ionisation résiduelle de l'air contenu dans l'électroscope (Descamps, 1943). Les rayonnements ionisants interagissent avec les atomes neutres de la matière qu'ils traversent. Sur le passage de la particule, ces atomes se dissocient en charges positives et négatives. La radioactivité, découverte en 1896 par Henri Becquerel, provient de l'émission de rayons β (électrons) ou α (protons), plus ou moins pénétrants, par des atomes de masse atomique importante. Les rayons X, mis en évidence par Wilhelm Röntgen en 1895, sont des photons très énergétiques de longueur d'onde comprise entre 5 et 10 pm. Les rayons γ , découverts par Paul Villard en 1900, sont également des photons dont la longueur d'onde est en général inférieure à 5 pm. Tous ces rayons ont un pouvoir de pénétration de la matière croissant avec leur énergie. Les rayons X et γ , très pénétrants, sont absorbés par des écrans composés d'éléments de numéro atomique élevé¹, table 1.1.

Les scientifiques ont noté une variation du taux d'ionisation en fonction de la composition du récipient. En 1902, Ernest Rutherford et Lester Cook ont pu réduire ce taux d'ionisation de 33% avec un blindage en plomb épais de 5 cm. Ils ont également remarqué que des épaisseurs supplémentaires de blindage n'apportent pas de modification notable (Crozon, 2005). Lorsque la contamination radioactive est éliminée, il reste toujours une ionisation résiduelle. L'origine de cette ionisation est-elle terrestre ou extra-terrestre ? Pour élucider le mystère de cette décharge, le père Théodore Wulf en 1910, a réalisé des expériences au sommet de la tour Eiffel afin d'observer l'effet de l'altitude sur le taux de décharges de l'électroscope. Ce taux semble moins important au sommet qu'au niveau du sol. Les mesures étaient cependant incertaines : la différence du taux mesuré au sommet et au sol était moins importante que celle obtenues au sol à Paris et Valkenbourg, petite ville du sud de la Hollande (Paul et Robert-Esil,

1. Les isotopes les plus abondants du plomb (^{206}Pb , ^{207}Pb et ^{208}Pb) sont stables. Le plomb est donc l'élément non radioactif le plus dense, c'est pourquoi il fut fréquemment utilisé comme écran d'absorption des particules.

2009). Cette expérience a interpellé Victor Hess, qui a alors équipé des ballons pour faire des mesures du taux de décharge, plus haut dans l'atmosphère en 1911 et 1912. Hess a réalisé des vols de jour, de nuit et même lors d'une éclipse solaire : alors qu'à 500 m d'altitude la décharge est deux fois plus lente qu'au niveau du sol, à 1500 m elle redevient identique à celle mesurée au sol. À 5000 m, le taux de décharge augmente nettement et n'est pas influencé par la présence du Soleil. Face à ces résultats, Hess conclut : "*La seule manière d'interpréter mes résultats expérimentaux est d'admettre l'existence d'un rayonnement très pénétrant, d'une nature encore inconnue, venant principalement d'en haut et étant très probablement d'origine extra-terrestre.*" Hess reçut le prix Nobel de physique en 1936 pour sa découverte des rayons cosmiques.

1.2.2 Nature des rayons cosmiques

Alors que les observations de ces rayons cosmiques s'accumulent, leur nature demeure mystérieuse. Robert Millikan, prix Nobel en 1923 pour ses travaux sur la charge élémentaire et l'effet photoélectrique, défend l'hypothèse que ces particules sont des photons. Arthur Compton, prix Nobel en 1927 pour la découverte de l'effet qui porte aujourd'hui son nom, suppose que les particules cosmiques sont chargées. Entre 1925 et 1932, le débat entre les deux hommes est très virulent.

Lors d'un voyage entre la Hollande et l'île de Java en 1927, Jacob Clay a observé un effet de la latitude sur l'intensité mesurée du rayonnement cosmique, figure 1.2. Le flux de rayonnement ionisant est élevé et à peu près constant dans les régions polaires, il diminue à l'approche de l'équateur géomagnétique. Pour étoffer ces résultats, Louis Leprince-Ringuet et Pierre Auger ont effectué en 1933 un voyage entre Hambourg et Buenos Aires, puis Compton a réalisé des mesures systématiques dans 69 stations réparties sur la surface de la Terre (Dorman, 2009).

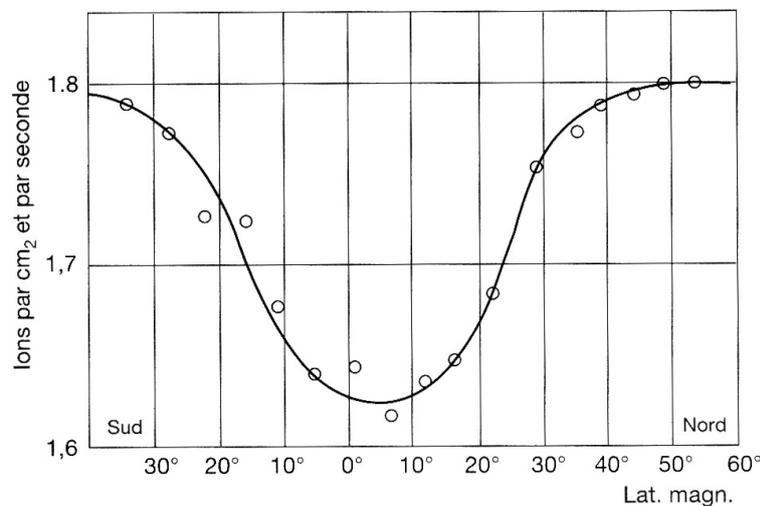


FIGURE 1.2 – Effet de la latitude sur le flux de rayonnement ionisant observé au niveau de la mer par Clay. Le flux de rayonnement ionisant est élevé et à peu près constant dans les régions polaires, il diminue à l'approche de l'équateur géomagnétique, extrait du livre *Quand le ciel nous bombarde... Qu'est-ce que les rayons cosmiques ?* (Crozon, 2005).

En effet, si les particules cosmiques sont chargées, en interagissant avec le champ magnétique terrestre l'intensité de leur rayonnement devrait varier avec la latitude géomagnétique. Dans les années vingt, Carl Störmer et Paul Epstein, puis Georges Lemaître et Manuel Valarta, ont étudié le mouvement d'une particule électriquement chargée dans le champ magnétique terrestre, analogue à celui produit par un dipôle, afin d'expliquer les aurores dans la très haute atmosphère des régions polaires. Au niveau de l'équateur géomagnétique, la trajectoire des particules chargées se trouve plus ou moins courbée en fonction de l'énergie de la particule.

De plus, si cette énergie est inférieure à un certain seuil, la particule est renvoyée dans l'espace, figure 1.3(a). Aux pôles magnétiques les particules ne rencontrent pas de barrière magnétique et les particules de faible énergie interagissent avec les molécules atmosphériques, produisant des aurores, figure 1.3(b). À cet endroit, les particules chargées sont arrêtées uniquement par absorption dans l'atmosphère, le seuil d'énergie minimale pour atteindre le niveau de la mer est donc plus faible qu'au niveau de l'équateur et si les rayons cosmiques sont des particules chargées leur flux devrait donc être plus important aux pôles qu'à l'équateur. À partir des me-

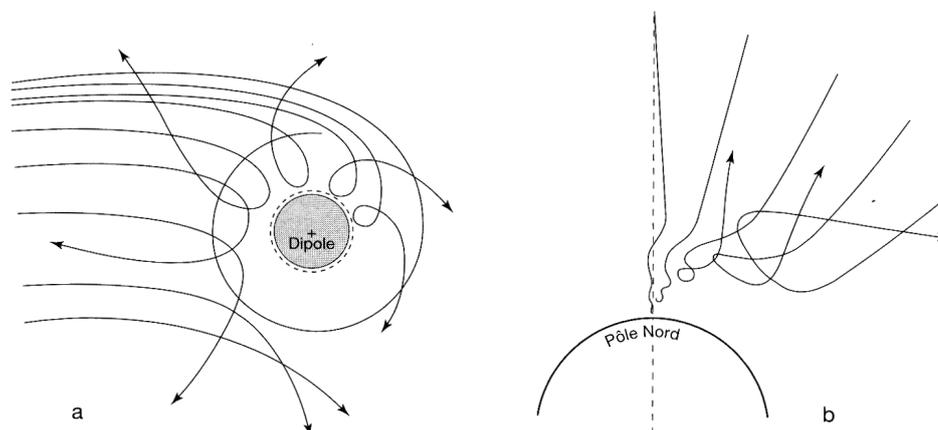


FIGURE 1.3 – Action du champ magnétique généré par la Terre sur des particules chargées, au niveau de l'équateur (a) et aux pôles (b) (Leprince-Ringuet, 1945).

sures réalisées à différentes latitudes, la carte des isocosmes, lignes d'égal flux cosmique mesuré au niveau de la mer, a pu être dessinée et l'on observe alors que les isocosmes suivent assez fidèlement les latitudes géomagnétiques, figure 1.4. Les rayons cosmiques sont donc composés majoritairement de particules chargées mais aussi de particules neutres comme les photons et les neutrinos.

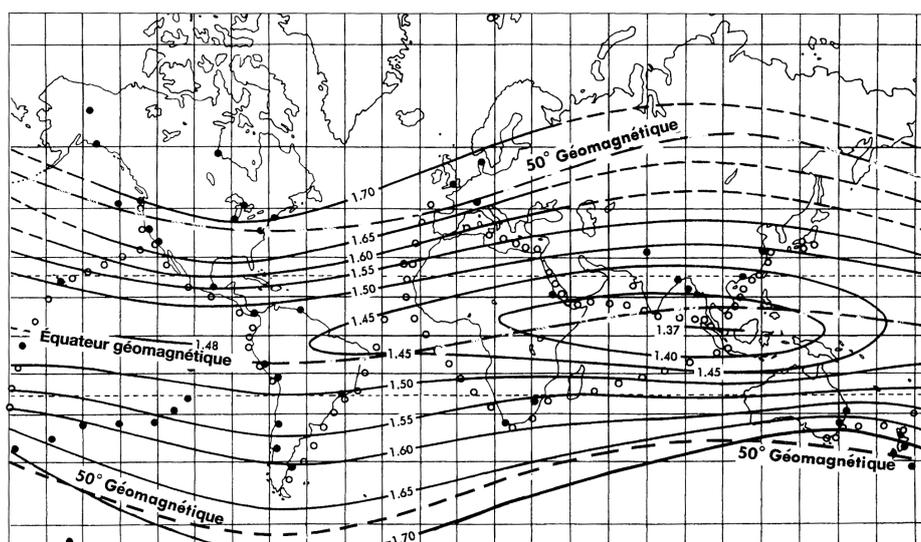
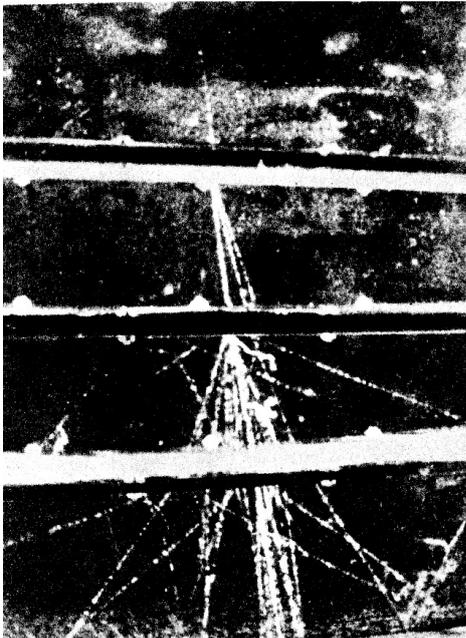


FIGURE 1.4 – Cartes des isocosmes, lignes d'égal flux cosmique mesuré au niveau de la mer, en trait plein. Les valeurs inscrites au niveau des courbes indiquent le nombre de paires d'ions par centimètre cube d'air, mesuré par les chambres à ionisation. Les courbes en pointillés correspondent à l'équateur et à deux parallèles géomagnétiques (50° N et S) (Compton, 1936; Crozon, 2005).

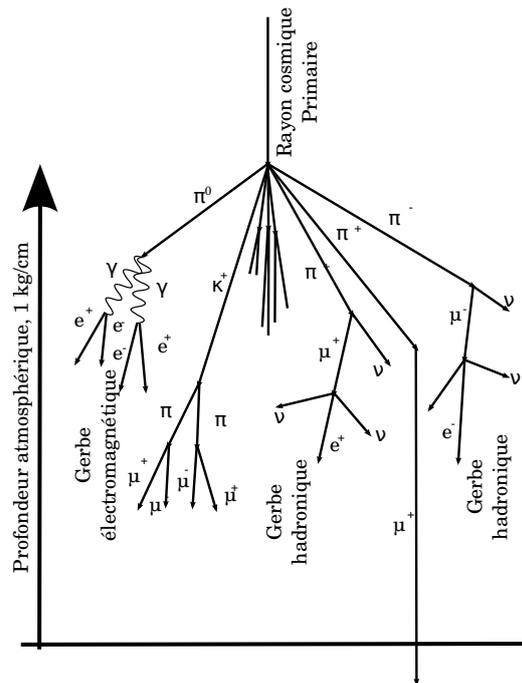
1.3 Origine des rayons cosmiques

1.3.1 Gerbes cosmiques

De nombreux clichés montrent la production de gerbes (ou cascades) de particules suite au passage de l'une d'elle à travers des écrans plus ou moins épais, figure 1.5(a). La particule incidente interagit en fait avec les atomes composant l'écran, ce qui produit une gerbe de particules. À l'aide de dispositifs de détection en coïncidence espacés jusqu'à quelques centaines de mètres, Auger mit en évidence en 1938 l'existence de gerbes atmosphériques créées suite à l'interaction de particules primaires avec les molécules atmosphériques. Les produits de la désintégration du rayon cosmique primaire interagissent à leur tour avec l'atmosphère créant une cascade de particules, figure 1.5(b). Les muons sont produits dans les gerbes hadroniques issues de l'interaction de hadrons (protons, pions, kaons...) avec l'atmosphère. Il existe également les gerbes électromagnétiques où les photons produisent des électrons/positrons qui à leur tour interagissent avec l'atmosphère pour produire des photons et ainsi de suite... Certaines des particules produites dans les gerbes sont absorbées au cours de la traversée de l'atmosphère et d'autres ont une durée de vie trop courte pour pouvoir atteindre le niveau de la mer. Le taux de particules générées par la cascade augmente donc au fur et à mesure qu'elle se propage vers la Terre jusqu'à atteindre un maximum et se réduire avant d'atteindre le sol. Au niveau du sol, le diamètre de la surface recouverte par la pluie de particules issue d'une cascade peut atteindre 5 km (Cormier, 2003).



(a) Développement d'une gerbe à partir d'une particule unique lors de son passage à travers des écrans de plomb (Fromans et Stearns, 1938; Leprince-Ringuet, 1945).



(b) Schéma de développement d'une gerbe de particules atmosphérique, d'après Leprince-Ringuet 1945.

FIGURE 1.5 – Propagation de gerbes de particules dans une chambre à brouillard (a) et dans l'atmosphère (b).

Les particules cosmiques primaires incidentes sur l'atmosphère sont des particules stables (protons, électrons, photons) et des noyaux de durée de vie supérieure au million d'années (He, C, O, Fe...). Les protons libres et les noyaux d'hélium représentent respectivement 79% et 15% du rayonnement incident (Gaisser et Stanev, 2008). L'énergie des particules primaires chargées varie de 10^8 à plus de 10^{20} eV. Le flux des rayons cosmiques primaires décroît rapidement

quand l'énergie de la particule augmente, depuis quelques particules par centimètre carré par seconde pour les plus basses énergies, à moins d'une particule par kilomètre carré par an pour les énergies les plus élevées, figure 1.6. Ce flux² de particules primaires, Φ_P , varie suivant une loi de puissance en fonction de l'énergie E_p de la particule primaire :

$$\Phi_P = P_0 E_p^{-\gamma} \text{ (cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \text{ ,} \quad (1.1)$$

avec $P_0 \approx 1.8 \text{ GeV}^{1.7} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\gamma \approx 2.7$, pour les particules dont l'énergie est comprise entre quelques GeV et 100 TeV (Gaisser, 1990). Les vents solaires excluent en bonne partie du système solaire les particules chargées d'énergie inférieure au GeV d'origine galactique. Ils modulent le flux des particules d'énergie supérieure à la dizaine de GeV. Au delà de la centaine de GeV l'origine des rayons cosmiques demeure inconnue, l'observatoire Pierre Auger a pour objectif la résolution de ce mystère (Cormier, 2003; Abraham, Snow, *et al.*, 2007).

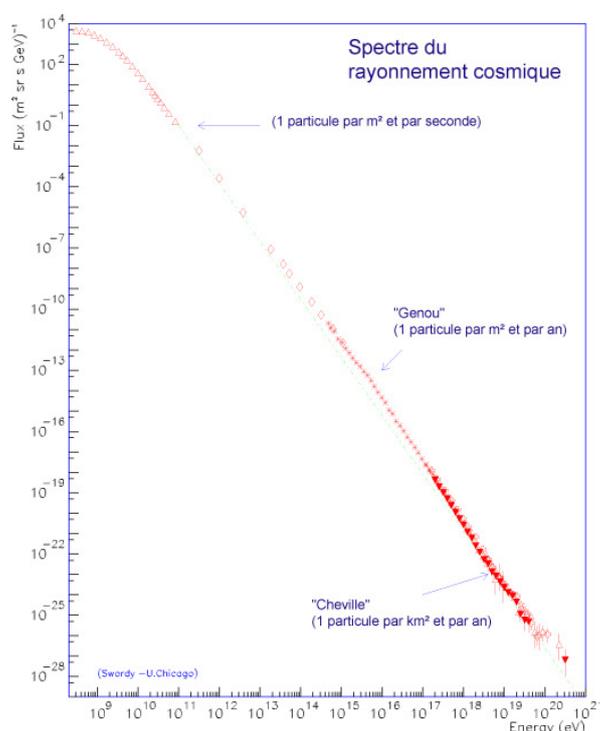


FIGURE 1.6 – Flux des particules primaires en fonction de leur énergie. La compilation des données a été réalisée par Simon Swordy de l'université de Chicago.

1.3.2 Propagation des rayons cosmiques dans l'atmosphère

Le flux de rayons cosmiques dans l'atmosphère est composé essentiellement de particules résultant de l'interaction des particules primaires avec l'atmosphère. Les mesures du flux de particules en fonction de la profondeur atmosphérique³ sont essentiellement réalisées au niveau du sol et dans la haute atmosphère lors de vols en ballons⁴. Le flux de rayons cosmiques dans l'atmosphère est donc décrit par une série d'équations en cascades couplées avec des conditions

2. Le flux de particules est exprimé en nombre de particules par unité de surface, d'angle solide, de temps et d'énergie, ici en $(\text{GeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s})^{-1}$, où sr est l'abréviation du steradian.

3. La profondeur atmosphérique est exprimée en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$, unité d'opacité correspondant à la masse volumique de l'atmosphère intégrée sur l'épaisseur traversée par la particule. La masse volumique de l'atmosphère devient de plus en plus dense au fur et à mesure que les particules cosmiques s'approchent de la Terre.

4. En 1931, le premier vol dans la stratosphère fut réalisé par Auguste Piccard et Paul Kipfer. Cet exploit fut suivi de plusieurs vols en ballon au cours desquels le flux de rayons cosmiques était mesuré en fonction de l'altitude.

Flux total	muons	neutrons	électrons	protons et pions
$300 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	63%	21%	15%	< 1%

TABLE 1.2 – Composition des rayons cosmiques au niveau de la mer (Bogdanova *et al.*, 2006).

aux limites en haut de l’atmosphère avec le spectre des primaires (Gaisser et Stanev, 2008).

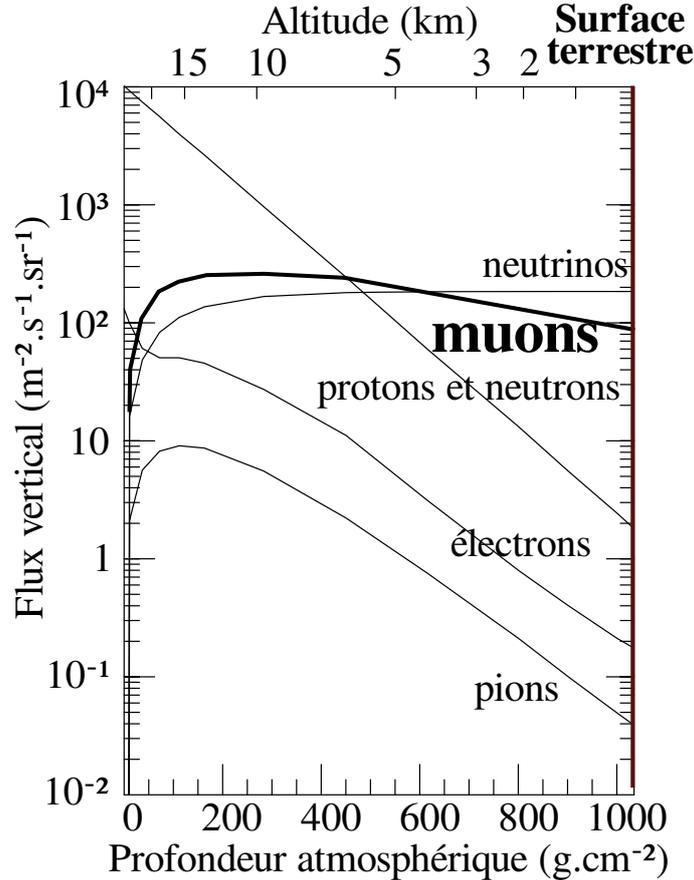


FIGURE 1.7 – Flux vertical des particules cosmiques d’énergie supérieure à 1 GeV en fonction de la profondeur atmosphérique, estimés à partir de l’équation 1.1, d’après Gaisser et Stanev (2008).

Parmi les particules issues des gerbes atmosphériques, les muons sont les particules chargées les plus nombreuses au niveau de la mer. Ils sont produits à une altitude d’environ 15 km, figure 1.7 (Anchordoqui *et al.*, 2004; Bogdanova *et al.*, 2006; Gaisser et Stanev, 2008). L’épaisseur d’atmosphère à traverser par ces particules pour atteindre la surface terrestre augmente avec l’angle zénithal de la direction de propagation et atteint par exemple 30 km pour un grand angle zénithal de 60°. L’énergie des muons est réduite d’environ 2 GeV lors de la traversée de l’atmosphère, principalement par ionisation. Lorsqu’ils arrivent au niveau de la mer l’énergie moyenne des muons est d’environ 4 GeV. Le flux vertical des muons d’énergie supérieure à 1 GeV est $\Phi_V = 70 \text{ m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour comparaison, le flux d’électrons (et de positrons) au niveau de la mer est d’environ $30 \text{ m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour des énergies supérieures à 10 MeV/c et celui des nucléons d’énergie supérieure à 1 GeV est de $0.9 \text{ m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (Gaisser et Stanev, 2008). La table 1.2 donne la composition du flux total de rayons cosmiques au niveau de la mer (Bogdanova *et al.*, 2006).

1.4 Identification d'une composante dure

Sur les différentes traces de particules détectées par les chambres à brouillard (dont le principe de fonctionnement est décrit chapitre 4) et photographiées au début du XX^e siècle, on distingue parmi les rayons cosmiques deux catégories : une composante molle absorbée par moins de 10 cm de plomb et une composante dure capable de traverser plus d'un mètre de plomb. Pour observer les limites de l'épaisseur traversable par les rayons cosmiques, les chercheurs ont réalisé des mesures dans des souterrains, au fond de l'eau... et dans tous les endroits les plus incongrus possibles. Même aux profondeurs les plus extrêmes, les expériences ont toujours révélé la présence de particules d'origines cosmiques. Auger (1947) cite à ce propos un physicien russe : "*J'ai mesuré l'intensité des rayons cosmiques dans la mer et sur les hautes montagnes ; je l'ai mesurée dans le fond des lacs, et dans la plus haute atmosphère. Je l'ai mesurée dans des carrières de sel gemme, dans les puits des mines de charbon, dans les grottes les plus profondes. Enfin j'ai mesuré les rayons cosmiques dans l'enfer*⁵." La composante dure des rayons cosmiques, les muons, a la particularité d'être souvent solitaire et de laisser des traces rectilignes. La composante molle, constituée principalement d'électrons, est également toujours détectée à de grandes profondeurs sous terre. Cette dernière composante n'a pourtant pas la capacité de traverser une épaisseur de roche supérieure au mètre, elle est en fait émise dans les derniers décimètres de roche, soit par la désintégration des muons soit suite aux interactions des muons avec la matière.

1.4.1 Le cliché de Anderson et Neddermeyer

Le cliché de Carl Anderson et Seth Neddermeyer réalisé en 1936, figure 1.8, a permis de démontrer l'existence d'une particule dont la masse est située entre celle de l'électron et celle du proton, initialement et improprement appelé méson, il est maintenant nommé muon, μ . Le dispositif expérimental est composé d'une chambre de Wilson au milieu de laquelle est placé un écran. La particule arrive de A vers B et termine son parcours en C. Au-dessus de l'écran la trajectoire de la particule est fine et discontinue, l'ionisation du gaz est donc assez faible ce qui indique une énergie importante de la particule. Au-dessous de l'écran, la trace épaissie a un rayon de courbure plus marqué, la particule a perdu de l'énergie et sa trajectoire est donc plus influencée par le champ magnétique intense qui règne au sein de la chambre (Leprince-Ringuet, 1945). À partir de la mesure de la perte d'énergie à travers l'écran, Neddermeyer et Anderson ont pu estimer la masse du muon à 220 fois celle de l'électron (Neddermeyer et Anderson, 1938).

1.4.2 Les muons

Les muons ainsi démasqués sont des particules élémentaires instables de spin 1/2 qui peuvent être chargées positivement ou négativement : μ^+/μ^- . Leur masse⁶ est d'environ 106 MeV/ c^2 , leur durée de vie de 2.2 μ s est la plus longue des particules instables après celle du neutron. Les muons d'origine cosmique sont principalement issus de la désintégration des pions π^+/π^- et des kaons K^+/K^- . Ces particules sont elles-mêmes produites lors de l'interaction des rayons cosmiques (RC) primaires avec les nucléons atmosphériques. Leurs durées de vie respectives sont de 26 ns et 12 ns. Les produits de désintégration des muons μ^+ (respectivement μ^-) sont composés d'un positron e^+ (respectivement électron e^-), un neutrino électronique ν_e (respectivement antineutrino électronique $\bar{\nu}_e$), et un antineutrino muonique $\bar{\nu}_\mu$ (respectivement neutrino muonique ν_μ). La première observation de la désintégration d'un muon réalisée par Williams et Roberts 1940 est reprise figure 1.9(a). Les neutrinos demeurent invisibles car non chargés, ils n'ionisent pas la matière. La vie d'un muon au sein d'un champ

5. Dans l'âme d'un gros canon de marine où il fallait introduire non seulement les appareils mais aussi l'observateur !

6. La masse des particules est exprimée en unité d'énergie divisée par le carré de la vitesse de la lumière c .

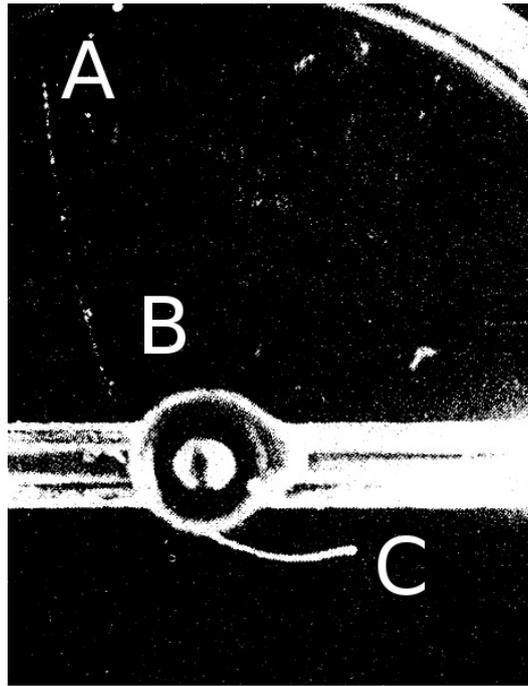
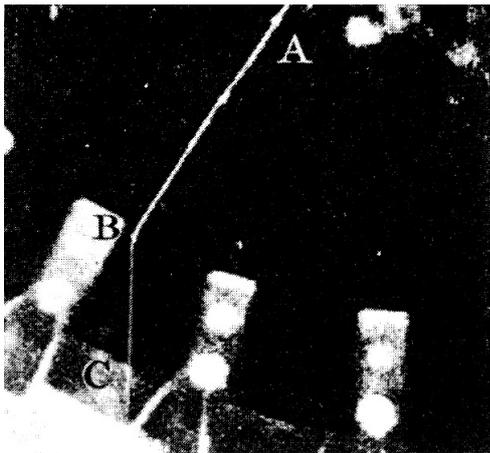
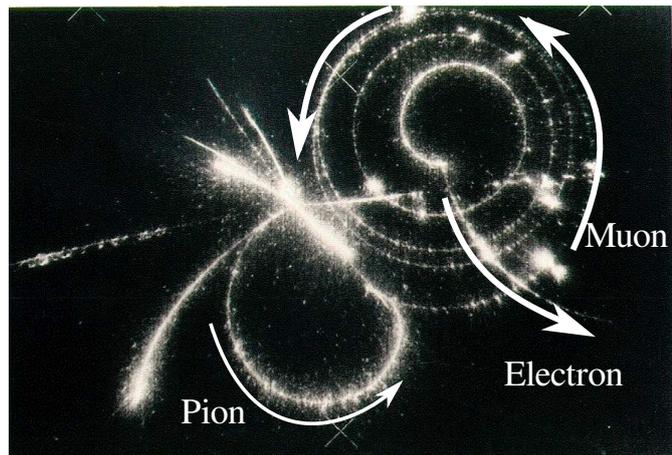


FIGURE 1.8 – Le célèbre cliché du méson de Neddermeyer et Anderson (1938). Le dispositif expérimental est composé d'une chambre de Wilson au milieu de laquelle est placé un écran, la particule arrive de A vers B et termine son parcours en C. Au-dessus de l'écran la trajectoire de la particule est fine et discontinue, l'ionisation du gaz est donc assez faible ce qui indique une énergie importante de la particule. Au-dessous de l'écran la trace épaissie a un rayon de courbure plus marqué, la particule a perdu de l'énergie et sa trajectoire est donc plus courbée par le champ magnétique intense qui règne au sein de la chambre (Leprince-Ringuet, 1945).

magnétique intense est illustrée figure 1.9(b), depuis sa production par désintégration d'un pion jusqu'à sa propre désintégration.



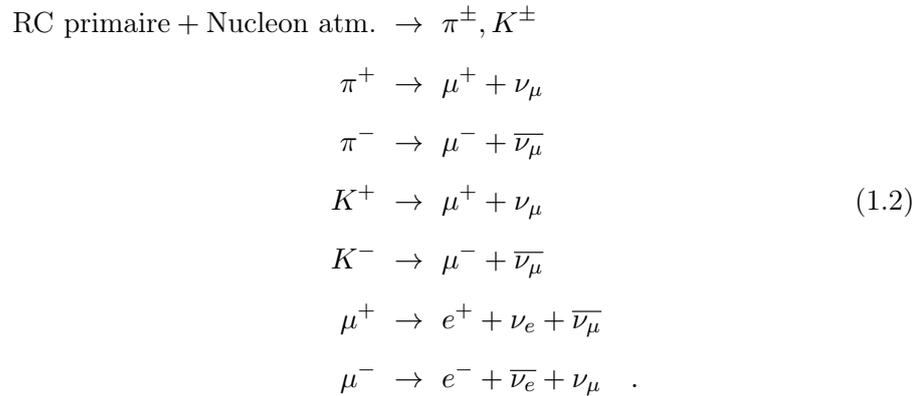
(a) Le muon, peu énergétique arrive de A vers B où il s'arrête pour donner naissance à un électron observé sur la trace BC (Williams et Roberts 1940, d'après Peyrou 1982).



(b) Un pion se désintègre en muon se désintégrant lui-même en électron après avoir suivi une trajectoire en spirale à cause du champ magnétique exercé sur la chambre.

FIGURE 1.9 – Observations de désintégration du muon. Sur les clichés une particule neutre demeure invisible : le neutrino de charge nulle. Sa masse est négligeable, il assure la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, photo CERN.

À partir de l'arrivée des particules primaires dans l'atmosphère jusqu'à la désintégration des muons, il se produit donc des réactions en cascades (Kempa *et al.*, 2002) :



Ce processus est illustré figure 1.5(b), où l'on voit la cascade se développer suite à l'interaction d'un rayon cosmique primaire avec une molécule atmosphérique. Le flux de particules secondaires dépend de l'altitude de leur production, il exprime leur création par la désintégration de leurs parents et leur propre désintégration dans l'atmosphère. La distribution du spectre des muons en énergie et en fonction de l'angle zénithal de leur trajectoire résulte donc de la combinaison de plusieurs phénomènes : la production des muons, l'énergie perdue lors de la traversée de l'atmosphère et leur propre désintégration (Gaisser et Stanev, 2008).

1.5 Conclusion

La durée de vie relativement longue des muons et leur faible probabilité d'interaction avec le milieu favorisent leur pouvoir de pénétration, de plus leur charge en fait des particules aisément détectables grâce au processus d'ionisation (Gaisser, 1990). Cependant toutes les particules chargées sont alors susceptibles de produire un signal et il est alors nécessaire d'adapter le système de détection pour distinguer les muons. Ils ont notamment la capacité de traverser des écrans d'absorption. Ceci n'est pas le cas des électrons/positrons lorsque l'écran représente une opacité suffisamment importante. Les muons présentent donc des propriétés particulièrement intéressantes pour réaliser la tomographie des objets de taille kilométrique, comme par exemple les volcans. En effet, l'étude de l'atténuation du flux de muons en fonction de la quantité de matière traversée permet de distinguer des hétérogénéités de masse volumique à l'intérieur de l'objet géologique.

Chapitre 2

Tomographies en géophysique

2.1 Introduction

L'imagerie a pour objectif la connaissance du milieu interne d'un objet par des méthodes non invasives, afin de délimiter des structures à l'intérieur de cet objet et d'observer éventuellement leurs variations temporelles. Ces structures sont caractérisées à partir de l'étude de la répartition des propriétés physiques de l'objet comme la conductivité électrique, la contrainte, la déformation, la teneur en eau, la porosité, la masse volumique qui ont une influence plus ou moins directe sur des variables mesurables comme l'intensité du courant électrique, la vitesse de propagation et l'atténuation d'une onde élastique ou électromagnétique, la variation du champ de pesanteur... La tomographie, du grec *temnein* "couper" et *graphia* "écriture", vise à reconstruire la distribution de ces propriétés physiques à partir de mesures réalisées autour du milieu sondé. La reconstruction tomographique appliquée à la géophysique est étudiée dans ce chapitre. Nous verrons quelles sont les problématiques propres à la recherche de la meilleure solution permettant de représenter fidèlement le milieu imagé.

En géophysique, il existe plusieurs méthodes de tomographie, développées à partir de l'étude d'ondes se propageant dans le milieu ou de champs de potentiel, visant à reconstruire la distribution spatiale des différents paramètres physiques du milieu afin de détecter d'éventuelles interfaces. Quelques méthodes utilisées classiquement en tomographie géophysique sont ici comparées en fonction de leur résolution et de leur profondeur de pénétration. Il est possible d'appliquer ces différentes techniques à l'étude d'un même objet pour apporter des informations complémentaires. Celles-ci peuvent alors être prises en compte simultanément pour affiner et mieux contraindre la reconstruction tomographique de cet objet.

Un des paramètres d'intérêt en géophysique est la masse volumique dont la connaissance de la distribution peut notamment servir à retrouver la structure des interfaces entre différents types de roches. Une mesure de la masse volumique apporte des précisions pour caractériser la nature de ces roches, déterminer la présence d'eau ou de vapeur dans des systèmes hydrothermaux superficiels, évaluer la quantité de gaz contenus dans la partie supérieure de conduits magmatiques, suivre l'évolution d'aquifères dans les couvertures géologiques d'infrastructures souterraines et les réseaux karstiques... Nous verrons comment le développement de la tomographie par muons apporte des informations sur ce paramètre avec une résolution particulièrement intéressante.

2.2 Reconstruction tomographique

La reconstruction tomographique est appliquée dans de nombreux domaines de la géophysique dont certains sont présentés ici à titre d'exemples. Cette reconstruction est basée

sur la résolution d'un problème inverse défini ensuite, parallèlement au problème direct grâce auquel il est possible de prédire les valeurs mesurées. L'inversion de données mesurées n'est pas sans complexité. Les précautions à prendre afin d'améliorer la robustesse de l'inversion sont ensuite discutées. Enfin, l'apport de l'inversion conjointe de différents types de données permet de préciser la localisation d'interfaces.

2.2.1 Objectifs de la tomographie en géophysique

En géophysique, la tomographie est appliquée à des milieux dont la connaissance de la structure interne sert des objectifs variés. Pour les différents domaines d'application, le milieu étudié présente des hétérogénéités dont on cherche à connaître la répartition. En fonction des propriétés du milieu et des hétérogénéités recherchées les techniques utilisées peuvent différer de manière à accéder aux informations les plus pertinentes par rapport à l'objectif visé. Ainsi, on retrouve l'application de la tomographie dans les domaines suivants :

- En exploration minière, elle permet par des méthodes non invasives de localiser et de quantifier les dimension des champs d'exploitations.
- Lors de la recherche d'aquifères, elle offre la possibilité de localiser les zones de ressources en eau potable.
- Le suivi de l'évolution de régions polluées peut être réalisé par tomographie lorsque l'on veut délimiter la zone d'impact et quantifier la gravité du phénomène.
- Dans le génie civil, elle permet de déterminer la qualité du sol lieu de construction, de retrouver des conduits, de suivre l'évolution des voies et d'ouvrages d'art (ponts, barrages...).
- Elle permet d'identifier la présence d'objets témoins en archéologie, de retrouver les traces de bâtiments ou de percer les énigmes architecturales.
- En planétologie elle permet d'explorer les sols et les atmosphères des autres planètes.
- Appliquée à la tectonique, elle offre la possibilité de suivre le mouvement des plaques, de dessiner la géométrie des zones de subduction ou des dorsales océaniques, d'étudier la formation de rifts ou l'orogénèse.
- En volcanologie, la tomographie permet de reconstruire la structure interne des volcans pour déterminer la taille de la colonne de remontée de magma, suivre l'altération due à la présence éventuelle de champs hydrothermaux, localiser la présence de dykes¹, comprendre les mécanismes de formation et d'effondrement de dômes de lave.

Tous ces domaines utilisent des techniques et des instruments adaptés aux conditions de terrain qui leurs sont propres. Cependant, la reconstitution de structures internes aux milieux étudiés consiste à chaque fois à résoudre un problème inverse plus ou moins bien contraint. La qualité des résultats de cette inversion est liée à la connaissance *a priori* du milieu et à la manière dont cette connaissance peut être intégrée à l'inversion.

2.2.2 Résolution du problème inverse

La reconstruction tomographique a pour but de retrouver la distribution des propriétés physiques du milieu à partir de mesures sensibles aux paramètres d'intérêt. La résolution de ce que l'on nomme le problème inverse, permet d'interpréter les informations fournies par ces mesures et par la connaissance *a priori* du milieu (Tarantola et Valette, 1982). Il est ainsi distingué du problème direct qui cherche à retrouver le paramètre mesuré à partir d'une répartition donnée des propriétés de l'objet. Le problème direct est régi par une loi physique qui permet de passer de l'espace des modèles à celui des données. Les modèles correspondent aux paramètres recherchés lors de l'inversion et les données aux paramètres estimés par le problème direct (Tarantola, 2005). Le problème direct a donc un pouvoir de prédiction des

1. Lors d'une éruption volcanique, la lave, au lieu de remonter verticalement, s'échappe parfois par des fissures horizontales. En se refroidissant, elle forme alors ce que l'on appelle un dyke.

résultats d'une expérience. Pour illustrer ces propos, prenons un objet présentant une hétérogénéité de densité, à travers lequel passe un rayon sensible à cette densité, figure 2.1. Le rayon est atténué à travers le milieu en fonction de la quantité de matière traversée, un capteur permet de mesurer cette atténuation. Ici, le problème direct consiste à estimer l'atténuation du rayon à partir d'une loi d'atténuation, connaissant la distribution des hétérogénéités. Le paramètre du problème direct est donc l'atténuation. Le problème inverse vise à reconstruire la distribution de densité connaissant le résultat de la mesure. Le paramètre du problème inverse est donc la densité et la loi d'atténuation permet de relier ce paramètre à l'atténuation prédite par le problème direct.

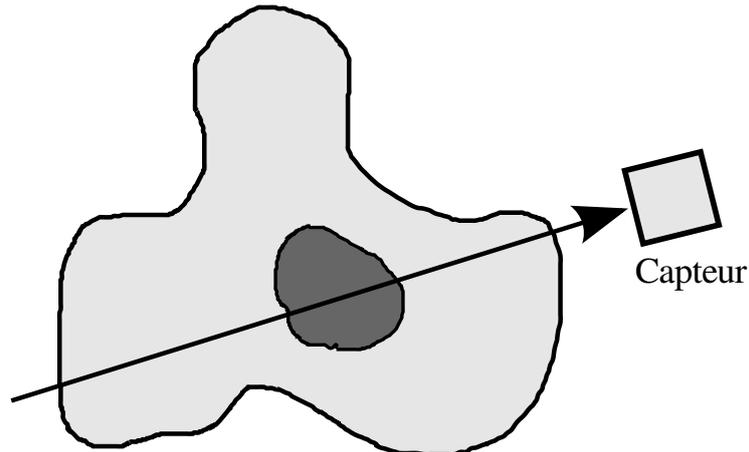


FIGURE 2.1 – L'objet d'étude présente une hétérogénéité. Un rayon est propagé à travers cet objet, son atténuation est mesurée en sortie.

Les problèmes inverses ont la particularité d'être souvent instables : d'une inversion à une autre les résultats peuvent montrer des écarts importants. Il est alors possible que les résultats obtenus ne correspondent pas du tout à la réalité (Pitt et Myung, 2002). Des méthodes de régularisation peuvent alors être employées mais c'est surtout la prise en compte du maximum d'informations disponibles qui va amener à l'obtention de résultats cohérents avec la réalité (Demoment et Goussard, 2001).

2.2.3 Complexités intrinsèques du problème inverse

La plupart des problèmes inverses sont dits "mal posés" quand leur formulation ne conduit pas à une solution qui soit satisfaisante, induisant des résultats instables. Les conditions d'un problème bien posé concernent l'existence d'une solution, son unicité et la continuité de la fonction qui relie le domaine des données à celui des paramètres inversés (Hadamard, 1902). Cependant, même un problème bien posé peut donner des résultats instables, en effet s'il est mal conditionné la solution n'est alors pas robuste et une faible erreur sur la donnée mesurée entraîne alors une erreur importante sur le paramètre inversé.

Le problème est notamment mal posé lorsque le nombre de variables inconnues du problème inverse est trop important par rapport à la quantité d'informations fournie par les données. La non-unicité se produit quant à elle quand plusieurs distributions des hétérogénéités du milieu permettent d'expliquer les données mesurées. Par exemple en gravimétrie une source ponctuelle de faible densité et éloignée du point de mesure peut donner le même signal qu'une source plus proche, de taille plus importante mais de plus faible densité. Il est important de pouvoir restreindre ce nombre de modèles auxquels il est possible d'associer une probabilité permettant de distinguer ceux qui ont la plus forte chance de représenter la réalité

(Tarantola, 2005).

Pour parer aux difficultés liées au problème mal posé, il est possible de régulariser le problème inverse tout en cherchant à expliquer fidèlement les données obtenues. On cherche alors le bon compromis entre la régularité de la solution et la fidélité aux données (Tikhonov, 1963; Jackson, 1972; Hansen, 2001).

Il est enfin assez fréquent que le problème inverse ne puisse pas être posé de manière linéaire et des techniques d'inversion adaptées doivent alors être employées. Elles permettent en outre l'insertion d'information *a priori* de manière à prendre en compte toutes les connaissances acquises à propos de l'objet d'étude (Mosegaard et Tarantola, 2002). Cette information *a priori* permet de contraindre l'inversion et d'améliorer ainsi l'exactitude de la solution. Ainsi, dans le cas de l'inversion par méthodes bayésiennes, on cherche à explorer aléatoirement tous les paramètres possibles afin d'expliquer les résultats donnés par les mesures (Demoment, 1989). L'apport d'informations *a priori* permet de réduire l'espace des paramètres à explorer et peut diminuer ainsi considérablement le temps de calcul de l'inversion. Surtout, la prise en compte des informations *a priori* réduit les difficultés à converger vers une solution raisonnable liées à la complexité de la résolution du problème inverse. Parmi les techniques d'inversion non-linéaires probabilistes on peut citer le recuit simulé développé par Kirkpatrick *et al.* (1983), appliqué en géophysique par Mosegaard et Vestergaard (1991); le *bootstrap* créé par Efron (1979), appliqué en géophysique par Constable et Tauxe (1990); les algorithmes génétiques (Fraser, 1957) (non linéaires mais pas probabiliste)...

Lors d'études géophysiques, il est important de se baser sur les connaissances géologiques de la région étudiée. Par exemple, si l'on cherche à retrouver la position des interfaces entre des régions de masse volumique connue ou alors si la configuration géométrique apparente de l'objet permet de distinguer la position relative de zones plus ou moins denses, il est pertinent de configurer le problème inverse de manière à prendre en compte ces informations. Généralement la géométrie du réseau de mesures fournit des données qui reflètent une résolution spatiale variable à l'intérieur de l'objet, la recherche d'hétérogénéités de taille plus ou moins grande en fonction de la résolution possible est alors à privilégier. Le paramétrage de la distribution des hétérogénéités du problème inverse peut alors être différent de celui du problème direct. En effet, souvent il est préférable que le problème direct soit calculé à partir d'une distribution définie finement pour que les estimations soient les plus précises possible. En revanche cette distribution recherchée par la résolution du problème inverse peut être définie de manière plus grossière ce qui réduit le nombre de variables à déterminer.

Pour bien caractériser le milieu étudié, il est pertinent de combiner des mesures apportant des informations sur des paramètres différents. La résolution offerte est alors susceptible de varier d'une méthode de tomographie à une autre. La mise en commun des informations obtenues permet ainsi d'affiner la résolution de l'image finale. Les connaissances apportées peuvent être complémentaires et il est alors possible de mieux définir les propriétés des interfaces reconstituées grâce à cette inversion "coopérative" (Lines *et al.*, 1988). Lorsque les différents jeux de données acquis par différentes méthodes sont sensibles à une même propriété physique alors qu'ils fournissent des mesures de paramètres différents, il est possible de réaliser une inversion conjointe des données (Vozoff et Jupp, 1975; Bosch, 1999). On observe alors que la précision sur la localisation des interfaces est nettement améliorée par rapport à une inversion séparée des différents jeux de données (Haber et Oldenburg, 1997; La Delfa *et al.*, 2000; Delouis *et al.*, 2002; Jegen *et al.*, 2009).

2.3 Méthodes de tomographies géophysiques

Les méthodes classiquement utilisées en géophysique sont décrites ici en fonction des paramètres auxquelles elles sont le plus sensibles. Ainsi, les méthodes électromagnétiques peuvent nous renseigner sur la distribution de la conductivité du milieu et sur sa permittivité diélectrique. Les méthodes acoustiques étudient également l'atténuation et la propagation d'une onde seulement celles-ci sont sensibles aux paramètres élastiques du milieu. Les techniques d'inversion développées pour ces deux méthodes peuvent donc présenter des similitudes. Les méthodes actuelles directement sensibles à la masse volumique du milieu sont finalement étudiées.

2.3.1 Tomographie électromagnétique

Parmi les techniques électromagnétiques, la tomographie de l'impédance électrique est réalisée à partir de mesures de tension électrique entre deux électrodes alors qu'un courant électrique basse fréquence, d'intensité connue, est injecté entre deux autres électrodes. Cette technique développée dans les années 1930 par les frères Schlumberger pour des applications géophysiques permet de localiser les régions conductrices à l'intérieur de l'objet d'étude, (Schlumberger, 1920; Schlumberger *et al.*, 1932). Cette méthode est appliquée classiquement suivant des profils rectilignes (Milsom, 2003).

La conductivité peut varier sur plusieurs ordres de grandeur en fonction de la nature de la roche, de sa teneur en eau ou de son altération. Elle peut donc apporter des informations sur des caractéristiques différentes suivant le milieu étudié. Ainsi, au Mont Terri, laboratoire souterrain creusé dans l'argilite du callovo-oxfordien, les régions de faible conductivité sont interprétées comme des zones fragilisées par le creusement de la galerie (Gibert *et al.*, 2006). Sur la Soufrière de Guadeloupe, les zones de forte conductivité sont liées aux fluides circulant à travers le système hydrothermal du volcan (Nicollin *et al.*, 2006). La résolution spatiale et la profondeur auscultée dépendent de la distance entre les électrodes et de la géométrie de l'objet d'étude. La résolution peut être de l'ordre du mètre à la dizaine de mètres. Pour des profils étendus sur 3 km, la profondeur de pénétration peut atteindre 500 m.

La mesure du temps de propagation et de l'atténuation de l'onde électromagnétique émise par une antenne radar permet de retrouver la distribution spatiale et/ou temporelle de la conductivité électrique et de la permittivité diélectrique du milieu. Elle est également sensible à la perméabilité magnétique. Cependant celle-ci varie très peu dans les milieux géologiques. Cette méthode de tomographie est utilisée en géophysique pour la localisation de sites pollués, la gestion des risques géologiques et pour la détection d'interfaces géologiques (Saintenoy *et al.*, 2008; Lopes, 2009). La fréquence de l'onde émise qui varie entre 10 MHz et 5 GHz, influence la résolution et la profondeur de pénétration. Celles-ci dépendent également de la qualité du couplage entre les antennes et le milieu. Aux plus basses fréquences, et dans un milieu peu conducteur, il est possible d'atteindre une centaine de mètres pour une résolution de l'ordre du mètre. Pour une fréquence de 900 MHz la résolution est de 4 cm à une profondeur de 2 m. Ainsi en volcanologie, les mesures radar permettent de retrouver la géométrie des dépôts pyroclastiques (Gomez *et al.*, 2009) ou encore de détecter les tubes de lave (Miyamoto *et al.*, 2003). L'analyse conjointe de données radar avec des données de résistivité est particulièrement intéressante. En effet, l'imagerie de résistivité électrique permet de retrouver les frontières entre les structures volcaniques et localise plus aisément les tubes de lave ainsi que les failles par rapport au radar. Cependant le radar permet d'améliorer la résolution spatiale de la délimitation des unités observées (Gómez-Ortiz *et al.*, 2007).

2.3.2 Tomographie acoustique

L'étude de la propagation d'ondes mécaniques à l'intérieur de la Terre a permis de définir sa structure interne jusqu'en son centre, dès le début du XX^e siècle. Des sismomètres répartis autour du globe enregistrent les vibrations causées par les séismes qui peuvent être enregistrés tout autour de la Terre lorsque leur magnitude est supérieure à 5. Une fois l'épicentre du séisme localisé et daté, les mesures du temps de propagation des ondes de compression et de cisaillement à travers le milieu entre l'hypocentre et les sismomètres permettent de retrouver leurs vitesses de propagation. Ces dernières sont ensuite utilisées pour caractériser les propriétés mécaniques du milieu comme les paramètres élastiques de cisaillement et de compression, desquels il est possible de déduire la masse volumique et la viscosité de la roche (Aki et Richards, 1980). Cette méthode permet donc de sonder jusqu'au cœur de la Terre et en fonction de la géométrie du réseau de capteurs mis en place, de tomographier des objets de plus petite échelle. La migration de Kirchhoff permet de réaliser des tomographies à partir des premiers temps d'arrivée d'ondes acoustiques (Claerbout, 1971; Bleistein, 1987). On peut ainsi suivre le plongeon de plaques de subduction, localiser les chambres magmatiques volcaniques, caractériser des failles ou des régions d'endommagement. Comme les méthodes électromagnétiques, la résolution de la tomographie sismique dépend de la géométrie du système d'acquisition et plus précisément ici, des offsets qui représentent les distances entre les émetteurs et les récepteurs. L'influence de ces offsets sur la résolution des paramètres de l'inversion est étudiée dans l'article de Jannane *et al.* (1989).

L'analyse de la forme d'onde complète, imaginée dans les années 1980 (Pan *et al.*, 1988) est développée en imagerie sismique (Gélis *et al.*, 2007), comme en imagerie radar (Lopes, 2009). Cette méthode, qui tient compte des variations d'amplitude de l'onde permet d'apporter des informations quantitatives sur les paramètres du milieu, notamment sur sa nature et sur la localisation des interfaces. La mise en place de cette technique n'a pu être réalisée que récemment grâce aux progrès de l'informatique car elle requiert un espace de stockage important et un temps de calcul conséquent. Pour ces raisons, elle n'est pas encore appliquée en routine comme peut l'être la technique de migration. De même l'inversion linéaire dans le domaine spectral permet de mieux contraindre le problème inverse mais induit un problème direct plus long à calculer (Sirgue et Pratt, 2004; Pratt *et al.*, 1998; Gélis *et al.*, 2007). L'inversion non linéaire a donc pu être développée et appliquée plus tôt car elle offre des temps de calcul moins importants (Mora, 1987).

Récemment, l'analyse du bruit des signaux sismiques par corrélation a produit des images tridimensionnelles de résolution assez fine d'édifices volcaniques (Brennguier *et al.*, 2007). Ici, la profondeur auscultée est de 3 km sous le sommet du volcan et la résolution spatiale est de l'ordre kilométrique en latitude-longitude et hectométrique en profondeur. Cette méthode repose sur l'analyse des fonctions de Green se propageant dans le milieu (Derode *et al.*, 2003; Larose *et al.*, 2004; Shapiro et Campillo, 2004; Campillo, 2006).

La vitesse des ondes acoustiques varie avec la masse volumique du milieu. L'imagerie acoustique est une méthode avec laquelle la distribution des masses volumiques peut donc être retrouvée indirectement. Cependant, pour résoudre la non-unicité du problème inverse, il est nécessaire d'analyser conjointement les données avec des mesures plus sensibles à ce paramètre comme celles que l'on peut obtenir en gravimétrie (Lees et VanDecar, 1991; Petkovic *et al.*, 2000).

2.3.3 Tomographies de masse volumique

L'imagerie de la distribution des masses volumiques d'une formation géologique permet de caractériser la nature de la roche et de déterminer sa structure interne. Elle peut aussi

montrer les variations de teneur en eau ou en gaz à l'intérieur de l'objet étudié. Ainsi l'imagerie en masse volumique de systèmes hydrothermaux permet d'observer les fluctuations du niveau d'eau. Il est donc possible de suivre l'évolution d'aquifères. L'imagerie de conduits magmatiques en masse volumique donne accès à la quantité de gaz présent dans la partie supérieure de la région étudiée.

Parmi les techniques qui permettent de retrouver la répartition des masses volumiques la gravimétrie est couramment utilisée en géophysique. Il s'agit de mesurer la variation du champ de pesanteur produit par la masse volumique à l'intérieur d'un objet. La présence de régions de masses volumiques différentes va alors influencer les mesures. Le gravimètre est en effet sensible à l'attraction de pesanteur créée par le volume de matière environnante. Les mesures gravimétriques contiennent alors une information globale sur la densité de l'objet étudié. Il s'agit d'une méthode à basse résolution accompagnée d'une non-unicité fondamentale du problème inverse (Parker, 1977). En effet, comme nous l'avons cité en exemple dans le paragraphe 2.2.3, une tomographie réalisée uniquement à partir de données gravimétriques peut donner lieu à la construction de modèles inconciliables. Même lorsque la géométrie du réseau d'acquisition forme un maillage très serré, les données gravimétriques seules ne permettent pas de discriminer un nombre réduit de modèles avec une fine résolution. Il est alors nécessaire d'apporter des informations à partir de mesures réalisées avec d'autres méthodes (Khan *et al.*, 2007). L'étude de volcans avec la gravimétrie associée à des informations géologiques ou à d'autres données géophysiques permet alors de retrouver la structure interne de l'édifice (Araña *et al.*, 2000; Gottsmann *et al.*, 2008). Le suivi temporel de l'évolution de la microgravimétrie renseigne sur les phénomènes dynamiques existant au sein de la formation géologique, le champ de pesanteur² varie alors du μGal à la dizaine de μGal . Ce suivi, réalisé par l'analyse de données gravimétriques, permet d'étudier notamment des migrations de magma dans un volcan (Budetta et Carbone, 1998; Carbone *et al.*, 2003; Carbone *et al.*, 2006) ou des fluctuations du niveau de nappes phréatiques (Jacob *et al.*, 2008).

Il est également possible d'estimer la masse volumique des roches par des mesures réalisées en forage. Une source de césium (^{137}Cs) émet des rayons γ le long du forage et ces rayons sont diffusés par la roche en fonction de sa densité. Ainsi, le comptage du taux de rayons γ , à une distance constante de la source de ^{137}Cs permet d'évaluer la densité de la roche environnante (Timur et Toksoz, 1985). Cependant, la création de forage est invasive et coûteuse. Cette méthode de mesure de la masse volumique est de plus ponctuelle et celle-ci est donc estimée uniquement dans la région autour du forage. Ainsi, il est impossible de distinguer des hétérogénéités à grande échelle, à moins de réaliser un nombre important de forages. D'autre part, certaines régions, comme les volcans, sont rarement accessibles en véhicule, aussi la création de forages de profondeur conséquente y est particulièrement compliquée, voire impossible.

Il existe donc deux méthodes classiques en géophysique permettant d'avoir une information directement liée à la masse volumique. La première, par mesure du champ de pesanteur, nous donne une information sur la répartition globale des masses volumiques alors que la seconde est limitée à la région avoisinant le forage dans lequel les mesures sont réalisées. Nous allons voir maintenant que la tomographie par muons, méthode non invasive, est directement sensible à la masse volumique. Elle permet de sonder le milieu pour en extraire une information localisée, en outre la couverture offerte par un réseau d'acquisition judicieusement choisi permet de couvrir une région de dimension kilométrique. La gravimétrie présente alors l'avantage de compléter les mesures du flux de muons pour fournir des indications sur l'ordre de grandeur de la masse volumique d'un objet et apporter des contraintes sur les profondeurs que la tomographie par muons ne peut pas sonder.

2. Le Gal, nommé ainsi en hommage à Galilée, est une unité de mesure du champ de pesanteur, il correspond à 1 cm/s^2 .

2.4 Tomographie par analyse du flux de muons

La tomographie par analyse du flux de muons est une méthode qui permet d'avoir une mesure directe de la masse volumique d'un objet géologique intégrée le long de l'épaisseur de roche sondée. En effet, il est possible pour cela d'utiliser les muons produits suite aux interactions de rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère. Ces muons ont une énergie suffisamment importante pour atteindre la croûte terrestre et en traverser les premiers kilomètres. Leur probabilité d'interaction avec la matière est effectivement moins importante que celle des autres particules chargées. En conséquence leur flux est relativement élevé par rapport à celui des électrons/positrons (Gaisser et Stanev, 1998; Bogdanova *et al.*, 2006). Ce flux peut être mesuré à travers des objets de dimension kilométrique en quelques mois avec une précision particulièrement intéressante (Nagamine *et al.*, 1995). Le principe de la méthode est expliqué ci-dessous puis la résolution spatiale qu'elle offre est discutée ainsi que les spécificités liées à son inversion. Les premières applications de la méthode en archéologie et en géologie sont ensuite décrites.

2.4.1 Principe de la méthode

La probabilité d'interaction des muons avec les atomes du milieu traversé est relativement faible comparée à celle des électrons/positrons car les muons ont une masse plus importante et sont alors moins sensibles à la matière rencontrée le long de leur trajectoire. Ils ont également, une durée de vie plus importante que celle de leurs particules parentes, les pions et les kaons³. De plus les muons d'origine cosmique se déplacent avec des énergies qui peuvent être colossales, jusqu'à plusieurs centaines de TeV⁴. Ces propriétés leur permettent de traverser des épaisseurs de roche considérables, jusqu'à quelques kilomètres. Lors de cette traversée, l'interaction avec la matière filtre le flux de particules incidentes pour ne laisser passer que les particules les plus énergétiques, en fonction de l'opacité du milieu traversé. L'opacité ϱ est définie comme l'intégration de la masse volumique ρ le long de la trajectoire⁵ L du muon à travers la matière :

$$\varrho = \int_L \rho(x) dx \quad . \quad (2.1)$$

L'opacité est par la suite exprimé en hg/cm^2 , unité équivalente au mwe pour *metre water equivalent* que l'on retrouve souvent dans les publications scientifiques de propagation de particules à travers la matière. L'opacité exprimée dans cette unité correspond en effet à l'épaisseur d'eau traversée puisque la masse volumique de l'eau est d'environ $1 \text{ g}/\text{cm}^3$. Une faible variation de l'opacité induit une modification importante du flux de muons, comme décrit dans le chapitre 3 concernant la modélisation de ce flux (Gaisser, 1990; Bichsel *et al.*, 2010). La mesure de l'atténuation du flux de muons à travers un objet permet donc de déduire son opacité pour remonter ensuite à la distribution de la masse volumique à l'intérieur de l'objet étudié. L'effet de l'atténuation du flux de muons lors de leur traversée de l'atmosphère est pris en compte dans l'estimation du flux incident sur l'objet.

Pour reconstruire une image tridimensionnelle de l'objet d'étude, il est nécessaire de disposer du plus grand nombre possible de points de mesures autour de l'objet, soit en installant plusieurs télescopes, soit en déplaçant un télescope après chaque acquisition, figure 2.2. On suppose alors que les variations de masses volumiques au cours de l'acquisition des différents jeux de données sont faibles par rapport à la précision de la valeur de ce paramètre obtenue lors de la résolution du problème inverse. Chaque télescope possède plusieurs angles de vue \mathbf{r} , dont l'ouverture angulaire varie, définissant la résolution de la reconstruction tomographique

3. La durée de vie des muons est de $2.2 \mu\text{s}$, celle des pions et des kaons est de 26.6 et 12.4 ns, respectivement.

4. $1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$

5. La trajectoire des muons est supposée rectiligne.

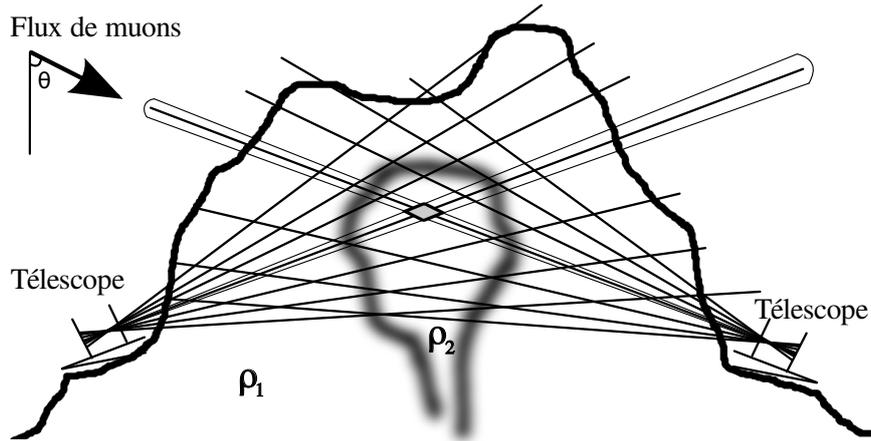


FIGURE 2.2 – Schéma représentant deux télescopes à muons placés à la base d'un massif de masse volumique ρ_1 et présentant une hétérogénéité de masse volumique ρ_2 en son centre. Le flux de muon arrive du ciel avec un angle zenithal θ . Chaque télescope possède plusieurs angles de vue, dont l'ouverture angulaire varie, définissant la résolution de la reconstruction tomographique à l'intérieur de l'objet.

à l'intérieur de l'objet. Le produit de la surface de détection S et de l'angle solide Ω correspondant à chacun des angles de vue définissent la capacité de détection du télescope, ou son acceptance \mathcal{T} :

$$\mathcal{T}(\mathbf{r}) = S(\mathbf{r}) \times \Omega(\mathbf{r}) \quad . \quad (2.2)$$

Les calculs de la surface de détection et d'angle solide du télescope sont détaillés dans l'article Lesparre *et al.* (2010) inséré à la fin du chapitre 3.

La résolution spatiale offerte par la tomographie par muons est définie dans la direction orthoradiale à l'angle de vue du télescope et dépend de l'ouverture angulaire choisie, figure 2.3. Dans certains cas bien spécifiques où l'on cherche une seule interface entre deux milieux on peut définir la résolution spatiale de la méthode dans la direction radiale des angles de vue du télescope. Celle-ci est alors moins bonne que la résolution spatiale orthoradiale. Une seconde acquisition à partir d'un point de vue dont les angles de vue sont proches de la perpendiculaire à ceux de la première acquisition permet alors d'affiner la résolution dans la direction qui devient orthoradiale dans le cas de la seconde acquisition, figure 2.3. Sur cette figure les deux télescopes représentés possèdent trois angles de vue. Ceux qui ont été développés au cours de cette thèse en possèdent 961. La résolution spatiale de la tomographie par muons est donc définie par la géométrie du réseau de télescopes autour de l'objet et de leurs angles d'ouverture. De manière générale, plus la couverture des angles de vue est importante, meilleure sera la résolution spatiale. Les croisements de rais permettent d'obtenir des informations redondantes qui participent à la stabilisation du problème inverse qui est alors mieux contraint. La configuration géométrique des télescopes à muons peut être choisie en fonction de la résolution voulue de manière à obtenir l'ouverture angulaire idéale. Il est à noter que plus la résolution sera fine et moins l'acceptance du télescope sera importante et donc plus le flux détecté sera ténu. En effet, si l'on réduit l'ouverture angulaire Ω du télescope, l'acceptance du télescope \mathcal{T} est également atténuée, comme le met en évidence l'équation 2.2 puisque la surface de détection S est constante pour un même télescope.

Cette méthode de tomographie permet de sonder des milieux dont l'épaisseur peut atteindre le kilomètre avec une très haute résolution. Par exemple, pour une ouverture angulaire de 3° , une hétérogénéité située à une distance de 500 m du télescope, sera détectée avec une

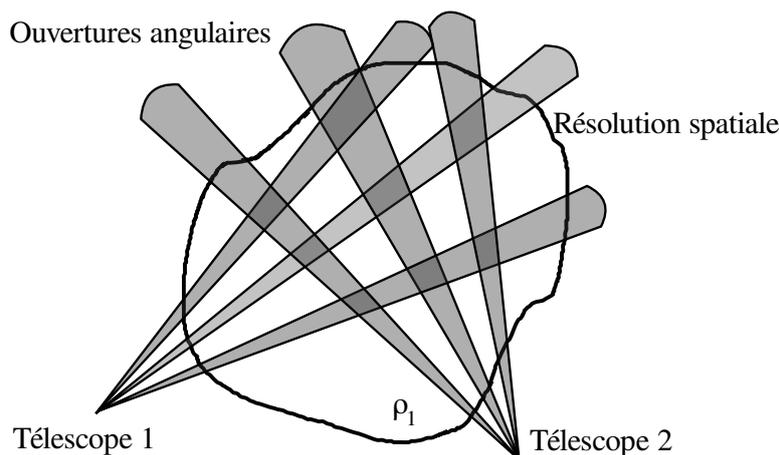


FIGURE 2.3 – Vue de dessus de deux télescopes placés autour d’une cible. Chaque télescope présente ici trois angles de vue dont les ouvertures angulaires définissent la résolution spatiale de la méthode. Elle correspond aux intersections des angles de vue des deux télescopes.

résolution spatiale d’environ 25 m. Le télescope doit cependant être placé en contrebas de l’objet géologique pour pouvoir détecter le flux de muons provenant du ciel. Il est donc possible de travailler en laboratoire souterrain, comme décrit dans le chapitre 5, mais également d’étudier des volcans en positionnant les capteurs à la base de l’édifice comme nous l’avons réalisé sur la Soufrière de Guadeloupe, chapitre 6.

En fonction de la cible étudiée un compromis doit être trouvé pour que l’ouverture angulaire et l’acceptance satisfassent la résolution nécessaire sur le flux détecté pour pouvoir distinguer des hétérogénéités de masse volumique. À partir de l’acceptance du télescope, du flux de muons attendus et de la résolution en masse volumique souhaitée, on détermine alors la durée d’acquisition minimale pour satisfaire l’équation de faisabilité, comme étudié dans le chapitre 3. Pour réaliser une tomographie de la Soufrière de Guadeloupe, le temps d’acquisition est d’environ 3 à 4 mois pour détecter des variations de masse volumique de l’ordre de 20% pour une résolution spatiale d’environ 40 m au centre du volcan. Ainsi, la résolution spatiale représente 3% de la taille du volcan, dont le diamètre à la base est d’environ 800 m. Au Mont Terri, 2 mois de mesures suffisent pour localiser, avec une résolution spatiale de 25 m, une interface entre deux couches géologiques dont la variation de masse volumique est de l’ordre de 20%.

2.4.2 Spécificités du problème inverse

Les protocoles d’acquisition de données autour d’une cible sont donc assez longs et les séries de mesures définissent alors rarement un réseau très dense. La reconstruction tomographique doit alors être élaborée avec des méthodes de création d’images à partir d’un faible nombre de projections, comme développé en imagerie médicale (Herman et Davidi, 2008). D’autre part, la tomographie par muons analyse un signal à travers l’objet, ce qui lui permet d’avoir des informations de haute résolution par rapport à des méthodes qui utilisent des réflexions d’onde pour localiser des interfaces. Ceci signifie en revanche que la tomographie par muons est limitée à l’étude de la portion de l’objet qui se trouve au-dessus du télescope. Les informations apportées par la gravimétrie peuvent être astucieusement combinées à celles issues de la tomographie par muons. Ces méthodes sensibles au même paramètre physique, la masse volumique, ont une acuité qui peut être complémentaire. La gravimétrie, en effet, renseigne sur une distribution de masse volumique intégrée sur un volume et la tomographie par muons révèle ce paramètre suivant une intégration le long d’un rai. Il est alors possible de retrouver la distribution de masse volumique avec une excellente résolution au-dessus du

télescope tout en ayant tout de même une information sur ce qui se trouve en-dessous.

Le flux de muons suit une distribution poissonnienne, la tomographie est alors confrontée à des signaux de faible intensité dont il faut extraire le maximum d'information. Ce problème est rencontré par ailleurs en domaine médical où l'on cherche notamment à réduire l'intensité des rayons X (Sauer et Thibault, 2001).

Enfin, le système d'acquisition de la tomographie par muons possède une géométrie particulière. Les muons sont en effet détectés sur des trajectoires réparties dans un cône et non suivant des rais parallèles comme en densitométrie médicale, figure 2.3. Le problème inverse doit alors tenir compte de cette spécificité, notamment dans la définition de la résolution spatiale qui diffère d'une région à l'autre à l'intérieur de l'objet étudié. Elle est plus fine dans les zones proches des télescopes.

2.4.3 Les muons et l'archéologie

Plus de trente ans après la découverte des muons, Alvarez *et al.* (1970) ont eu l'idée d'utiliser le pouvoir de pénétration de ces particules et d'étudier l'atténuation du flux de muons à travers la matière pour réaliser l'imagerie de la pyramide de Chephren. Cette pyramide, mesurant 145 m de haut et 215 m de côté, semble avoir une architecture intérieure moins complexe que la pyramide de Cheops, peut-être parce que l'architecte de Chephren était plus astucieux que celui de Cheops pour cacher les chambres supérieures, comme le suggèrent Alvarez *et al.* (1970). Un télescope à muons a alors été installé dans une chambre souterraine au centre de la pyramide, figure 2.4 pour mesurer le flux de muons traversant le monument. L'objectif était de retrouver la position de la chambre éventuelle de la reine en analysant le flux des particules détectées en fonction de leur direction d'arrivée. Le capteur était composé de chambres à étincelles⁶ ayant une surface de 1.8 m² et espacées de 30 cm. Elles étaient placées entre des plans de scintillateurs utilisés pour le déclenchement du signal de détection. Les enregistrements qui ont duré pendant plusieurs mois ont permis de montrer qu'il n'y avait pas de chambre d'un volume équivalent à celles rencontrées dans les pyramides de Chéops et de Snéfrou dans le volume de calcaire exploré.

Récemment, une équipe de chercheurs de l'Institut de Physique de l'Université Nationale Autonome de Mexico, s'est aussi intéressée à l'imagerie d'une pyramide sur le site de Teotihuacan. Elle a étudié la sensibilité du détecteur nécessaire pour atteindre une résolution suffisante afin de retrouver des cavités à l'intérieur de la pyramide du Soleil. Il est prévu de disposer un capteur au centre de l'édifice, atteint par un tunnel situé à 8 m sous la pyramide (Alfaro *et al.*, 2003).

L'étude des pyramides précolombiennes a également inspiré l'équipe du Maya Muon Project de l'Université du Texas à Austin (<https://www.hep.utexas.edu/mayamuon>). L'objectif est de retrouver des chambres funéraires dans les pyramides Maya recouvertes par de la végétation luxuriante afin de promouvoir les recherches sur la culture Maya. Comme il n'existe pas de chambre sous la pyramide choisie à Belize, au nord-ouest de la province de La Milpa au Mexique, le télescope est destiné à être installé dans des forages autour de l'objet d'étude. Ce système permettrait de réaliser une tomographie de l'édifice afin de localiser d'éventuelles chambres sans rien endommager (Wright, 2007; Hui, 2007).

6. Une chambre à étincelle est constituée de feuilles métalliques parallèles placées dans une enceinte remplie de gaz (mélange à base de néon et hélium). Les particules chargées qui traversent la chambre perpendiculairement aux plaques, ionisent le gaz durant quelques microsecondes. Un bref champ électrique (5 kV/cm durant 0,1 s à 1 μ s) est appliqué entre les plaques et des étincelles fusent aux points de passage des particules, le gaz étant devenu momentanément conducteur à ces endroits (Veltman, 2003).

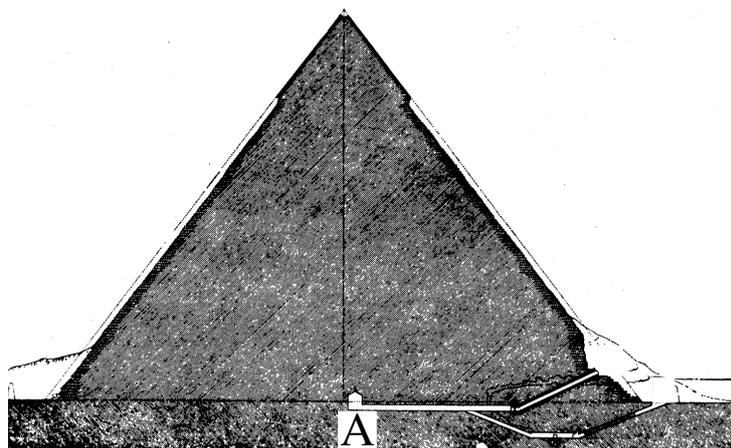


FIGURE 2.4 – Vue en coupe de la pyramide de Chephren, le détecteur de muons est situé dans la chambre de Belzoni (A), d’après Alvarez *et al.* (1970).

2.4.4 Applications géologiques

La faisabilité de l’utilisation de l’imagerie muonique à des fins minières a été étudiée par Malmqvist *et al.* (1979). Ils établissent la résolution sur la masse volumique en fonction de la profondeur de roche et de la taille du capteur. L’idée de tomographier des volcans, émerge dans les années 1990 avec une première série d’études sur l’intérêt de l’application de la méthode à des objets géologiques (Nagamine, 1995). La méthodologie à employer pour étudier les structures internes de volcans est développée dans l’article de Nagamine *et al.* (1995). Elle utilise les muons dont la trajectoire est proche de l’horizontale. Ceux-ci ont en effet un pouvoir de pénétration particulièrement intéressant pour révéler l’intérieur de ces objets géologiques. La première radiographie de volcan par analyse du flux de muons est obtenue en 2005. Un détecteur à scintillateurs⁷ est installé au pied du Mont Iwate pendant 1 an. La résolution angulaire du détecteur est de l’ordre de 3.5° et sa surface de détection est de 1 m^2 . Celui-ci est installé à une distance d’environ 3 km du sommet du volcan. La résolution spatiale est donc de l’ordre de 170 m. La masse volumique globale du volcan est estimée à $2.4 \pm 0.3 \text{ g.cm}^{-3}$ (Tanaka *et al.*, 2005). Cette équipe a ensuite consacré plusieurs études à partir des données recueillies au pied du volcan Asama par des films à émulsion d’une surface de 4000 cm^2 . Avec 2 mois d’enregistrement de données, l’ombre du volcan se distingue du ciel et sa masse volumique globale est évaluée à $2.3 \pm 0.3 \text{ g.cm}^{-3}$ (Tanaka *et al.*, 2007b). L’éruption de ce même volcan, le 2 février 2009, a engendré des coulées de cendres. La comparaison de jeux de données enregistrés par un détecteur à scintillateurs un mois avant et un mois après l’éruption permet d’évaluer la disparition de 30780 tonnes de matière à l’intérieur du cratère (Tanaka *et al.*, 2009). Les détecteurs sont situés à l’est du cratère, à une distance de 1.3 km du sommet et l’ouverture angulaire est de 3.5° : la résolution spatiale est donc de 80 m. Un nouveau télescope à scintillateurs est ensuite installé au nord du cratère, à 1.7 km du sommet et les deux télescopes sont configurés de manière à avoir la même ouverture angulaire de 3.5° . Cette première tomographie du volcan permet de détecter une région de très faible densité, estimée à $0.4 \pm 0.2 \text{ g.cm}^{-3}$, interprétée comme une zone de matériaux fracturés remplissant la partie supérieure du conduit du volcan (Tanaka *et al.*, 2010).

Suite à ces premières images montrant la faisabilité de la méthode, l’idée du projet Diaphane visant à imager les volcans des petites Antilles émerge dans notre groupe, début 2008. En Italie, les physiciens des particules de l’Institut National de Physique Nucléaire créent le projet Mu-Ray. Des colloques sont organisés et les objectifs des différents projets européens se structurent (Buontempo *et al.*, 2010; Gibert *et al.*, 2010). Petit à petit de nouveaux

7. Le principe des différents détecteurs mentionnés ici est détaillé dans le chapitre 4

groupes se lancent dans la tomographie de volcans, à Clermont Ferrand le projet Tomuvol (<http://www.tomuvol.fr/>) a pour objectif l'imagerie du Puy de Dôme.

2.4.5 Détection d'objets de densité élevée

Les muons qui traversent des matériaux de relativement faible densité comme l'eau ou la roche, dont les numéros atomiques valent en moyenne respectivement 7 et 11, sont très peu sujets à la diffusion et se propagent dans la matière suivant des trajectoires rectilignes (Bichsel *et al.*, 2010). L'angle de diffusion augmente en effet en fonction du numéro atomique du milieu traversé et dépend de l'énergie du muon. Ce phénomène est étudié dans l'article Lesparre *et al.* (2010) inséré à la fin du chapitre 3 pour quantifier la précision concernant la reconstitution de la trajectoire de la particule pour tomographier les objets géologiques, permet en revanche de détecter des objets de forte densité pour surveiller notamment le transport de matériaux nucléaires (Borozdin *et al.*, 2003). L'uranium, par exemple, a un numéro atomique égal à 92. Le flux incident interagit avec le matériau et suite à des diffusions coulombiennes, il subit une déviation angulaire (Borozdin *et al.*, 2005). Le flux de muons d'origine cosmique est alors mesuré simultanément au-dessus et au-dessous de l'objet à imager pour déceler une déviation du flux incident. La composition de l'objet est retrouvée en déterminant la "force de diffusion" des hétérogénéités détectées au sein de l'objet (Schultz *et al.*, 2004).

2.5 Conclusion

La reconstruction d'une tomographie est réalisée par la résolution d'un problème inverse. Afin d'assurer sa stabilité et de réduire l'espace des modèles, il est primordial de tenir compte du maximum d'informations *a priori* (Tarantola, 2005). La réalisation d'inversion conjointe de données recueillies par différentes méthodes permet également de converger plus rapidement vers un espace des solutions réduit, tout en offrant une résolution plus fine de l'image finale.

En géophysique, plusieurs méthodes de tomographie permettent de retrouver les structures internes d'objets géologiques. Parmi elles, la tomographie par muons apporte des informations particulièrement intéressantes. Cette nouvelle méthode donne en effet accès directement à une mesure de la masse volumique intégrée le long de l'épaisseur de l'objet sondé, figures 2.2 et 2.3. La résolution est inégalée pour des objets de dimension kilométrique. L'étude de la masse volumique est effectivement d'un grand intérêt car ce paramètre permet notamment de discriminer la nature des roches composant le milieu sondé. Il est également possible d'identifier les interfaces des structures internes à l'objet et de suivre leurs évolutions temporelles. Ainsi, l'application de cette méthode en géophysique est pertinente dans la recherche d'interfaces géologiques, comme lors de l'étude de structures volcaniques.

L'atténuation du flux de muons est le paramètre qui permet de retrouver la distribution de masse volumique *via* la détermination de l'opacité traversée par le flux de particules mesuré. L'estimation du flux de muons et de son atténuation à travers la roche est alors cruciale pour résoudre le problème inverse lié à la reconstruction de la répartition de masses volumiques dans le milieu. Le problème direct qui consiste à prédire le flux de muons attendu est décrit dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Modélisation du flux de muons

3.1 Introduction

La tomographie par muons est fondée sur l'analyse de l'atténuation du flux de muons à travers la roche. À ciel ouvert, *i.e.* en surface, le flux de muons dépend de leur énergie et de l'angle zénithal¹ de leur trajectoire (Gaisser, 1990). Il ne varie pas en fonction de l'angle azimutal pour les particules d'énergies supérieures à quelques dizaines de GeV insensibles au champ géomagnétique (Dorman, 2009). Plusieurs modèles, détaillés et comparés ici, permettent d'exprimer ce flux en fonction de l'angle zénithal de la trajectoire du muon et de son énergie. Au fur et à mesure qu'ils traversent la roche, les muons interagissent avec elle et perdent de l'énergie, comme détaillé ensuite (Bichsel *et al.*, 2010). Cette perte d'énergie dépend de l'énergie initiale de la particule et de l'opacité du milieu traversé. Sous une certaine épaisseur de roche, ne se trouvent alors plus que les particules ayant une énergie supérieure à une énergie minimale qui dépend de l'opacité traversée (Bichsel *et al.*, 2010). L'estimation de cette énergie minimale est ensuite expliquée. Elle permet de définir le domaine d'application du spectre d'énergie des muons en profondeur. Finalement, les variations du flux induites par des variations d'opacité sont étudiées en fonction de la capacité de détection des télescopes et de la durée d'acquisition. Ceci permet de déterminer quelles sont les conditions qui permettent d'observer des variations suffisamment importantes pour être discernables.

3.2 Flux de muons à la surface de la Terre

Le flux de muons incident dépend de l'énergie E des muons et de l'angle zénithal θ de leur trajectoire. Nous allons voir ici comment le spectre en énergie des muons peut être exprimé à partir d'une estimation théorique de leur production et de leur atténuation dans l'atmosphère. Deux modèles paramétrés de manières différentes sont proposés. Des modèles du flux de muons sont aussi déterminés à partir de l'ajustement aux résultats fournis par des simulations numériques. Deux d'entre eux sont également décrits ici. Ces quatre modèles sont finalement comparés à des données acquises sur différentes gammes d'énergie à différents angles zénithaux.

Pour inclure l'effet de la courbure de la Terre dans le calcul du flux de muons, l'angle zénithal θ mesuré au niveau du sol est substitué dans les équations suivantes par θ^* *via* une formule géométrique²,

$$\cos \theta^* = \sqrt{1 - \frac{1 - (\cos \theta)^2}{(1 + \frac{H_{atm}}{R_T})^2}} \quad , \quad (3.1)$$

1. L'angle zénithal est mesuré par rapport à la verticale, il est donc complémentaire de l'inclinaison. À $\theta = 0^\circ$ la direction est verticale, à $\theta = 90^\circ$ la direction est horizontale.

2. La loi des sinus, $\frac{\sin \theta^*}{R_T} = \frac{\sin \theta}{R_T + H_{atm}}$ est convertie en cosinus puisque le flux de muons varie suivant $\cos \theta$.

où $H_{atm} \approx 32$ km est l'altitude de production des muons aux grands angles et $R_T \approx 6370$ km est le rayon de la Terre. L'angle θ correspond à la direction de propagation du muon mesuré au niveau de l'altitude de détection et l'angle θ^* à la direction de propagation du muon mesuré à l'altitude de sa production, figure 3.1. La différence entre les deux angles devient importante pour les angles θ supérieurs à 60° .

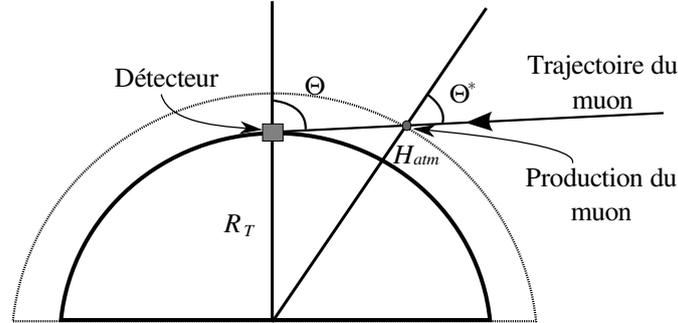


FIGURE 3.1 – Les angles zénithaux θ et θ^* correspondent respectivement à la direction de propagation à l'altitude de détection et à celle de la production du muon. L'angle zénithal θ varie entre 0 et 90° , à 0° , la particule arrive verticalement, à 90° la particule arrive horizontalement. Pour les angles inférieurs à 60° , $\theta \simeq \theta^*$. Figure réalisée d'après : <http://www.cosmicrays.org>.

3.2.1 Modélisation théorique du spectre en énergie des muons

Le spectre d'énergie des muons au niveau de la mer peut être estimé théoriquement. Il suit approximativement une loi de puissance, fonction de l'énergie des muons et dépend de la production des particules parentes des muons : les pions et les kaons. Ces particules sont dites secondaires puisqu'elles sont issues de l'interaction de protons d'origine cosmique avec les molécules atmosphériques. Elles font partie de la famille des mésons et sont donc sensibles aux interactions fortes (Valentin, 1995). Les masses au repos respectives des pions chargés et des kaons sont de 139.6 et 493.7 MeV/ c^2 et leur durée de vie est de 26.6 et 12.4 ns, respectivement. Le spectre d'énergie des muons, ou flux différentiel, est également influencé par la perte d'énergie et la désintégration des muons lors de leur traversée de l'atmosphère. Il est exprimé ici en fonction de l'énergie des muons au niveau de la mer E_0 et de l'angle zénithal, θ^* .

Le modèle de Gaisser

Gaisser a paramétré l'expression du flux de muons sous la forme :

$$\Phi_G(E_0, \theta) = A_G E_0^{-\gamma} P_G(E_0, \theta) \quad (\text{GeV.cm}^2.\text{sr.s})^{-1} \quad , \quad (3.2)$$

où $A_G = 0.14 \text{ GeV}^{1.7}.\text{cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{s}^{-1}$ est un facteur de normalisation et $\gamma = 2.7$ est l'indice de puissance. $P(E, \theta)$ est le spectre des particules parentes, pions et kaons. Ce modèle qui ne tient pas compte de la courbure de la Terre est donc valable pour des angles zénithaux inférieurs à 60° . De plus, il ne prend pas en compte non plus l'atténuation du flux dans l'atmosphère liée à leur désintégration et à leur perte d'énergie. Les paramètres de ce modèle ont donc été légèrement modifiés et un terme est ajouté au modèle pour améliorer sa précision Dar (1983), Caffau *et al.* (1997), Tang *et al.* (2006). Il s'écrit alors :

$$\Phi_G(E_0, \theta) = A_G \hat{E}^{-\gamma} P_G(\hat{E}, \theta^*) W_G(\bar{E}, \theta^*) \quad (\text{GeV.cm}^2.\text{sr.s})^{-1} \quad . \quad (3.3)$$

$W(\bar{E}, \theta^*)$ est la probabilité des muons d'atteindre le niveau de la mer. Les muons d'énergie E_0 au niveau de la mer, avaient une énergie initiale \hat{E} au moment de leur production et une énergie moyenne dans l'atmosphère \bar{E} (Dar, 1983). La substitution de l'énergie au niveau de

la mer par ces énergies dans le modèle de Gaisser, permet de prendre en compte la perte d'énergie des muons lorsqu'ils traversent l'atmosphère. L'énergie initiale des muons \hat{E} , et leur énergie moyenne lors de leur propagation dans l'atmosphère \bar{E} s'expriment donc en fonction de leur énergie au niveau de la mer E_0 suivant :

$$\hat{E} = E_0 + \Delta E , \quad (3.4)$$

$$\bar{E} \simeq E_0 + \frac{\Delta E}{2} . \quad (3.5)$$

ΔE correspond à la perte d'énergie à travers l'atmosphère et peut être approchée par l'expression :

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

où $a_{atm.} \simeq 2 \text{ MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$ représente le taux de perte d'énergie perdue par ionisation dans l'atmosphère pour des muons dont l'énergie vaut environ 50 GeV. À cette énergie, les pertes par ionisation représentent 99% des pertes d'énergie (Bichsel *et al.*, 2010). En incidence verticale, l'opacité de l'atmosphère est égale à $\varrho_F = 1030 \text{ g.cm}^{-2}$ au niveau de la mer (Dar, 1983) et $\varrho_0 = 120 \text{ g.cm}^{-2}$ est l'opacité moyenne entre l'altitude d'entrée de la particule primaire dans l'atmosphère et celle de production des muons d'incidence quelconque (Tang *et al.*, 2006).

L'interaction des particules parentes des muons, les pions et les kaons, avec l'atmosphère influence la production des muons. Celle-ci varie en fonction de l'énergie initiale \hat{E} des muons et de l'angle zénithal θ^* et s'écrit :

$$P_G(\hat{E}, \theta^*) = \frac{b_{\pi\mu} \mathcal{A}_{\pi\mu}}{1 + \frac{1.1 \hat{E} \cos \theta^*}{\epsilon_\pi}} + \frac{b_{K\mu} \mathcal{A}_{K\mu}}{1 + \frac{1.1 \hat{E} \cos \theta^*}{\epsilon_K}} + r_c , \quad (3.7)$$

$b_{\pi\mu} = 1$ et $b_{K\mu} = 0.635$ sont les rapports de branchement³ des pions et kaons en muons. $\mathcal{A}_{\pi\mu} = 1$ et $\mathcal{A}_{K\mu} = 0.085$. $\epsilon_\pi = 115 \text{ GeV}$ et $\epsilon_K = 850 \text{ GeV}$, sont les énergies critiques⁴ des pions et des kaons, respectivement (Kellogg *et al.*, 1978). Les muons proviennent principalement de la désintégration des pions ou des kaons mais également de la désintégration des particules charmées⁵ tout de suite après leur production par les pions. Les muons créés par ce dernier processus sont appelés "muons prompts" par abus de langage. Les particules charmées ont une durée de vie tellement courte qu'elles se désintègrent, à peine nées, en muons ou en autres particules (Aglietta *et al.*, 1999). Cette contribution au flux de muons correspond à r_c de l'ordre de 10^{-4} , appelé le rapport de muons prompts sur pions (Tang *et al.*, 2006). Exprimé sous la forme donnée par l'équation 3.7, le facteur de production P des muons dans l'atmosphère est une fonction sans dimension. La production des muons est pondérée par les rapports de ramification des pions et kaons en muons. De plus, elle est inversement proportionnelle à l'énergie initiale \hat{E} des muons et au cosinus de l'angle zénithal θ^* . Ainsi les muons de faible énergie sont produits de manière beaucoup plus importante que les muons de haute énergie : la production de muons de trajectoire verticale varie en effet sur quatre ordres de grandeurs entre les muons dont l'énergie vaut 10 GeV et ceux dont l'énergie atteint 10^5 GeV . Pour une énergie donnée, la production de muons de trajectoire horizontale (proche de $\theta = 90^\circ$) est également plus élevée que celle de muons de trajectoire verticale, figure 3.2(a).

3. Une particule instable peut se désintégrer de diverses manières. Le rapport de branchement est la probabilité qu'elle se désintègre d'une certaine manière. Par exemple un kaon peut se désintégrer en muons ou en pions, il a une probabilité de 0.635 de se désintégrer en muons.

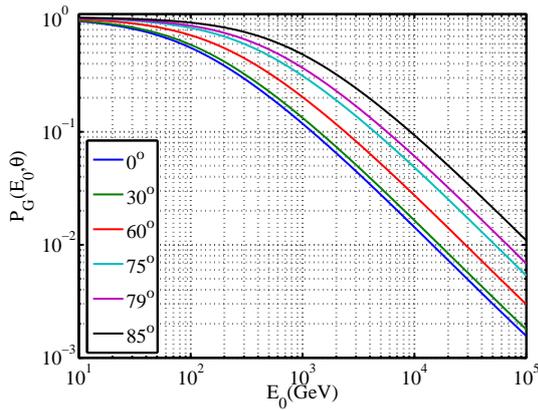
4. On considère ici que l'énergie critique d'une particule est définie comme l'énergie à laquelle le taux de pertes par ionisation est égal au taux de pertes par bremsstrahlung (Berger et Seltzer, 1964).

5. Parmi les nombres quantiques liés à la caractérisation des quarks, il existe des nombres quantiques de saveur parmi lesquels le charme d'une particule, pour plus de détails sur ces nombres quantiques, voir Veltman (2003).

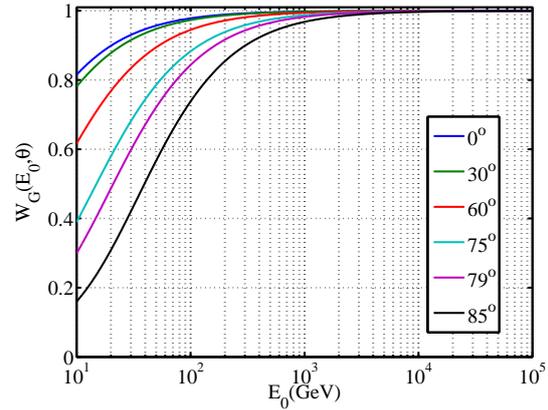
La désintégration des muons à travers l'atmosphère est exprimée par W , qui correspond à la probabilité des muons d'atteindre le niveau de la mer avant désintégration (Dar, 1983). Cette probabilité est fonction de l'énergie moyenne \bar{E} des muons dans l'atmosphère et de l'angle zénithal θ^* . Cette fonction sans dimension est influencée par l'opacité de l'atmosphère traversée par les muons :

$$W_G(\bar{E}, \theta^*) = \left(\frac{\rho_0 \cos \theta^*}{\rho_F} \right)^{\frac{\gamma_\mu^{-1}}{\cos \theta^* \bar{E}}}, \quad (3.8)$$

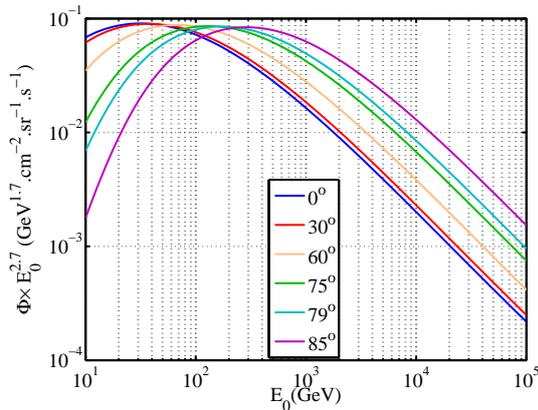
avec $\gamma_\mu^{-1} \simeq 1.04$ GeV. Contrairement à la production de muons qui décroît quand l'énergie de la particule augmente, la probabilité des muons d'atteindre le niveau de la mer avant désintégration augmente avec l'énergie de la particule, figure 3.2(b). Ainsi, tous les muons dont l'énergie initiale est supérieure à 300 GeV ont 90% de chance d'atteindre le niveau de la mer. De plus, pour les faibles énergies en particulier, on note que pour une énergie donnée, les muons de trajectoire verticale ont une probabilité plus importante d'atteindre la surface terrestre par rapport aux muons de trajectoire inclinée. Ces derniers ont en effet plus d'opportunités d'interagir avec l'atmosphère étant donné que leur chemin à parcourir pour atteindre la Terre est plus long.



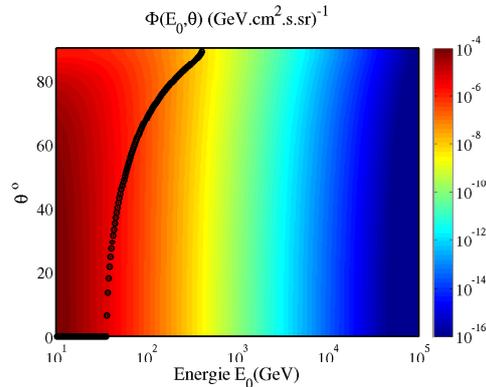
(a) Production de muons $P_G(\bar{E}, \theta^*)$ calculée à partir de l'équation 3.7.



(b) Probabilité $W_G(\bar{E}, \theta^*)$ des muons d'atteindre le niveau de la mer, calculée à partir de l'équation 3.8.



(c) Flux différentiel de muons multiplié par $E_0^{2.7}$ en fonction de l'énergie au niveau de la mer.



(d) Flux différentiel de muons en fonction de leur énergie au niveau de la mer et de l'angle zénithal.

FIGURE 3.2 – Les variables en (a), (b) et (c) sont représentées en fonction de l'énergie des muons au niveau de la mer E_0 pour des angles zénithaux θ de 0, 30, 60, 75, 79 et 85°. Les flux différentiels sont calculés à partir de l'équation de Gaisser 3.3. Sur la figure (d), les points indiquent les angles pour lesquels le flux est maximal pour une énergie donnée.

Au fur et à mesure que les particules d'origine cosmique s'approchent de la Terre, la densité de l'atmosphère devient de plus en plus importante et la probabilité d'interaction des particules avec les molécules atmosphériques est alors de plus en plus élevée. Ce phénomène est plus rapide pour les particules qui ont une trajectoire verticale, figure 3.3. Pour les particules arrivant avec une trajectoire inclinée, la probabilité d'interaction augmente plus lentement et la cascade hadronique⁶, issue de rayons cosmiques primaires de haute énergie a plus de temps pour produire davantage de pions et kaons, et donc de muons, figure 3.2(a). Cependant, les muons qui arrivent avec un faible angle zénithal ont, en moyenne, un flux plus important que les muons arrivant à l'horizontale. Les muons de trajectoire verticale traversent, en effet, une épaisseur d'atmosphère L_0 , moins importante, ils ont donc une probabilité plus faible d'interagir avec elle, figure 3.2(b). Ce phénomène de désintégration est observé pour les énergies inférieures à 1 TeV, il devient moins important pour les énergies supérieures. En effet, plus les particules ont une énergie élevée, moins leur probabilité d'interagir avec l'atmosphère est grande. La production de muons qui est croissante avec l'angle zénithal est alors prépondérante à partir de 1 TeV puisque les effets de la réduction du flux ne compensent plus sa production. Ce phénomène, entraîne un croisement des courbes de flux de muons pour une énergie d'environ 100 GeV et à partir de 1 TeV le flux est plus important à l'horizontale, figure 3.2(c). De plus, on remarque que pour chaque énergie, il existe un angle auquel correspond un flux maximal, cet angle augmente avec l'énergie, figure 3.2(d).

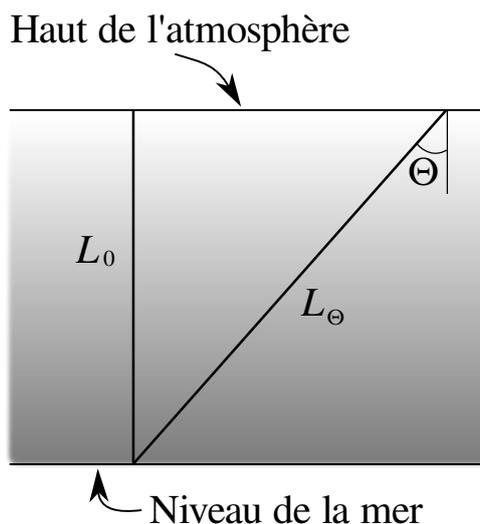


FIGURE 3.3 – Schéma de l'atmosphère. La densité de l'atmosphère augmente rapidement pour les particules arrivant à la verticale. De plus, la longueur de leur trajectoire est plus courte. Pour les particules inclinées, l'épaisseur d'atmosphère traversée est plus importante mais les interactions avec les molécules atmosphériques se font de manière plus progressive.

Pour étudier les structures volcaniques, ces muons dont la direction de propagation correspond à de grands angles zénithaux sont très intéressants étant donné que les plus énergétiques d'entre eux traversent l'objet avec une probabilité plus importante d'en ressortir puisque la profondeur de pénétration des particules augmente avec leur énergie (Tanaka *et al.*, 2007b).

Le modèle de Matsuno

Le modèle du flux différentiel de Matsuno *et al.* (1984) se base sur une équation de même forme générale que l'équation 3.3, en revanche les valeurs des termes sont définies différem-

6. Les cascades hadroniques sont issues de l'interaction de hadrons (protons, neutrons, pions, kaons...) avec les molécules atmosphériques, elles se distinguent ainsi des cascades électromagnétiques issues de la production successive de photons et d'électrons/positrons.

ment. Ainsi, la constante A_M vaut $0.18 \text{ GeV}^{1.7} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et la fonction de production des muons est telle que :

$$P_M(\hat{E}, \theta^*) = \frac{r_{\pi\mu} \gamma^{-1} \mathcal{B}_{\pi\mu}}{\hat{E} + \frac{\mathcal{B}_{\pi\mu}}{\cos \theta^*}} + \left(\frac{K}{\pi} \right) \frac{r_{K\mu} \gamma^{-1} \mathcal{B}_{K\mu}}{\hat{E} + \frac{\mathcal{B}_{K\mu}}{\cos \theta^*}} . \quad (3.9)$$

Ici, $r_{\pi\mu} = 0.78$ et $r_{K\mu} = 0.52$ sont respectivement les rapports de moment du pion et du kaon sur celui du muon. Les longueurs de désintégration des mésons d'énergie $\mathcal{B}_{\pi\mu} = 90 \text{ GeV}$, pour les pions, et $\mathcal{B}_{K\mu} = 442 \text{ GeV}$, pour les kaons, correspondent à l'épaisseur de la couche atmosphérique (Tanaka *et al.*, 2005). $\frac{K}{\pi} = 0.36$ est le rapport de production des muons par les kaons ou les pions.

De même la probabilité des muons d'atteindre la mer W est exprimée différemment :

$$W_M(\bar{E}, \theta^*) = \exp(-\varrho_F / \varrho_0) . \quad (3.10)$$

Tanaka reprend cette formule dans la plupart de ses articles et fixe la perte d'énergie des muons dans l'atmosphère à $\Delta E = 2.6 / \cos \theta^* \text{ GeV}$ (Tanaka *et al.*, 2010). ϱ_F et ϱ_0 correspondent aux mêmes paramètres définis dans l'équation 3.6, seulement leurs valeurs sont ici différentes. L'opacité de l'atmosphère au niveau de la mer ϱ_F a une valeur de $1013 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. ϱ_0 représente l'opacité moyenne entre l'altitude d'entrée des particules primaires dans l'atmosphère et l'altitude de production des muons. Elle dépend de l'énergie de ces derniers et a pour expression :

$$\varrho_0 \simeq 620 \frac{E}{\cos \theta^*} . \quad (3.11)$$

Ce terme est exprimé en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ où l'énergie E est exprimée en GeV .

3.2.2 Modélisation analytique du spectre en énergie des muons

À partir des résultats de propagation de muons dans l'atmosphère par simulation numérique, il est également possible de modéliser le flux de muons. Celui-ci est alors exprimé par des formules analytiques en fonction de l'impulsion et de l'angle zénithal de muons.

Le modèle de Reyna

Bugaev *et al.* (1998) utilisent les modèles d'équations en cascade pour expliciter la propagation de nucléons, pions et kaons dans l'atmosphère et proposent un calcul du flux différentiel de muons de trajectoire verticale. Il obtient une équation de transport des muons qui tient compte de la désintégration spontanée des muons et des pertes d'énergie dues aux interactions entre les muons et les atomes de l'atmosphère. La formule analytique ajustée aux résultats, synthétisant le flux différentiel de muons arrivant à la verticale au niveau de la mer s'écrit :

$$\Phi_R(p, \theta = 0) = c_1 E^{-(c_2 + c_3 \log(E) + c_4 \log^2(E) + c_5 \log^3(E))} , \quad (3.12)$$

avec $c_1 = 0.00253 \text{ GeV}^{1.7} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $c_2 = 0.2455$, $c_3 = 1.288$, $c_4 = -0.2555$ et $c_5 = 0.0209$. p est l'impulsion de la particule, exprimée en GeV/c . Ces coefficients sont déterminés par Reyna (2006) qui adapte cette formule aux angles zénithaux variant de 0 à 90° en l'ajustant à différents jeux de données. Reyna réalise un changement de variable $p' = p \cos(\theta)$ et multiplie le flux par $\cos^3(\theta)$. Cette formule empirique, valable pour $E \geq 1 \text{ GeV}$, s'écrit :

$$\Phi_R(p, \theta) = \cos^3(\theta) \Phi_R(p'(\theta = 0)) . \quad (3.13)$$

Cette formule est valable pour des valeurs d'impulsion comprises entre 1 GeV et 2000 GeV . Cette formule n'est cependant pas correcte à l'horizontale où elle s'annule puisque $\cos(\theta = 90^\circ)$ est nul.

Le modèle de Bogdanova

De même, Bogdanova *et al.* (2006) reprennent des expressions analytiques ajustées sur des données de différentes gammes d'énergies et d'angles zénithaux, ils proposent l'équation suivante :

$$\Phi_B(p, \theta^*) = \frac{18}{p \cos \theta^* + 145} \left(p + \frac{2.7}{\cos \theta^*} \right)^{-\gamma} \frac{p + 5}{p + 5 / \cos \theta^*}, \quad (3.14)$$

avec $\gamma = 2.7$. Cette expression est valable pour des valeurs d'impulsions comprises entre 1 et 105 GeV/c. Les paramètres ont été choisis pour améliorer l'ajustement du flux pour des impulsions supérieures à 10^3 GeV/c et des angles zénithaux compris entre 0 et 85° .

3.2.3 Comparaison des modèles

Les différents modèles de flux décrits ici sont représentés figure 3.4 pour des énergies comprises entre 10 et 10^5 GeV et des angles zénithaux de 0, 30, 60, 75, 79 et 85° . Les données recueillies dans les articles de Dar (1983), Allkofer *et al.* (1985), Kempa *et al.* (2002), Gaisser et Stanev (2008) sont également représentées. Les modèles de Gaisser et Bogdanova, pourtant calculés de manière très différentes, s'accordent assez bien sur toutes les gammes d'énergie et pour tous les angles. Le modèle de Matsuno se distingue des deux premiers modèles de flux, aux angles supérieurs à 60° et pour des énergies inférieures à la centaine de GeV. La courbe représentant le modèle de Reyna présente un bombement à partir de 10^3 GeV que l'on ne retrouve pas sur les autres courbes. À partir de 70° , figures 3.4 (d), (e) et (f), on observe que les modèles se distinguent de manière plus importante. En général, le flux est mieux contraint pour les faibles angles zénithaux, la quantité de données acquises à la verticale notamment, est beaucoup plus importante. Les données sont également en nombre plus conséquent pour les énergies inférieures à 10^4 GeV, pour lesquelles les modèles sont le plus concordants.

Par la suite, nous avons choisi de travailler avec le modèle de Gaisser, qui semble le plus proche des données mesurées. Ce modèle qui permet d'expliquer physiquement le flux de muons est relativement correct quand il tient compte de la désintégration et de la perte d'énergie des muons à travers l'atmosphère. De plus, la prise en compte de la sphéricité de la Terre dans ce modèle permet d'estimer le flux de muons venant sous l'horizon. Lorsqu'un télescope est placé sur une île, en altitude, il est susceptible en effet de détecter des particules provenant d'angles zénithaux supérieurs à 90° .

3.3 Interactions des muons avec la matière

Lorsque les muons traversent un milieu, leur flux est atténué à cause des interactions qu'ils subissent avec les atomes constituant la matière. Cette atténuation est directement liée à la masse volumique et à la composition de la roche. En plus du processus continu d'ionisation qui affaiblit l'énergie de la particule dans l'atmosphère, s'ajoutent des processus discrets qui vont contribuer à réduire l'énergie de la particule lors de son passage à travers la roche.

Pour calculer l'atténuation du flux, la section efficace des muons est tout d'abord estimée en fonction de la composition du milieu traversé. La section efficace correspond à la probabilité d'interaction de la particule avec les éléments du milieu traversé, elle dépend de l'énergie de la particule et tient compte de tous les processus d'interaction qui influencent la perte d'une partie ou de toute l'énergie de la particule. La propagation des muons à travers la matière est ensuite simulée pour obtenir leur probabilité de survie qui exprime la relation entre l'épaisseur traversée et l'énergie perdue en fonction de l'énergie initiale.

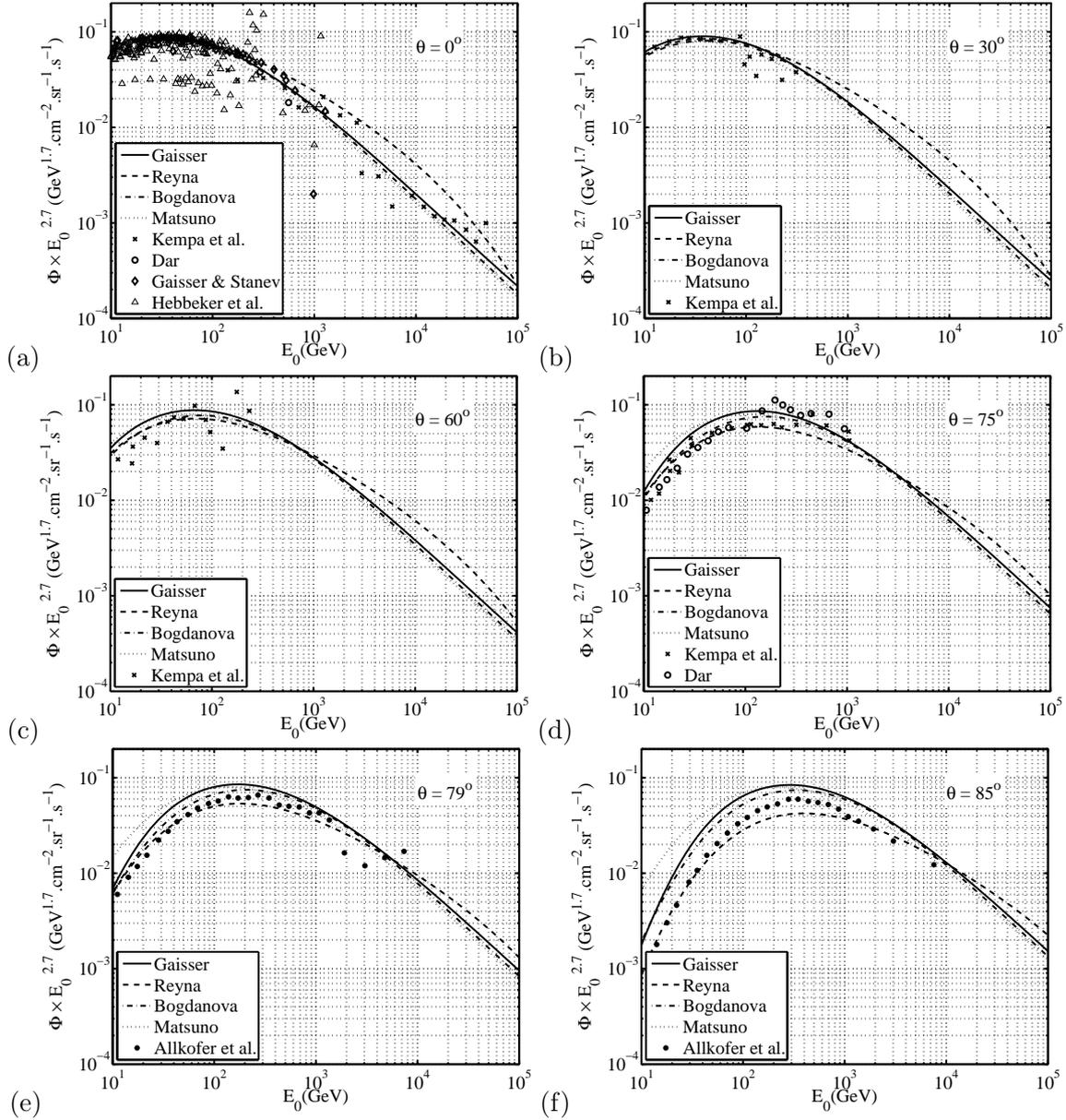


FIGURE 3.4 – Flux différentiel de muons en fonction de l'énergie au niveau de la mer pour des angles zénithaux de 0, 30, 60, 75, 79 et 85°, les données sont issues des articles de Kempa *et al.* (2002), Gaisser et Stanev (2008), Dar (1983), Allkofer *et al.* (1985). Pour mieux observer les variations entre les modèles de flux et les données, l'axe des ordonnées représente $\Phi \times E_0^{2.7}$ afin de mieux distinguer les écarts entre les différents modèles.

Les processus de perte d'énergie dans la matière sont ici étudiés. Ils déterminent l'énergie minimale de traversée des muons. Cette énergie minimale redéfinit le domaine d'énergie du spectre des muons en profondeur à partir duquel est calculé le flux de muons souterrain.

3.3.1 Les processus de perte d'énergie

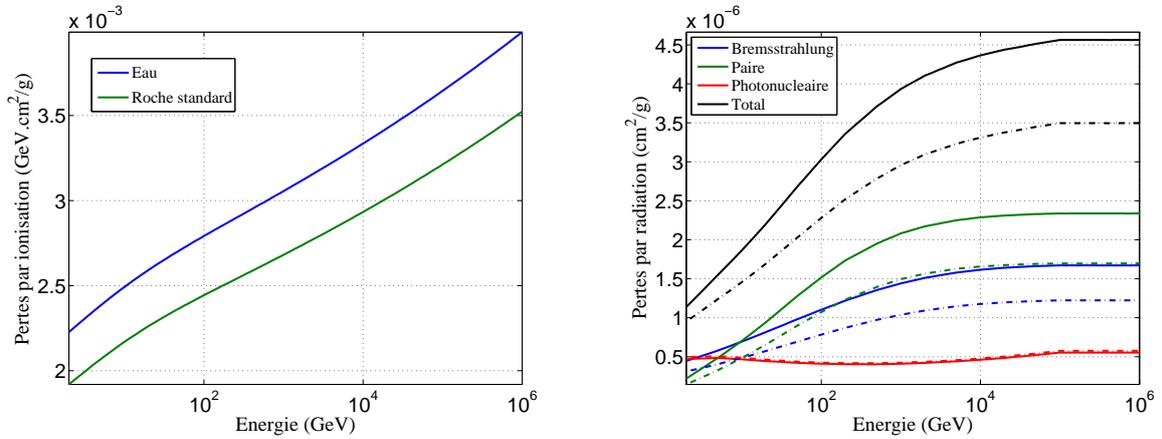
Le premier phénomène entraînant la perte des particules chargées dans la matière est l'ionisation. En traversant la matière, la particule arrache des électrons aux atomes du milieu, elle perd ainsi son énergie régulièrement. La perte d'énergie par unité de distance, due à l'ionisation, est décrite par l'équation de Bethe-Bloch (Valentin, 1995) :

$$\frac{dE}{d\rho} = -\frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{m_e v^2} \left(\ln \left(\frac{2 m_e v^2}{I (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right), \quad (3.15)$$

où $\beta = v/c$ avec v la vitesse de la particule et c la vitesse de la lumière. z représente la charge de la particule et dE sa perte d'énergie lors de la traversée d'un milieu d'opacité ρ . m_e correspond à la masse au repos de l'électron, N est le nombre d'atomes par unité de volume et Z correspond au nombre d'électrons de chaque atome du milieu. I représente le potentiel d'ionisation du milieu traversé. Le nombre d'atomes par unité de volume du milieu dépend de sa masse volumique ρ , de son numéro atomique Z ainsi que de son nombre de masse A , suivant :

$$N = \mathcal{N}_A \rho \frac{Z}{A} , \quad (3.16)$$

avec \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro. Le processus d'ionisation est donc sensible au facteur Z/A . Les pertes d'énergie ainsi entraînées par ce phénomène sont représentées figure 3.5(a) dans de l'eau ($Z = 7.3$, $A = 14.43$ et $\rho = 1 \text{ g.cm}^{-3}$) et de la roche standard ($Z = 11$, $A = 22$ et $\rho = 2.65 \text{ g.cm}^{-3}$). On note qu'elles sont plus importantes dans l'eau que dans la roche pour une même énergie de la particule.



(a) Perte d'énergie des muons par ionisation. En vert, le milieu traversé correspond à une roche standard ($Z = 11$, $A = 22$ et $\rho = 2.65 \text{ g.cm}^{-3}$), en bleu, le milieu traversé est de l'eau ($Z = 7.3$, $A = 14.43$ et $\rho = 1 \text{ g.cm}^{-3}$).

(b) Pertes d'énergie par radiation. La courbe noire représente la somme des différentes contributions liées aux radiations dans le sodium. Les courbes pleines correspondent à un milieu composé de roche standard, les courbes en tirets à de l'eau pure.

FIGURE 3.5 – Perte d'énergie en fonction de l'énergie initiale des muons. Ces courbes sont construites à partir des tables du site : <http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties> (Groom *et al.*, 2001).

Pour une roche standard $Z = 11$, $A = 22$ et $\rho = 2.65 \text{ g cm}^{-3}$, la perte d'énergie est donc approximativement :

$$\frac{dE}{d\rho} = a_{\text{roche}} = 2.5 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2 . \quad (3.17)$$

Cette approximation est valide pour les énergies supérieures à 100 GeV, elle permet de déterminer l'énergie minimale $E_{\text{min}} = 250 \times \rho \times L$ nécessaire pour traverser une roche d'épaisseur L et de masse volumique ρ .

Pour les particules d'énergie supérieure à 500 GeV les pertes par radiation deviennent importantes, comme le rayonnement de bremsstrahlung, la création de paires d'électrons/positrons, les interactions photonucléaires et la production de rayons delta ou électrons secondaires qui contribuent à la perte d'énergie des muons traversant la matière, figure 3.6(a). Les électrons émis par ionisation comme décrit plus haut, peuvent produire des électrons secondaires. Au cours de ce processus le muon perd de l'énergie de manière discrète et non continue comme c'est le cas pour les pertes par ionisation. Le rayonnement de freinage ou bremsstrahlung⁷

7. Le terme bremsstrahlung vient de l'allemand : bremsen signifie freiner et strahlung rayonnement.

se produit lorsque la particule passant à proximité d'un noyau d'atome voit sa trajectoire déviée par le champ électrique du noyau de cet atome. Ce phénomène s'accompagne d'un rayonnement : il y a émission d'un photon et la particule perd une part importante de son énergie. Si le muon est plus énergétique, le photon émis a en général suffisamment d'énergie pour produire une paire d'électrons/positrons. Le photon peut aussi interagir avec le noyau de l'atome dans une interaction photonucléaire.

La perte énergétique des muons de grande énergie est donc issue de différents phénomènes et à partir d'une énergie supérieure à quelques centaines de GeV, les processus radiatifs deviennent plus importants que l'ionisation. La perte d'énergie par unité d'opacité s'écrit alors :

$$\frac{dE}{d\varrho} = a(E) + b(E)E \quad . \quad (3.18)$$

$a(E)$ représente la perte d'énergie par ionisation décrite par l'équation 3.15 et $b(E)$ est la somme des contributions de la production de paires d'électrons/positrons et des interactions bremsstrahlung et photonucléaires (Bichsel *et al.*, 2010). La figure 3.5(b) illustre l'apport des différents phénomènes radiatifs en fonction de l'énergie du muon, leur somme correspond à $b(E)$.

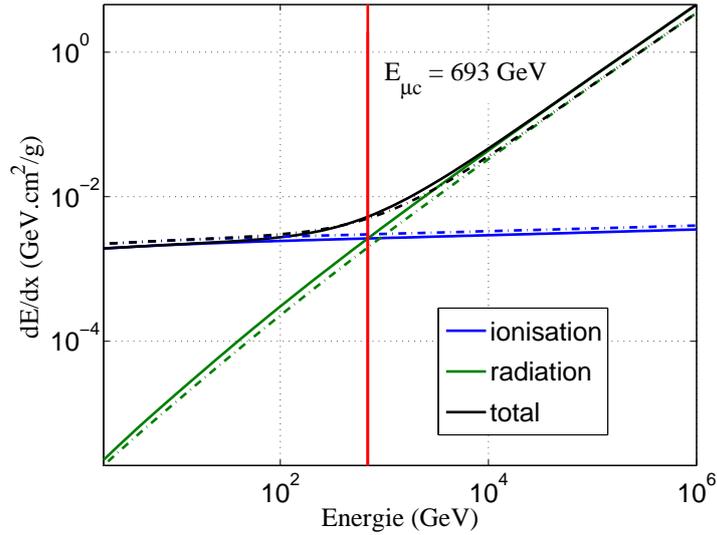
La contribution à la perte d'énergie par production de paire d'électrons/positrons et rayonnement de freinage est approximativement proportionnelle à $Z(Z+1)/A$, pour des matériaux de différentes compositions. Leur influence est différente de celle de l'ionisation qui agit principalement sur les particules de faible énergie, figure 3.6(a). Puisque $a(E) \approx 2.5 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$, $b(E)E$ devient le terme le plus important à partir de quelques centaines de GeV où $b(E)$ est quasiment constant. L'énergie critique du muon $E_{\mu c}$ est définie comme l'énergie à laquelle, les pertes par ionisation et radiation sont égales, c'est à dire :

$$E_{\mu c} = \frac{a(E_{\mu c})}{b(E_{\mu c})}. \quad (3.19)$$

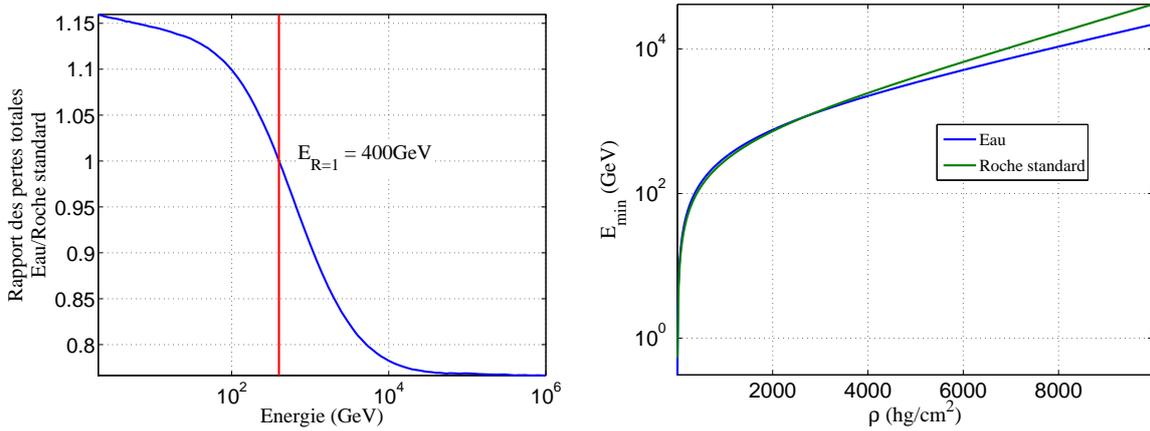
Cette définition est illustrée figure 3.6(a) où l'énergie critique du muon correspond à l'intersection des courbes bleues et vertes représentant respectivement les pertes par ionisation et par radiation. Pour des énergies inférieures à $E_{\mu c}$, l'ionisation domine, au-delà, ce sont les processus radiatifs qui prennent le dessus. $E_{\mu c}$ dépend du nombre de protons des éléments composant le milieu traversé, elle varie donc d'un milieu à un autre. Pour une roche standard, l'énergie critique des muons est d'environ 693 GeV (Groom *et al.*, 2001). Lorsque les pertes d'énergie sont comparées pour différents milieux comme l'eau ou la roche standard, les pertes par ionisation sont plus importantes dans l'eau que dans la roche quelle que soit l'énergie du muon. Alors que les pertes par radiation sont plus importantes dans la roche que dans l'eau, figure 3.5. La perte totale d'énergie dans les deux milieux est alors identique pour une énergie de 400 GeV à laquelle correspond des pertes équivalentes en ionisation ou en radiation, cette énergie est légèrement inférieure à l'énergie critique, figure 3.6(b). Alors que les pertes par ionisation sont continues le long de la propagation de la particule dans la matière, les pertes d'énergie par radiation se font par saut d'énergie, elles sont donc évaluées par des calculs utilisant des processus stochastiques.

3.3.2 Énergie minimale de traversée

En fonction de l'énergie initiale de la particule et de l'opacité qu'elle traverse, il existe une énergie minimale de traversée. Cette énergie peut être calculée en intégrant l'équation 3.18 ou en calculant la probabilité de survie des muons en fonction de leur énergie et de l'opacité traversée. Pour simplifier les calculs des modèles de flux destinés par la suite à être comparés aux données recueillies, nous avons choisi la première méthode. Les calculs sont



(a) Pertes d'énergie par ionisation et radiation en fonction de l'énergie des muons. L'intersection des courbes représentant les pertes par ionisation, avec celle des pertes par radiation, définit l'énergie critique des muons. Les courbes pleines correspondent à un milieu composé de roche standard, les courbes en tirets à de l'eau.



(b) Rapport de la perte d'énergie totale dans l'eau et de celle calculée pour une roche standard en fonction de l'énergie de la particule.

(c) Énergie minimale en fonction de l'opacité, calculée pour des muons traversant une roche standard et de l'eau.

FIGURE 3.6 – Comparaison des pertes d'énergie en fonction des processus, dans l'eau et dans la roche. Ces courbes sont construites à partir des tables du site : <http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties> (Groom *et al.*, 2001).

effectués à partir des tables de pertes d'énergies données par Groom *et al.* (2001) et accessibles sur le site : <http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties>. Ainsi, la connaissance de la perte d'énergie par unité d'opacité, permet de déterminer l'énergie minimale E_{\min} , nécessaire aux muons pour traverser une opacité donnée ϱ_L , de roche. E_{\min} est calculée en résolvant l'équation différentielle suivante :

$$E_{\min}(\varrho) - \int_0^{\varrho} \frac{dE}{d\varrho} d\varrho = E_{\mu} \quad , \quad (3.20)$$

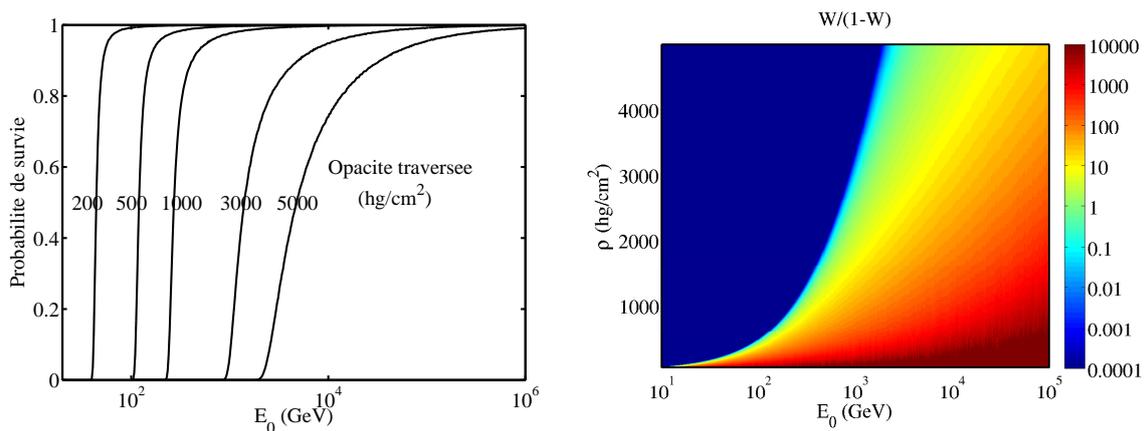
où $E_{\mu} = 106$ MeV est l'énergie au repos du muon. Cette énergie minimale est représentée figure 3.6(c) en fonction de l'opacité pour deux milieux traversés : l'eau et la roche standard.

Après l'évaluation de la section efficace des muons dans la roche, l'estimation de l'atténuation du flux de muons à travers le milieu peut être calculée avec MUSIC⁸. Ce code numérique

8. MUon Simulation Code (Kudryavtsev, 2008)

propage les muons à travers la roche et évalue leur probabilité de survie sous une épaisseur de roche en fonction de l'énergie initiale de la particule. En fonction de l'épaisseur de roche, de sa masse volumique et de sa composition, on obtient en plus de la probabilité de survie, l'énergie finale de la particule et l'énergie moyenne des muons qui ont pu traverser une certaine épaisseur de roche pour une énergie initiale donnée (Kudryavtsev, 2008). Dans une boucle du calcul, un grand nombre de muons (10^6) sont propagés avec une énergie initiale et les pertes d'énergie au cours des différents processus sont calculées (ionisation, électrons secondaires, bremsstrahlung, production de paires électron-positron, interaction photonucléaire). Si l'énergie finale de la particule est supérieure à 106 MeV (l'énergie au repos du muon), le muon est considéré comme survivant. La probabilité de survie est donc la proportion du nombre de muons survivants par rapport au nombre total de particules propagées. On considère que l'énergie finale des muons qui ont pu traverser la matière correspond à la moyenne des énergies finales des muons survivants.

Les probabilités de survie et les énergies finales sont enregistrées à différentes épaisseurs lors de la simulation de la propagation du muon et évaluées pour une large gamme d'énergies initiales. Les muons sont propagés avec des énergies initiales comprises entre 10 et 10^6 GeV pour couvrir le spectre de muons susceptibles de traverser une roche d'opacité comprise entre 100 et 5000 hg.cm^{-2} , soit pour des épaisseurs variant de 40 à 2000 m pour une roche de masse volumique égale à 2.65 g.cm^{-3} . Comme les énergies varient sur plusieurs ordres de grandeur, entre $10^{0.9}$ et 10^6 GeV, le pas choisi est logarithmique pour couvrir rapidement toute la gamme d'énergie et vaut 0.01. Sur les courbes, figure 3.7, on observe que pour une opacité inférieure à 3000 hg.cm^{-2} , les processus radiatifs sont peu influents et la probabilité de survie en fonction de l'énergie est représentée par une courbe qui ressemble fortement à une marche d'escalier. Pour ces opacités, le processus d'ionisation auquel correspond une perte d'énergie continue est prépondérant. À partir de 3000 hg.cm^{-2} les processus stochastiques engendrés par les pertes d'énergies radiatives deviennent plus conséquents et les courbes de probabilité de survie en fonction de l'énergie initiale des muons s'étalent de plus en plus au fur et à mesure que l'opacité augmente. Nous travaillons pour l'instant avec des objets dont l'opacité maximale est de 1500 hg.cm^{-2} et les pertes d'énergie sont supposées continues en fonction de l'opacité traversée.



(a) Probabilité de survie des muons pour des opacité comprises entre 200 et 5000 hg.cm^{-2} , en fonction de l'énergie initiale de la particule.

(b) $\frac{W}{1-W}$, où W correspond à la probabilité de survie, est représenté en fonction de l'énergie initiale et de l'opacité, comprise entre 50 et 5000 hg.cm^{-2} .

FIGURE 3.7 – Probabilité de survie des muons à travers la matière. Ces valeurs ont été obtenues à l'aide du code de propagation des muons dans la matière MUSIC (Kudryavtsev, 2008).

3.3.3 Le flux de muons souterrain

Le flux estimé par les modèles détaillés ci-dessus est un flux différentiel, exprimé en nombre de particules par unité d'énergie, de surface, d'angle solide et de temps. Nos télescopes nous fournissent un taux de comptage du nombre de particules détectées durant une certaine durée d'acquisition. Le télescope peut être modélisé, comme décrit dans le chapitre 4, afin d'estimer sa capacité de détection, ou *acceptance*, exprimée en unité de surface et d'angle solide. Il est donc relativement aisé de convertir le taux de particules détectées en flux par unité de surface, d'angle solide et de temps. Nos télescopes ne peuvent cependant pas apporter d'information sur la perte d'énergie des particules détectées. Par la suite, le flux détecté est donc comparé aux modèles de flux intégrés sur l'énergie. En surface ce flux s'exprime par :

$$I(\theta) = \int_{E_\mu}^{\infty} \Phi(E_0, \theta) dE_0 \quad (\text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \quad . \quad (3.21)$$

Le flux de muons sous la roche correspond au flux de muons en surface, calculé par l'équation 3.3 et défini non plus entre l'énergie au repos E_μ du muon et l'infini mais entre l'énergie minimale $E_{\min}(\varrho)$ de traversée, équation 3.20 et l'infini. Nous avons donc accès uniquement au flux de muons intégré sur l'énergie I . Ainsi, ce flux de muons I intégré à partir de l'énergie minimale dépendant de l'opacité de la roche ϱ , s'écrit :

$$I(\varrho, \theta) = \int_{E_{\min}(\varrho)}^{\infty} \Phi(E_0, \theta) dE_0 \quad (\text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \quad . \quad (3.22)$$

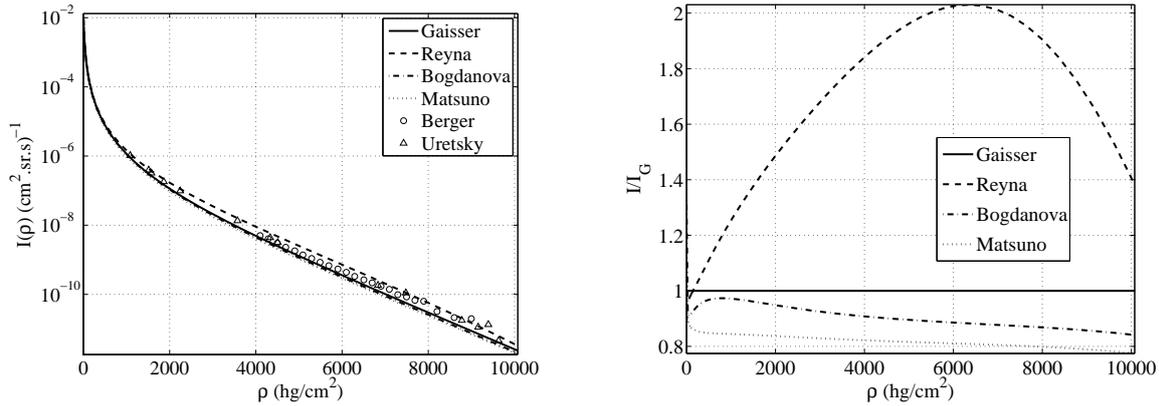
Pour affiner la modélisation du flux de muons, il est possible de pondérer l'énergie par la probabilité de survie $W(E_0, \varrho)$ des muons à traverser une opacité ϱ en fonction de leur énergie initiale E_0 (Aglietta *et al.*, 1998) :

$$I(\varrho, \theta) = \int_0^{\infty} \Phi(E_0, \theta) W(E_0, \varrho) dE_0 \quad (\text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \quad . \quad (3.23)$$

Cependant les temps de calculs sont assez longs quand cette probabilité est prise en compte. Par la suite, l'équation 3.22 est utilisée comme approximation.

Le flux de muons intégré suivant l'équation 3.22 est représenté figure 3.8(a) en fonction de l'opacité, pour des particules arrivant à la verticale. Ce flux de muons est calculé avec les modèles de flux différentiel de Gaisser, Reyna, Bogdanova et Matsuno. Ils sont comparés à des données recueillies dans les articles de Berger *et al.* (1989), Uretsky (1997). Les modèles de Gaisser, Bogdanova et Matsuno sont très proches. Ils ont tendance à sous-estimer le flux de muons mesuré. Les rapports des flux estimés avec les modèles de Bogdanova et Matsuno sur celui estimé par Gaisser restent relativement proche de 1, figure 3.8(b). On note cependant que l'écart entre les modèles s'accroît avec l'opacité traversée. Le modèle de Reyna se distingue des autres, il a tendance à sur-estimer le flux de muons. L'écart entre ce modèle et celui de Gaisser augmente jusqu'à une opacité de 6000 $\text{hg} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour laquelle le modèle de Reyna prédit un flux deux fois plus important. L'écart se réduit ensuite entre les deux modèles.

Pour mieux observer les différences entre ces modèles, ils sont représentés figure 3.9 en fonction de l'angle zénithal, pour des opacités de 0, 50, 100, 500, 1000 et 5000 $\text{hg} \cdot \text{cm}^{-2}$. Pour une opacité nulle, le flux de muons intégré décroît en fonction de l'angle zénithal, et l'on reconnaît la forme sinusoïdale du spectre différentiel. Le modèle de Bogdanova décroît bien plus vite que les autres modèles. Avec une opacité de 50 $\text{hg} \cdot \text{cm}^{-2}$, la décroissance en fonction de l'angle zénithal est plus lente. À 100 $\text{hg} \cdot \text{cm}^{-2}$, les modèles s'accordent pour présenter un flux constant jusqu'à un angle zénithal d'environ 50° avant de décroître. Pour une opacité de 500 $\text{hg} \cdot \text{cm}^{-2}$ les modèles de Gaisser, Bogdanova et Matsuno prédisent un flux maximal vers 80°. Pour les opacités supérieures à 1000 $\text{hg} \cdot \text{cm}^{-2}$ les modèles montrent un flux de



(a) Flux de muons en fonction de l'opacité ρ , pour une roche standard et un angle zénithal de 0° .

(b) Rapport des différents modèles de flux de muons intégré sur celui de Gaisser.

FIGURE 3.8 – Comparaison des flux intégrés à partir des modèles de Gaisser, Reyna, Bogdanova et Matsuno. En 3.8(a), les données sont extraites des articles Berger *et al.* (1989) et Uretsky (1997).

muons croissant avec l'angle zénithal. Seul le flux estimé avec le modèle de Reyna montre une singularité à 90° . En effet, ce modèle exprimé dans l'équation 3.13 est le seul qui ne substitue pas l'angle zénithal de la trajectoire des muons mesuré au niveau du détecteur θ par celui estimé à l'altitude de production du muon θ^* . Comme le cosinus d'un angle de 90° est nul, le flux s'annule pour cet angle. Par la suite, nous avons utilisé le modèle de flux différentiel de Gaisser intégré à partir de l'énergie minimale calculée avec les estimations données par le Particule Data Group. Ce flux de muons est représenté figure 3.10 pour une opacité variant entre 0 et 5000 hg.cm^{-2} . Comme observé sur la figure 3.9, ce flux présente un angle zénithal où il est maximal pour chaque opacité, figure 3.10(b). Nous avons déjà observé ce phénomène avec le flux différentiel. Ici, cet angle augmente avec l'opacité de la roche traversée, elle reflète en effet l'énergie des muons détectés puisqu'elle détermine l'énergie minimale de traversée. À partir de 1000 hg.cm^{-2} le flux est maximal pour un angle zénithal proche de 90° .

La composition de la matière peut avoir une légère influence sur le flux souterrain de muons. D'un milieu à l'autre, les pertes par ionisation ou par radiation se font alors dans des proportions qui varient. Ceci est expliqué par la présence d'hydrogène qui a un rapport $Z/A \approx 1$ dans l'eau, alors qu'il est inférieur à 0.5 pour les autres matériaux (Kudryavtsev, 2008). Comme l'ionisation est proportionnelle à Z/A , elle est donc plus importante dans l'eau que dans la roche standard, les particules ont donc besoin de plus d'énergie pour traverser une même opacité. Ce phénomène influence la valeur minimale nécessaire pour traverser une certaine opacité, figure 3.6(c). Le flux souterrain représenté figure 3.11 est donc moins important dans l'eau que dans la roche standard pour des opacités inférieures à 3000 hg.cm^{-2} . Au delà, il est plus élevé dans l'eau que dans la roche.

L'influence de la composition du milieu sur le flux souterrain à travers deux types de roche de compositions différentes est cependant peu importante car leur composition en proportion ne varie pas beaucoup. Nous travaillons donc par la suite avec des compositions moyennes correspondant à celle de la roche standard, puisque l'effet d'impuretés a une faible contribution sur la variation de la composition globale du volume traversé par les muons. Pour expliquer les variations observées de l'atténuation du flux de muons, seules les variations de masse volumique de la roche sont prises en compte *via* un ajustement de l'opacité de matière traversée.

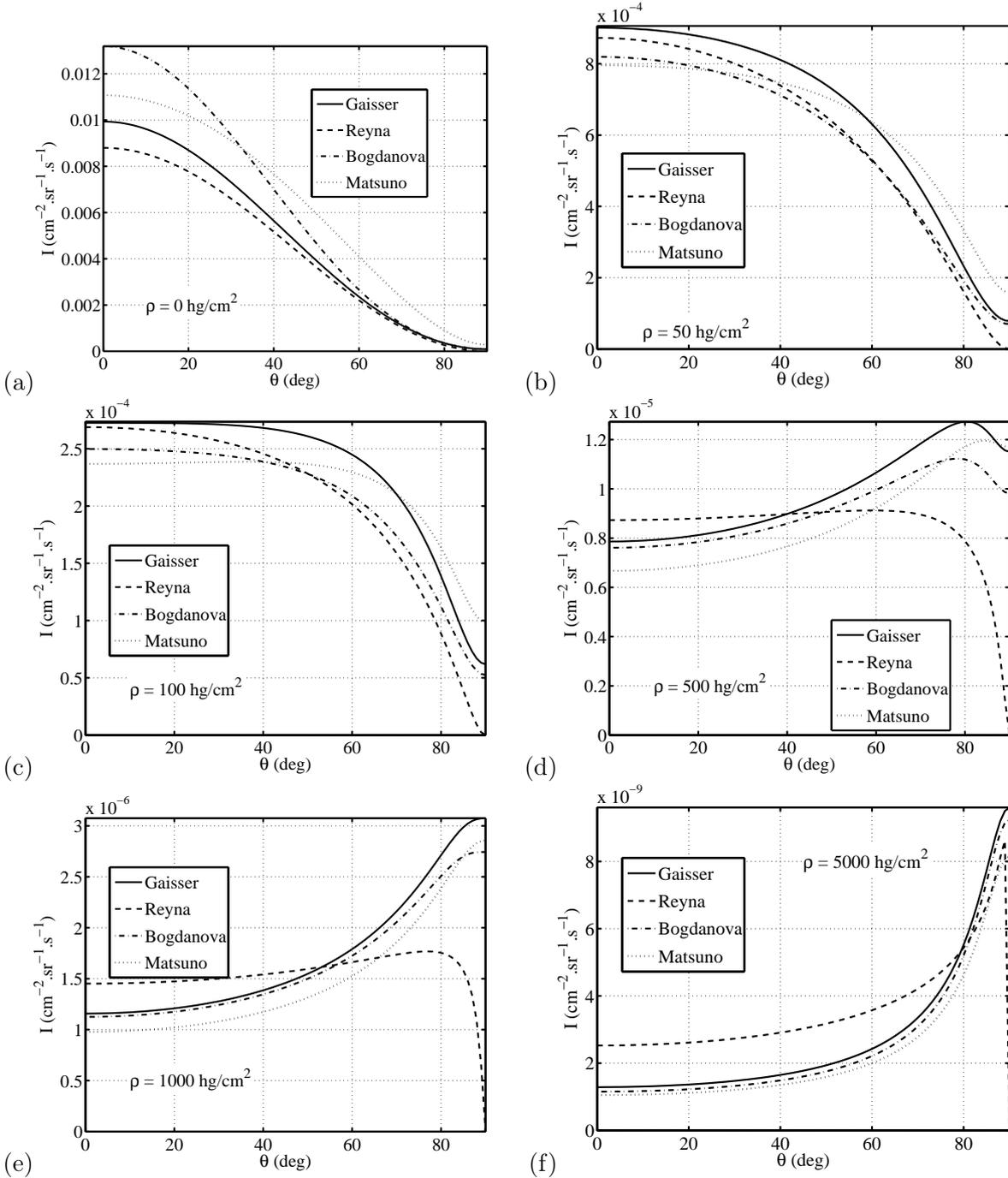
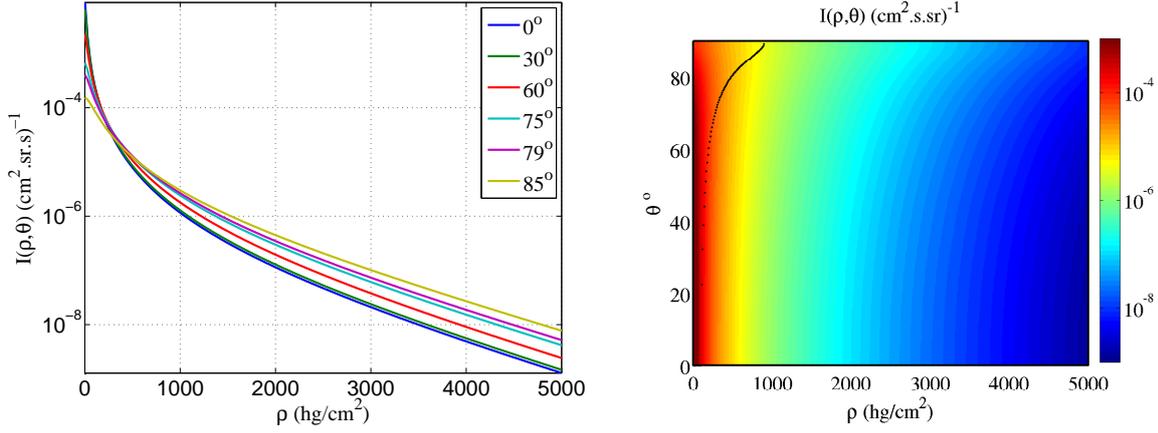


FIGURE 3.9 – Flux de muons intégré sur l'énergie en fonction de l'angle zénithal, pour des opacités de 0, 50, 100, 500, 1000 et 5000 $\text{hg} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les différents modèles de flux différentiel de Gaisser (1990), Reyna (2006), Bogdanova *et al.* (2006), Matsuno *et al.* (1984) sont ici intégrés pour être comparés.

3.4 Distinction de variations de l'opacité

En fonction de la variation du flux que l'on souhaite observer, dépendant de la variation d'opacité, il est possible de déterminer la durée minimale d'acquisition. Au delà de cette durée on estime que les fluctuations observées sont bien dues à une variation d'opacité et non plus aux fluctuations poissoniennes dont la statistique régie le flux de muons. On peut donc estimer la durée d'acquisition minimale pour observer une variation de la taille d'un objet ou pour distinguer une hétérogénéité, comme nous l'avons calculé ci-dessous.



(a) Flux de muons souterrain pour des angles zénithaux (b) Cartographie du flux souterrain, les points indiquent les angles de flux maximal pour chaque opacité.

FIGURE 3.10 – Flux de muons souterrain.

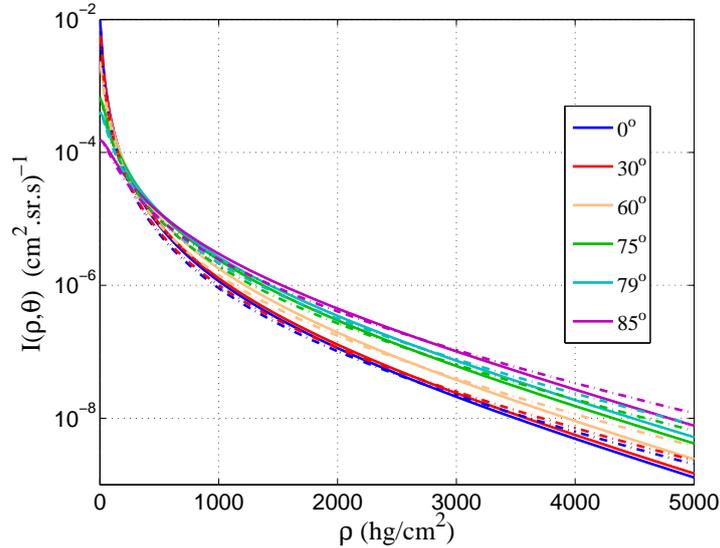


FIGURE 3.11 – Flux de muons en fonction de l'opacité traversée comprise entre 0 et $5000 \text{ hg} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour des angles de $0, 30, 60, 75, 79$ et 85° . Les courbes pleines correspondent à un milieu composé de roche standard, les courbes en tirets à de l'eau pure.

3.4.1 Temps de détection minimal

À partir des modèles de flux et de la modélisation des télescopes décrite dans la section 3.5, on peut estimer le nombre de muons qu'il est possible de détecter durant une période d'acquisition ΔT . La modélisation du télescope vise à estimer sa capacité de détection : son acceptance \mathcal{T} . Ainsi, en fonction du flux de muons I , le nombre de muons détectés durant un temps ΔT est :

$$N(\varrho) = \Delta T \times \mathcal{T} \times I(\varrho) \quad . \quad (3.24)$$

En fonction de la résolution nécessaire associée au flux de muons pour distinguer une hétérogénéité, il est possible de faire varier \mathcal{T} qui dépend de la géométrie et de la configuration du télescope. Ce paramètre détermine également la résolution spatiale de l'expérience, comme le montre l'équation 2.2 du chapitre 2. Aussi, s'il est nécessaire de travailler avec une résolution raisonnablement précise il faut alors augmenter la durée d'acquisition pour toujours enregistrer un nombre significatif de muons. L'acceptance et la durée d'acquisition sont donc reliées

par l'équation de faisabilité :

$$\Delta T \times \mathcal{T} \times \frac{\Delta I^2(\varrho_0, \delta\varrho)}{I(\varrho_0)} > 1 \quad . \quad (3.25)$$

où $\Delta I(\varrho_0, \delta\varrho)$ correspond à la différence de flux produite par une fluctuation d'opacité $\delta\varrho$ autour d'une opacité ϱ_0 . L'erreur sur le nombre d'événements détectés δN est supposée suivre une loi Gaussienne valable quand le temps de détection est supérieur à quelques jours. L'intervalle de confiance lié à δN est alors de 0.68 pour l'équation 3.25 pour laquelle $\delta N = \sqrt{N}$. Pour $\delta N = 2\sqrt{N}$ cet intervalle de confiance vaut 0.95.

L'application de cette équation permet ainsi de déterminer le temps d'acquisition nécessaire pour distinguer une hétérogénéité, avec une acceptation donnée. Dans les exemples qui suivent, l'acceptation est fixée à 20 cm².sr, ce qui correspond à un angle de vue du télescope dont l'ouverture angulaire est de 0.003 sr pour un télescope dont la surface de détection vaut 6400 cm². Pour une acceptation de 2 cm².sr il faut compter un temps d'acquisition dix fois plus important. Un moyen d'obtenir une résolution intéressante sans trop réduire l'acceptation est de placer le télescope au plus près de l'objet dont on souhaite réaliser une tomographie étant donné que le flux de muons est détecté à travers un cône, voir dans le chapitre 2, les figures 2.2 et 2.3.

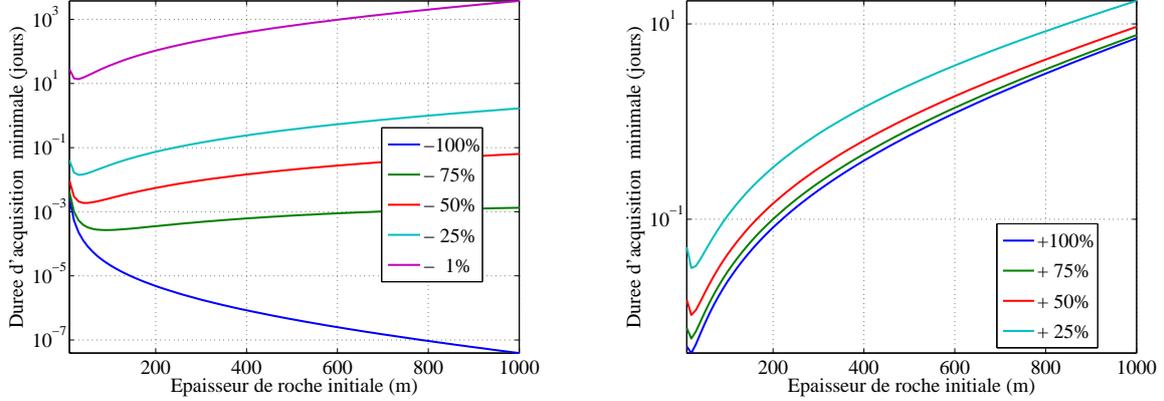
3.4.2 Variation de la taille de l'objet

L'équation 3.25 permet donc de déterminer la durée d'acquisition minimale nécessaire pour observer une hétérogénéité ou une variation de l'opacité. Ainsi il est possible d'estimer combien de temps il faut installer un télescope en contrebas d'un objet pour distinguer si sa taille se réduit ou augmente. Ces estimations permettent d'évaluer la faisabilité d'une expérience où l'on souhaiterait observer assez rapidement l'effondrement ou la croissance d'un dôme volcanique (Taisne et Jaupart, 2008). Par exemple sur l'île de Montserrat depuis 1995, Soufrière Hills présente régulièrement des effondrements de dôme suivis d'extrusion de dôme (Loughlin *et al.*, 2010; Ryan *et al.*, 2010; Wadge *et al.*, 2010). Ce volcan est régulièrement sous les nuages et les coulées pyroclastiques ne permettent pas d'observer l'évolution du dôme au cours du temps avec une caméra. La dangerosité de ce volcan en interdit également l'approche ou le survol. Aussi, la tomographie par muons pourrait être une solution pour suivre les variations de volume de ce dôme.

La durée d'acquisition minimale nécessaire pour observer une réduction de la taille du dôme est représentée figure 3.12(a) en fonction de l'épaisseur de roche initiale pour un objet de masse volumique $\rho = 2.65 \text{ g.cm}^{-3}$. Les différentes courbes représentent des réductions de taille de 1, 25, 50, 75 et 100% par rapport à l'épaisseur initiale du dôme. L'angle zénithal choisi est de 70° pour imager un volcan ; celui-ci doit en effet être suffisamment grand. Pour une réduction de 100%, la région tomographiée a complètement disparu et pour cette courbe uniquement, le temps de détection nécessaire diminue avec l'épaisseur de roche. Ainsi, il faut attendre quelques heures pour noter la disparition d'une dizaine de mètres de roche et moins d'une seconde pour noter celle d'épaisseurs supérieures à 800 m. Quand la disparition du volume de roche est partielle, le temps d'acquisition augmente avec l'épaisseur de roche, d'autant plus rapidement que la proportion de roche à disparaître est faible. Pour noter la disparition de 1% de roche, il est nécessaire d'attendre une dizaine de jours quand l'épaisseur est inférieure à la centaine de mètres et ce nombre augmente à plus du millier de jours pour une épaisseur supérieure à 800 m. Pour observer une réduction de 25, 50 et 75% d'une épaisseur de 1 km, il faudrait attendre environ respectivement 1 journée, 2 heures et 1 minute.

La durée d'acquisition minimale nécessaire pour observer une augmentation de la taille du dôme est représentée figure 3.12(b) en fonction de l'épaisseur de roche initiale pour un objet

de masse volumique $\rho = 2.65 \text{ g.cm}^{-3}$. Les différentes courbes représentent des augmentations de taille de 25, 50, 75 et 100% par rapport à la taille initiale du dôme. Le temps de détection croît alors avec l'épaisseur de roche traversée. Plus la quantité de matière supplémentaire est faible et plus le temps de détection est important.



(a) Temps d'acquisition minimal pour distinguer une disparition partielle ou complète de l'objet.

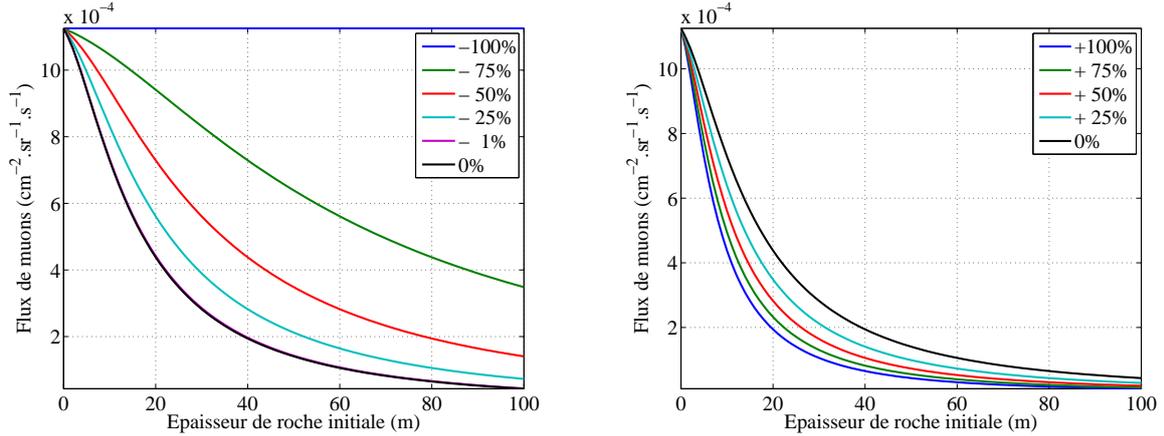
(b) Temps d'acquisition minimal pour distinguer un accroissement de la taille de l'objet.

FIGURE 3.12 – Temps d'acquisition minimal pour détecter une fluctuation du flux de muons en fonction de l'épaisseur traversée. L'ouverture angulaire est de 0.003 sr pour un télescope dont la surface de détection vaut 6400 cm^2 .

Sur les deux images de la figure 3.12, on distingue des minima de la durée d'acquisition pour des épaisseurs de roche de l'ordre de la dizaine de mètres. Cette durée minimale d'acquisition est déduite de l'équation 3.25 et s'écrit :

$$\Delta T > \frac{I(\varrho_0)}{\Delta I^2(\varrho_0, \delta\varrho)} \times \mathcal{T} \quad (3.26)$$

\mathcal{T} est un terme constant en fonction de l'épaisseur de roche et le flux de muons $I(\varrho_0)$ décroît en fonction de l'épaisseur de roche traversée. Le terme $\Delta I^2(\varrho_0, \delta\varrho)$ représente quant à lui l'écart au carré entre le flux de muons correspondant à une opacité ϱ_0 et le flux de muons correspondant à une opacité $\varrho_0 \pm \delta\varrho$ suivant qu'il s'agisse d'une réduction ou d'un accroissement de l'épaisseur de roche traversée. Ces deux cas sont représentés respectivement figures 3.12(a) et 3.12(b). Pour les très faibles épaisseurs de roche, l'écart entre le flux initial $I(\varrho_0)$ et le flux après une variation d'opacité $I(\varrho_0 \pm \delta\varrho)$ va augmenter avec l'épaisseur de roche jusqu'à un seuil inférieur à 50 m. Ce seuil augmente avec l'importance de la fluctuation de l'opacité. Lorsque l'épaisseur de roche initiale est nulle les flux de muons sont identiques puisqu'il n'y a pas de variation de la taille de l'objet. Quand l'épaisseur de roche initiale augmente l'écart entre les flux croît. Cet écart se réduit ensuite (figures 3.13(a) et 3.13(b)) puisque le flux de muons décroît très rapidement et tend vers 0 lorsque l'épaisseur de roche tend vers l'infini. La différence entre les flux de muons passant à travers des objets de taille différente va donc se réduire au fur et à mesure que l'épaisseur de roche augmente. $\Delta I^2(\varrho_0, \delta\varrho)$ suit donc cette tendance et puisque le temps minimal d'acquisition est inversement proportionnel à cette variable, ΔT montre tout d'abord une décroissance avant de croître en fonction de l'épaisseur initiale de roche. Aucun minima n'est cependant observé lorsque la disparition de l'objet est complète, courbe bleue figure 3.12(a). En effet, dans ce cas $\Delta I^2(\varrho_0, \delta\varrho)$ demeure croissant puisque $I(\varrho_0)$ décroît et $I(\varrho_0 - \delta\varrho)$ demeure constant en fonction de l'épaisseur de roche initiale comme il correspond à une épaisseur de roche nulle.



(a) Comparaison des flux de muons estimés en fonction de la disparition partielle ou complète de l'objet.

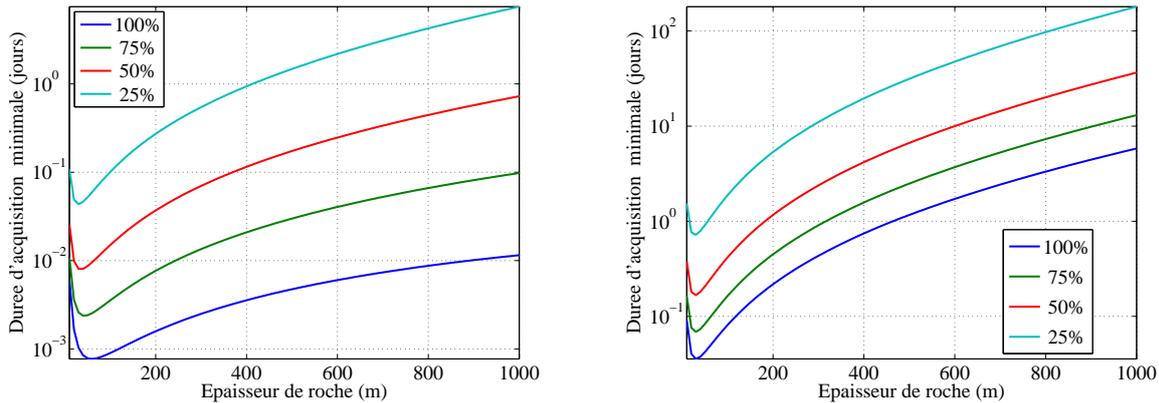
(b) Comparaison des flux de muons estimés en fonction de l'accroissement de la taille de l'objet.

FIGURE 3.13 – Flux de muons $I(\varrho_0 \pm \delta\varrho)$ en fonction de l'épaisseur de roche traversée. L'ouverture angulaire est de 0.003 sr pour un télescope dont la surface de détection vaut 6400 cm².

3.4.3 Détection d'hétérogénéités

Pour imager des structures à l'intérieur d'un objet, l'objectif est de distinguer une ou plusieurs hétérogénéité(s) en masse volumique à l'intérieur de celui-ci, par rapport à une masse volumique de référence. Ici, la masse volumique de référence est choisie comme étant celle de la roche standard, soit $\rho = 2.65 \text{ g.cm}^{-3}$. Le temps minimal d'acquisition pour observer des hétérogénéités de tailles variables ayant des masses volumiques de 1 et 2.2 g.cm⁻³ est représenté figures 3.14(a) et 3.14(b). Ainsi, l'hétérogénéité présente respectivement une réduction de masse volumique de 62% et 17% par rapport à celle de la roche standard. Les dimensions étudiées de l'hétérogénéité représentent 25, 50, 75 et 100% de l'épaisseur de l'objet. Si la masse volumique de référence ne correspond pas du tout à la masse volumique de l'objet, dans ce cas l'épaisseur de l'hétérogénéité représente 100% de la taille de l'objet. Il faut alors moins d'une journée pour s'en apercevoir, même si cette masse volumique ne représente que 17% par rapport à celle de la roche standard. Il est possible de distinguer une hétérogénéité dont la masse volumique est de 1 g.cm⁻³ en moins d'une dizaine de jours même si sa taille ne représente que 25% de la taille de l'objet étudié, pour des roches dont l'épaisseur est inférieure au kilomètre. Lorsque l'hétérogénéité présente une masse volumique plus proche de celle de la roche standard, le temps d'acquisition devient rapidement conséquent. Ainsi, pour une épaisseur de 1 km, il est nécessaire d'attendre plusieurs mois pour distinguer une hétérogénéité dont la taille représente tout de même 25% de celle de l'objet, si sa masse volumique est de 2.2 g.cm⁻³. Pour ces exemples, des minima sont également observés et sont encore plus prononcés que lors de la disparition ou l'accroissement de la taille de l'objet.

Ainsi pour réaliser une tomographie de volcans il est nécessaire de patienter quelques mois avant que l'image obtenue par analyse de l'atténuation du flux de muons soit représentative des hétérogénéités présentes dans le volcan. Avant ce temps minimal d'acquisition, les fluctuations observées sont encore le reflet du processus poissonien de génération de muons d'origine cosmique. Ces estimations du temps minimal d'acquisition sont calculées pour des épaisseurs de roche et des masses volumiques données, cependant la masse volumique du milieu et la taille des hétérogénéités sont déterminées avant l'expérience uniquement par la connaissance *a priori* de la géologie du milieu. Aussi, avant de réaliser une première mesure, il est important d'avoir une idée de ce que l'on cherche à observer pour pouvoir estimer le temps minimal de détection. Le flux de muons mesuré est comparé au flux de muons estimé pour déduire l'opacité du milieu. Lorsque l'épaisseur de roche traversée par les différents angles de vue du



(a) Temps d'acquisition minimal pour distinguer une hétérogénéité présentant une masse volumique de 1 g.cm^{-3} , soit une réduction de 62% de celle de l'objet.

(b) Temps d'acquisition minimal pour distinguer une hétérogénéité présentant une masse volumique de 2.2 g.cm^{-3} , soit une réduction de 17% de celle de l'objet.

FIGURE 3.14 – Temps d'acquisition minimal pour détecter une fluctuation du flux de muons en fonction de l'épaisseur traversée pour distinguer des hétérogénéités de masse volumique à l'intérieur d'un objet dont la masse volumique est de 2.65 g.cm^{-3} . L'ouverture angulaire est de 0.003 sr pour un télescope dont la surface de détection vaut 6400 cm^2 . Ce temps est estimé pour des hétérogénéités dont la dimension représente 25, 50, 75 et 100% de l'épaisseur de l'objet.

télescope est connue on peut alors déduire la masse volumique moyenne le long de l'épaisseur de la roche traversée. Pour retrouver la distribution des masses volumiques et donc la taille des hétérogénéités il est nécessaire d'avoir plusieurs points de mesure autour de la cible pour pouvoir résoudre le problème inverse, comme décrit dans le chapitre 2. La résolution de ce problème inverse est d'autant plus aisée que la connaissance *a priori* du milieu sondé est importante.

3.5 Article : Geophysical muon imaging : feasibility and limits

Avant d'installer un détecteur de muons sur le terrain, il est primordial d'estimer la faisabilité de l'expérience et d'évaluer le temps de détection minimal d'installation du capteur. Celui-ci dépend de l'acceptance du télescope, du flux de muons attendu et de la résolution nécessaire sur ce flux pour distinguer une variation de masse volumique.

Dans l'article ci-dessous, publié dans la revue *Geophysical Journal International*, différents modèles du flux de muons incidents sont analysés et comparés et les processus qui peuvent avoir un impact sur la fluctuation temporelle de ce flux sont étudiés. Leur influence sur la tomographie par muons est peu importante puisque ce sont les particules de faible énergie qui sont les plus susceptibles de présenter des fluctuations temporelles. En effet, ces particules de faible énergie sont filtrées par la roche traversée et ne concernent donc pas la tomographie de l'objet qu'elles n'ont pu franchir.

L'atténuation du flux de muons à travers la roche est ensuite décrite. Le phénomène de la diffusion des muons lors de leur traversée de la matière est détaillée. Comme la roche est un matériau peu dense (comparé au plomb par exemple) la diffusion est donc peu importante. Son influence sur la tomographie est par conséquent faible étant donné que la déviation de la trajectoire de la particule correspond à un angle imperceptible comparé à la précision de l'instrument de détection.

La modélisation de nos détecteurs permet de calculer leur acceptance et leur résolution angulaire. Cette modélisation, détaillée ici, permet de déterminer leur capacité de détection afin de trouver la configuration idéale du télescope en fonction de l'objet tomographié. Les conditions requises par la tomographie sont résumées par une formule de faisabilité. Cette formule est appliquée à quatre situations géologiques concrètes.

Geophysical muon imaging: feasibility and limits

N. Lesparre,¹ D. Gibert,¹ J. Marteau,² Y. Déclais,² D. Carbone³ and E. Galichet⁴

¹Institut de Physique du Globe de Paris (UMR CNRS 7154), Sorbonne Paris Cité, Paris, France. E-mail: gibert@univ-remes1.fr

²Institut de Physique Nucléaire de Lyon (UMR CNRS 5822), Lyon, France

³Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia – Sezione di Catania, Catania, Italy

⁴Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris, France

Accepted 2010 August 20. Received 2010 August 20; in original form 2010 April 20

SUMMARY

We study the possibility of muon radiography as a tool to investigate space and time changes in the internal density distribution inside geological structures. Previous work has shown the practical applicability of this method. Nevertheless, quantitative information on factors which impose limitations on it are still sorely lacking in the literature. We discuss the main issues that can influence the final result of a geophysical imaging experiment. In particular, with the view of optimizing the signal-to-noise ratio, we address issues concerning (i) the energy spectrum for muons arriving at different zenith angles, (ii) the muon propagation model through matter and (iii) the characteristics of the muon detector (telescope) that we have designed to perform experiments of muon radiography against the harsh environment usually encountered in the active zone of a volcano. We thus identify factors that can induce either static or dynamic effects and that should be taken into account. We also define a feasibility eq. (32) relating the geometrical characteristics of the telescope and the duration of the experiment to the expected density resolution, in turn a function of the geometrical characteristics of the target structure. This relation is especially important to define the applicability domain of muon radiography and it is utilized to test the suitability of the method to investigate the density distribution inside some candidate target structures.

Key words: Inverse theory; Spatial analysis; Tomography.

1 INTRODUCTION

The interest in using muon imaging for Earth Sciences purposes soon arose after the discovery of cosmic rays (Auger 1941; Leprince-Ringuet 1945; Gaisser 1990; Crozon 2005) and muons (Neddermeyer & Anderson 1937, 1938), when it was realised that muons of cosmic origin are able to cross hundred of meters and even kilometres, of rock with an attenuation mainly related to the amount of matter encountered along their trajectory (Nagamine 2003). The very first studies relevant to muon imaging were motivated by the need to characterise the geological burden overlying underground laboratories hosting particles detectors (George 1955). Later, interest for applications other than those directly related to underground laboratories emerged when lighter and mobile detectors became available for field experiments. Early examples are the archaeological investigations performed in the Egyptian Chephren pyramid by Alvarez *et al.* (1970) and the theoretical study of Malmqvist *et al.* (1979), concerning the utility of muon imaging in mining geophysics.

More recently, the interest for muon imaging has been renewed, following significant improvements in particle detectors and miniaturised electronics, which allowed experiments in out-of-the-lab conditions. In particular, a Japanese team demonstrated the feasibility of the method to detect both spatial and temporal changes of

density inside volcanoes (Nagamine 1995; Nagamine *et al.* 1995; Tanaka *et al.* 2001, 2003, 2005, 2007a,b,c, 2008, 2009a,b; Tanaka & Yokoyama 2008).

Muon imaging relies on the well-known radiography concept and the attenuation of the flux of muons crossing the body of interest is used to derive the amount of matter encountered along the muon trajectories. Depending on both its density and size, the target object will interact more or less with the flux of muons crossing it. In this paper, we define the opacity, ϱ , as (see Table 1 for a definition of symbols):

$$\varrho(L) \equiv \int_L \rho(\xi) d\xi, \quad (1)$$

where ϱ is expressed in g cm^{-2} , ρ is the density and ξ is the coordinate measured along the trajectory L of the muon crossing the volume of rock.

The attenuation, from which the opacity ϱ is deduced, is determined by comparing the flux, Φ , measured after crossing the geological target to the incident flux, Φ_0 , measured in open sky condition. Obviously, a very precise estimate of Φ_0 is of a critical importance for it directly influences the determination of the attenuation of the flux produced by the geological body. Some Φ_0 models, proposed by different authors, are discussed in Section 2, but, due to their yet strong uncertainty, the experimental flux measured in

Table 1. Meaning and physical unit of the principal symbols used in the present study.

Symbol	Unit	Meaning
L	m	length of ray path
D	m	distance between matrices of telescope
d	m	size of matrix pixels
ΔT	s	duration of measurement period
θ	rad or degrees	zenith angle
θ^*	rad or degrees	zenith angle corrected for Earth's sphericity
Ω	sr	total angular coverage of telescope
$\delta\Omega$	sr	angular resolution of a telescope
$N_x N_y$	$\in \mathbb{N}$	size of telescope matrix
\mathcal{T}	$\text{cm}^2 \text{sr}$	telescope acceptance
ρ	g cm^{-3}	density
ϱ	g cm^{-2}	opacity of rock layer (eq. 1)
$1 - \alpha$		probability level of confidence interval
N	$\in \mathbb{N}$	number muons detected
ΔN	$\in \mathbb{N}$	discrepancy between the number muons detected for two different rock volumes
δN	$\in \mathbb{N}$	half-width of confidence interval of N
p	$\text{GeV } c^{-1}$	momentum
E_0	GeV	energy of muon at sea level
\hat{E}_0	GeV	energy of muon on top of atmosphere
ΔE_0	GeV	energy loss of muon across the atmosphere
E_{\min}	GeV	minimum muon energy to cross a given opacity
Φ	$\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}$	differential flux of muons
γ	$\in \mathbb{R}$	power-law exponent of differential spectrum
A		scale factor (i.e. amplitude) of differential spectrum
I	$\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$	integrated flux

open sky condition for each experiment should instead be used to derive the attenuation.

Muon imaging generally deals with weak signals (i.e. low fluxes), with a low signal-to-noise ratio, which implies large errors bars on opacity and hence on density. As discussed in more details below, if the time sequence of muons arrivals follows a Poisson distribution, a given signal-to-noise ratio is reached when a given number of muons are detected. Consequently, the measurement period must be longer than a given threshold, to resolve a given density contrast. This constrain also limits the time resolution at which geophysical phenomena can be observed. In practice, this could lead to a situation of infeasibility for temporal imaging, if the characteristic time constant of the studied phenomena is shorter than the needed measurement duration.

Section 2 presents some models for the Φ_0 flux and the influence of static or dynamic effects on the flux are addressed. Section 3 briefly summarizes the rules governing the attenuation of muons by rocks and simple formulas are derived to quickly compute the attenuation and the flux Φ as a function of rock thickness (eqs 19-17). Section 4 presents an example of field telescope, together with its detection characteristics. The latter are used in the feasibility eq. (32), derived in Section 5. Finally, in Section 6, we use eq. (32) to determine the feasibility domain of the method, under different geological conditions.

2 SPECTRUM OF INCIDENT COSMIC MUONS Φ_0

2.1 The muon spectrum

Excepted in very particular situations where artificial sources of muons could be used to perform imaging of geological objects (see Nagamine 2003, for a discussion about such a possibility), all experiments performed to date used muons of cosmic origin, belonging to the so-called secondary cosmic rays. The latter are produced high

in the atmosphere (typically 15 km) through interactions between primary cosmic rays, coming from outer space (mainly protons—82.4 per cent—and α particles—11.5 per cent when normalized in number of nucleons per GeV per nucleon, see Table 1.1 in Gaisser 1990) and atmospheric molecules (Gaisser 1990; Crozon 2005). When measured at the sea level, charged cosmic rays are mainly (63 per cent) composed of muons with a mean energy $\langle E_0 \rangle \approx 4$ GeV near the zenith (Gaisser 1990). However, the muon spectrum at sea level has a complex form, due to the competition between the interaction and decay of pions and kaons parents and the power-law behaviour inherited from the spectrum of primary cosmic rays and observed for energy $E_0 > 2$ TeV.

The flux of incident cosmic muons is of critical importance for geophysical imaging since it is used to determine the attenuation produced by the geological target. Consequently, any bias in the incident flux of muons will be converted into a bias in the density distribution inside the target. As will be seen in Section 3, muons with energy as low as several tens of GeV are able to cross several tens of meters of rock, making necessary to know the low-energy part of the muon spectrum. A huge amount of data is available to determine the surface flux of muons for energies up to 1 TeV and for different zenith angles $0 \leq \theta \leq \pi/2$. Despite the large data set available, significant discrepancies still exist among models recently published by several authors and we present some of them to give the reader a reasonable uncertainty concerning the muon source. These models are useful to simulate and design field experiments by either computing synthetic radiographies or estimating the duration of an experiment through the feasibility formula (32) discussed below. However, given the large number of published models, our review cannot be exhaustive and we invite the interested reader to refer to the paper of Gaisser & Stanev T. (2008) and to the data available on the web site of the Particle Data Group (<http://pdg.lbl.gov>).

There are two ways to derive the differential flux of muons $\Phi_0 \equiv dN(E_0, \theta)/dE_0$ (given in $\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}$). The first approach consists in performing a full Monte Carlo simulation,

Table 2. Values of the parameters of model (2) determined by several authors.

Model	A_G	B_G	γ	$E_{0,\pi}^{\text{cr}}(0)$	$E_{0,K}^{\text{cr}}(0)$	r_c	E_0 range (GeV)	Reference
MS1	0.1258	0.0588	2.65	100	650	0	$100 - 10^5$	Volkova <i>et al.</i> (1979)
MS2	0.14	0.054	2.70	115/1.1	850/1.1	0	$100 - 10^5$ and $\theta < 70^\circ$	Gaisser (1990)
MS3	0.175	0.037	2.72	103	810	0	$300 - 2.5 \times 10^5$	Klimushin <i>et al.</i> (2001)
MS4	0.2576	0.054	2.77	115/1.1	850/1.1	0	$2 \times 10^3 - 4 \times 10^4$	Aglietta <i>et al.</i> (1999)
MS5	0.26 ± 0.01	0.054	2.78 ± 0.01	115/1.1	850/1.1	0	$500 - 2 \times 10^4$	Ambrosio <i>et al.</i> (1997)

through which a large number of air showers, induced by primary nuclei, are generated. The computed muon production is then propagated and attenuated through the atmosphere, to obtain the flux at a given altitude. These computations can be accomplished through simulation codes like CORSIKA (Heck *et al.* 1998), which also allow to take into account the geomagnetic and altitude dependence. A second class of flux models is obtained by fitting more or less complicated empirical parametric curves to muon flux data measured at the sea level. The choice of a particular parametrization of the fitting curves may either be inspired by the physics involved in the production of muons from their parents (e.g. Gaisser 1990; Bugaev *et al.* 1998) or be guessed to provide a tight fit, regardless of the physical meaning of the parameters.

Some models of the above second class only consider the production of muons from the two-body decays of pions and kaons and assume a primary proton flux of the form $P_0 E_p^{-\gamma}$, with $P_0 \approx 1.8 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{\gamma-1}$ and $\gamma \approx 2.7$. This approach yields the analytical form of the muon spectrum initially proposed by (Bugaev *et al.* 1970) and popularised by Gaisser (1990), which reads:

$$\Phi_G(E_0, \theta) = A_G E_0^{-\gamma} \left(\frac{1}{1 + \hat{E}_0 \cos \theta / E_{0,\pi}^{\text{cr}}} + \frac{B_G}{1 + \hat{E}_0 \cos \theta / E_{0,K}^{\text{cr}}} + r_c \right), \quad (2)$$

where the adjustable parameters are the scale factor A_G , the power index γ , the balance factor B_G , which depends on the ratio of muons produced by the kaons and the pions and the ratio r_c of the prompt muons to pions.

\hat{E}_0 represents the energy of muons on top of the atmosphere. The energies $E_{0,\pi}^{\text{cr}}$ and $E_{0,K}^{\text{cr}}$ may be interpreted as critical energies of pions and kaons for the vertical incidence (i.e. $\theta = 0$). These physical quantities should be non-adjustable parameters and should be determined through quantum mechanical calculus. However, most authors consider $E_{0,\pi}$ and $E_{0,K}$ as adjustable parameters when fitting model (2) to data sets. Table 2 recalls the best estimates of these parameters published by several authors.

The θ dependence in eq. (2) accounts for the larger thickness of the atmospheric layer crossed by the muons when the zenith angle increases. However, for large angles $\theta > 70^\circ$, a modified version θ^* is often used in (2) to account for the spherical geometry of the Earth. In fact, the curvature of Earth significantly reduces the thickness of atmospheric layer to be crossed by muons. We have,

$$\cos \theta^* = \sqrt{1 - \frac{1 - \cos^2 \theta}{(1 + H_{\text{atm}}/R_{\text{Earth}})^2}}, \quad (3)$$

where $R_{\text{Earth}} = 6370 \text{ km}$ is the Earth radius and $H_{\text{atm}} = 32 \text{ km}$ is the altitude of production for muons with a trajectory at large angles.

The empirical spectrum model given by eq. (2) strongly overestimates the incident flux for $E_0 < 100/\cos \theta \text{ GeV}$ and Tang *et al.* (2006) proposed a modified version of the original Gaisser's model. A version of this modified spectrum is used in the MUSIC Monte

Table 3. Parameters of the fitting formula (7) for the vertical energy spectrum of conventional muons at sea level (data taken from Bugaev *et al.* 1998).

p range (GeV) GeV c^{-1}	A_B ($\text{cm}^2 \text{ sr s GeV}^{-1}$) $^{-1}$	α_0	α_1	α_2	α_3
1 – 930	2.950×10^{-3}	0.3061	1.2743	-0.263	0.0252
930 – 1590	1.781×10^{-2}	1.791	0.304		
1590 – 4.2×10^5	1.435×10^1	3.672			
$> 4.2 \times 10^5$	10^3	4			

Carlo simulation code (Kudryavtsev 2009) with $r_c = 10^{-4}$ and

$$\hat{E}_0 = E_0 + \Delta E_0, \quad (4)$$

$$A_T = A_G \left(\frac{120 \cos \theta^*}{1030} \right)^{\frac{1.04}{(E_0 + \Delta E_0/2) \cos \theta^*}}, \quad (5)$$

where

$$\Delta E_0 = 0.00206 \left(\frac{1030}{\cos \theta^*} - 120 \right). \quad (6)$$

Other empirical models departing from the Gaisser's formula (2) and accounting for the low-energy range of the spectrum have been proposed by several authors. For instance, Bugaev *et al.* (1998) derived the following model equation:

$$\Phi_B(p) = A_B p^{-(\alpha_3 y^3 + \alpha_2 y^2 + \alpha_1 y + \alpha_0)}, \quad (7)$$

with $y \equiv \log_{10} p$ and where the momentum p verifies

$$p^2 c^2 = E_0^2 - E_\mu^2 \quad (8)$$

with $E_\mu = 0.10566 \text{ GeV}$. When the momentum is expressed in GeV/c , as is usually the case in the particle physics literature, $c = 1$ in the formula above. Table 3 recalls both the numerical values of the α 's and the E_0 ranges, derived by Bugaev *et al.* (1998).

The class of empirical spectrum models of Bugaev *et al.* (1998) is valid for a wide range of energy and was used as a reference by Hebbeker & Timmermans (2002), who fitted it to experimental data sets and found new normalisations for each set, through an iterative procedure. They obtained a new flux shape, independent of the starting Bugaev *et al.* flux and described by

$$\Phi_H(p) = A_H 10^{H(y)}, \quad (9)$$

where the function

$$H(y) = h_1 \frac{y^3 - 5y^2 + 6y}{2} + h_2 \frac{-2y^3 + 9y^2 - 10y + 3}{3} + h_3 \frac{y^3 - 3y^2 + 2y}{6} + s_2 \frac{y^3 - 6y^2 + 11y - 6}{3}, \quad (10)$$

with $h_1 = 0.144$, $h_2 = -2.51$, $h_3 = -5.76$ and $s_2 = 2.22$.

A major limitation of the models proposed by Bugaev *et al.* (1998) and by Hebbeker & Timmermans (2002) is that they account only for the vertical incidence, $\theta = 0$. To overcome this limitation, the empirical parametrization proposed by Reyna (2006) can be utilised, which allows to calculate the differential muon intensity

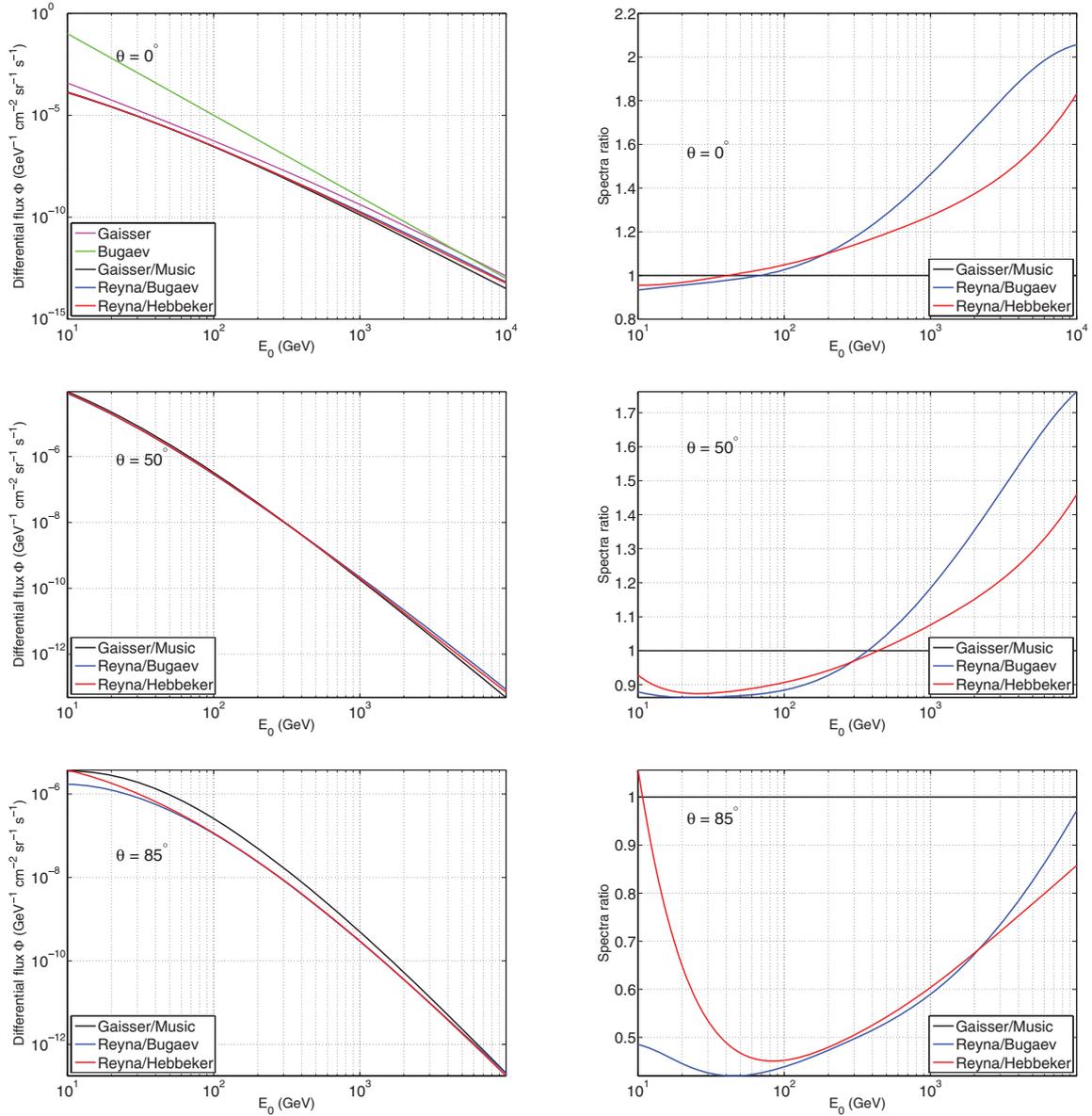


Figure 1. Left: differential spectra discussed in the present paper plotted for different zenith angles (see text for details). Right: spectra normalized with respect to the modified Gaisser spectrum (eqs 4–6).

for all zenith angles and for a wide range of sea level energy $1 \text{ GeV} \leq E_0 \leq 2000 \text{ GeV}$:

$$\Phi_R(p, \theta) = \cos^3(\theta) \Phi_B(p \cos \theta), \quad (11)$$

where Φ_B is the Bugaev *et al.* (1998) spectrum given by eq. (7) but with $A_R = 0.00253$, $\alpha_0 = 0.2455$, $\alpha_1 = 1.288$, $\alpha_2 = -0.2555$ and $\alpha_3 = 0.0209$. Φ_B in (11) may be replaced by the Φ_H spectrum of Hebbeker & Timmermans (2002) in eq. (9).

Fig. 1 shows the different spectra discussed in the present section for a range of energy E_0 and for zenith angle, θ , equal to 0° , 50° and 85° . For $\theta = 0^\circ$ the Bugaev spectrum strongly departs with unrealistic low-energy flux values up to three orders of magnitude larger than those predicted by the other four spectra. The Gaisser spectrum also predicts significantly larger values than the Gaisser–Music, Reyna–Bugaev and Reyna–Hebbeker spectra. These latter three spectra are remarkably grouped at low energy

while the Gaisser–Music spectrum gives a lower flux in the high-energy domain. This behaviour remains for $\theta = 50^\circ$ but is no more observed for $\theta = 85^\circ$ where the three spectra give flux differing by a factor of 2 in the low-energy domain. For this high zenith angle, the Reyna–Hebbeker spectrum displays a spurious appearance at low energies.

In spite of the significant differences that can arise between each other, models of the second class are more suitable for a quick assessment of the muon imaging feasibility. Later in this paper (Section 6), we will show how the differences between the flux models in Fig. 1 affect the determination of the imaging conditions, through the proposed feasibility eq. (32).

2.2 Effects that may influence the muon flux

Some factors can induce either static (time-independent, locational) or dynamic (time dependent) effects on the observed muon flux.

Possible causes of static effects are altitude and geomagnetic latitude, while solar modulation and atmospheric variations may induce temporal fluctuations.

2.2.1 Altitude

The dependence of the muon flux on the altitude, driven by the changing distance between air shower cores and observation point, has been mainly investigated by comparing numerical results of simulation codes with data from balloon-borne experiments (Liu *et al.* 2003). In the latter, atmospheric muon spectra at different altitudes were measured through high-resolution superconducting spectrometers on board of balloons (e.g. Sanuki *et al.* 2002). Bellotti *et al.* (1996) and Hebbeker & Timmermans (2002) found that, for momenta above 10 GeV and altitudes within 1000 m a.s.l., a satisfactory interpolation of both numerical values and measured data is given by a relation of the form:

$$\frac{\Phi(h)}{\Phi(h=0)} = \exp(-h/h_0), \quad (12)$$

where h is the altitude (in m), while h_0 is an empirical characteristic length. According to Hebbeker & Timmermans (2002), $h_0 = 4900 + 750p$, with p being the muon momentum in GeV. Relying on (12), it results that, if the observation point is moved from the sea level to an altitude of 1000 m, a 5 (3) per cent increase in the flux will be observed, for a muon momentum of 20 (40) GeV.

2.2.2 Geomagnetic latitude

The geomagnetic field acts as a filter against low energy primary cosmic rays, when they propagate through the magnetosphere, down to Earth's atmosphere. Allowed primaries reach the atmosphere and produce secondary muons and neutrinos, while forbidden ones do not contribute to secondary fluxes. Thus, at any geomagnetic latitude, a cut-off rigidity (threshold) can be defined. The cut-off values are negligible at high geomagnetic latitudes (near the geomagnetic poles), while, at low latitudes, primary particles need to have a minimum rigidity to reach the atmosphere and this minimum value is higher for positive particles from the East than from the West. According to Cecchini & Sioli (2000), in the equator region the geomagnetic cut-off is about 15 GV and it causes an effect on the muon spectrum at sea level over momenta up to about 5 GeV.

2.2.3 Solar modulation

Variations in the solar wind velocity modulate the low energy spectrum of cosmic ray particles in the Earth's atmosphere. The dependence of the primary proton spectrum on solar activity follows the form (Bhattacharyya 1978):

$$P_0(E_p + C_p)^{-\gamma}, \quad (13)$$

where $P_0 \approx 1.8 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{\gamma-1}$, $\gamma = 2.7$ and C_p varies from 1.8 during solar minimum to 3 for solar maximum. On the grounds of this parametrization, it results a 3 (1.6) per cent decrease in the primary proton flux at 50 (100) GeV, when passing from maximum to minimum solar activity. According to Bhattacharyya (1978) and Hebbeker & Timmermans (2002), this effect in the primary flux causes an uncertainty in the muon flux of 1 (10) per cent at a momentum of 10 (1) GeV. The uncertainty is proportionally lower at higher momenta.

2.2.4 Atmospheric variations

Variations in atmospheric conditions induce changes in the characteristics of the cosmic ray interactions and thus changes in muon intensity observed at the Earth's surface. In particular, changes in the temperature of the upper layers of atmosphere and hence changes in the air density, imply that a varying fraction of π – mesons is captured by nuclei and thus a different number of pions decays into muons. The coupling between muon intensity variations and atmospheric temperature can be described by introducing the effective temperature, T_{eff} , that is, the weighted average of temperatures from the Earth's surface to the top of the atmosphere (Barrett *et al.* 1952, 1954; Ambrosio *et al.* 1997),

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \alpha_T \frac{\Delta T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}}}, \quad (14)$$

where I_0 is the muon intensity obtained by integrating the flux Φ between the detector threshold and infinity and assuming an isothermal atmosphere. ΔI represents the fluctuations about I_0 and α_T is the depth-weighted temperature coefficient.

Through underground detectors (MACRO detector, in the Gran Sasso laboratory, Italy and IceCube observatory, deep in the Antarctic ice), Ambrosio *et al.* (1997) and Tilav *et al.* (2009) found, respectively, a ± 5 per cent and a ± 10 per cent seasonal fluctuation in the high energy muon rate. In both cases, the fluctuation in the muon rate was shown to be highly correlated with temperature variations in the stratosphere above the two observation points (± 5 and ± 10 K) and α_T was experimentally found to be equal to 0.9. According to Ambrosio *et al.* (1997), for zenith angles $\theta \approx 0$, α_T scales as,

$$\alpha_T = \left(1 + \frac{70}{p_{\text{th}}}\right)^{-1}, \quad (15)$$

where p_{th} is the minimum momentum of the muon flux, I_0 . Accordingly, the effect of atmospheric temperature is important only for muons with high energy.

The barometric effect on the muon flux is a consequence of the mass absorption of muons in the Earth's atmosphere: an increase of barometric pressure above the detector causes a greater absorption and thus a lower detection rate. While the temperature effect is determined by the temperature profile along the Earth's atmosphere, from its top to the detection level, the barometric effect is determined only by the pressure at the observation level.

The pressure coefficient, α_p , which relates changes in muon intensity to atmospheric pressure changes, depends on geomagnetic latitude (the coefficient is greater for detectors located at high latitudes), altitude of the observation point (it is greater at higher altitudes) and average energy of the particles (inverse proportionality). Values of α_p reported in the literature are of the order of $-0.5 \text{ per cent mbar}^{-1}$ for energies around 10 GeV. That implies negligible muon intensity fluctuations for standard atmospheric pressure changes (a few tens of mbar), even at low energies.

2.2.5 Relevance for geophysical muon imaging

Among the factors that induce time-independent effects on the muon flux, the altitude of the observation point may become relevant for geophysical muon imaging. In fact, over the lower energy part of the spectrum, a significant discrepancy might be found between measured and modelled flux, if the latter is referred to the sea level, while the experiment is carried out at high elevations (e.g. the summit zone of a large volcano, usually a few km a.s.l.). Conversely,

the geomagnetic cut-off can be disregarded since the effect it induces is small and influences only the lower energy part of the muon spectrum, likely below the threshold energy needed to cross even the smallest opacity of rock (see Section 3.1).

Among the factors that may induce time-dependent effects, the solar modulation can be disregarded because of (i) the relatively low amplitude of the fluctuations that it can cause on the muon flux and (ii) the period of its main component (11 yr), much longer than the return time of the geophysical phenomena that could be investigated through muon experiments. On the other hand, the seasonal fluctuation that the atmospheric temperature induces on the higher energy part of the muon spectrum may become important and thus it is to be taken into account, if muon radiographies are repeated at different times to identify time changes in the internal density distribution of the target object.

3 ATTENUATION OF THE MUON FLUX BY ROCK

3.1 Energy loss in matter

High-energies muons are relativistic particles which weakly interact with matter, mainly through ionisation (Adair & Kasha 1976). Bremsstrahlung, nuclear interactions and direct $e^- e^+$ pair production are the other physical processes by which muons loose energy. The loss of energy may be summarised by,

$$-\frac{dE}{d\varrho} = a(E) + b(E)E, \quad (16)$$

where a and b are functions depending on the material properties through which muons propagate. $\varrho(L)$ is the density integrated along the trajectory of the muons (see eq. 1) and the energy loss given by (16) is expressed in $\text{MeV g}^{-1} \text{cm}^2$.

The a function represents the energy loss due to ionisation, while b is for Bremsstrahlung, nuclear interactions and $e^- e^+$ pair production. The determination of these functions requires the computation of cross-sections and Monte Carlo modelling of interactions (Bugaev *et al.* 1998) and the main parameters influencing a and b are the average $\langle Z/A \rangle$ ratio and the bulk density of the material. In practice, computations may either be done with the general purpose software GEANT-4 or with computer programs dedicated to muon propagation through matter, like MUSIC (Kudryavtsev 2009), MMC or MUM (Sokalski *et al.* 2001).

Numerical values for a and b are provided by the Particle Data Group (<http://pdg.lbl.gov>), for a variety of materials and a wide range of energy. Fig. 2 shows the energy loss corresponding to the so-called standard rock ($\langle Z/A \rangle = 0.5$ and $\rho_{\text{sr}} = 2650 \text{ kg m}^{-3}$). When drawn in the log-log domain, the $dE_{\text{sr}}/d\varrho$ curve varies smoothly and may be accurately fitted with a polynomial in a wide range of energy. Fig. 2 shows such a fit performed for $E_{\mu} \leq E \leq 1000 \text{ GeV}$ with a fourth-order polynomial and with a relative error never exceeding 2 per cent. This fit gives:

$$\frac{dE_{\text{sr}}}{d\varrho} = -10^{l_4 y^4 + l_3 y^3 + l_2 y^2 + l_1 y + l_0}, \quad (17)$$

where $y = \log E$, with E in GeV and $l_4 = 0.0154$, $l_3 = -0.0461$, $l_2 = 0.0368$, $l_1 = 0.0801$, $l_0 = 0.2549$.

Excepted for rare instances, almost all types of rocks share the same $\langle Z/A \rangle$ ratio and the only varying quantity is the density. Consequently, the curves a_{sr} and b_{sr} , computed for the standard rock may safely be used to determine the attenuation of the flux of muons across all common rock types. Accordingly, in the remaining

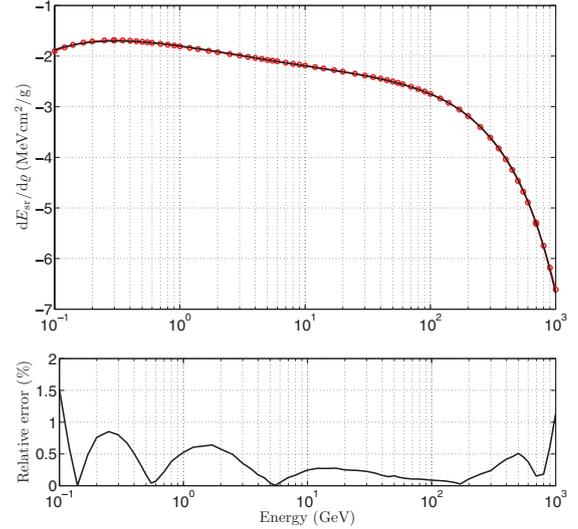


Figure 2. Top: energy loss for standard rock provided by the Particle Data Group (symbols) and fourth-order polynomial fit (solid line). Bottom: relative error between Particle Data Group values and polynomial approximation.

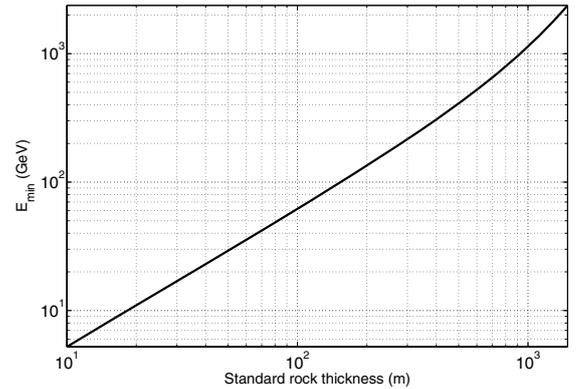


Figure 3. Minimum energy E_{min} [$\varrho(L)$] obtained by solving eq. (18) as a function of the standard rock thickness L .

of the present paper, we shall use eq. (17) to compute the attenuation of the muon flux regardless of the kind of rock considered.

By knowing the energy loss of muons across rock, it is possible to determine the minimum initial energy, E_{min} , necessary for a muon to cross a given opacity, ϱ_L , of rock before hitting the telescope. Practically, E_{min} is found by solving

$$E_{\text{min}} - \int_0^{\varrho} \frac{dE}{d\varrho} d\varrho = E_{\mu}, \quad (18)$$

where E_{μ} is the rest energy, whose value is given after eq. (8). Fig. 3 shows E_{min} as a function of the standard rock thickness. It can be observed that muons with energy as low as 30 GeV can be detected for rock thickness of about 50 m, as encountered on some geological situations (e.g. the Roselend site, discussed in Section 6). Under such conditions, Φ_0 models extending to the low-energy range are necessary.

The minimum energy, E_{min} , may then be used to compute the integrated flux,

$$I[\varrho, \theta] = \int_{E_{\text{min}}(\varrho)}^{\infty} \Phi(E_0, \theta) dE_0 \text{ (cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}\text{)}. \quad (19)$$

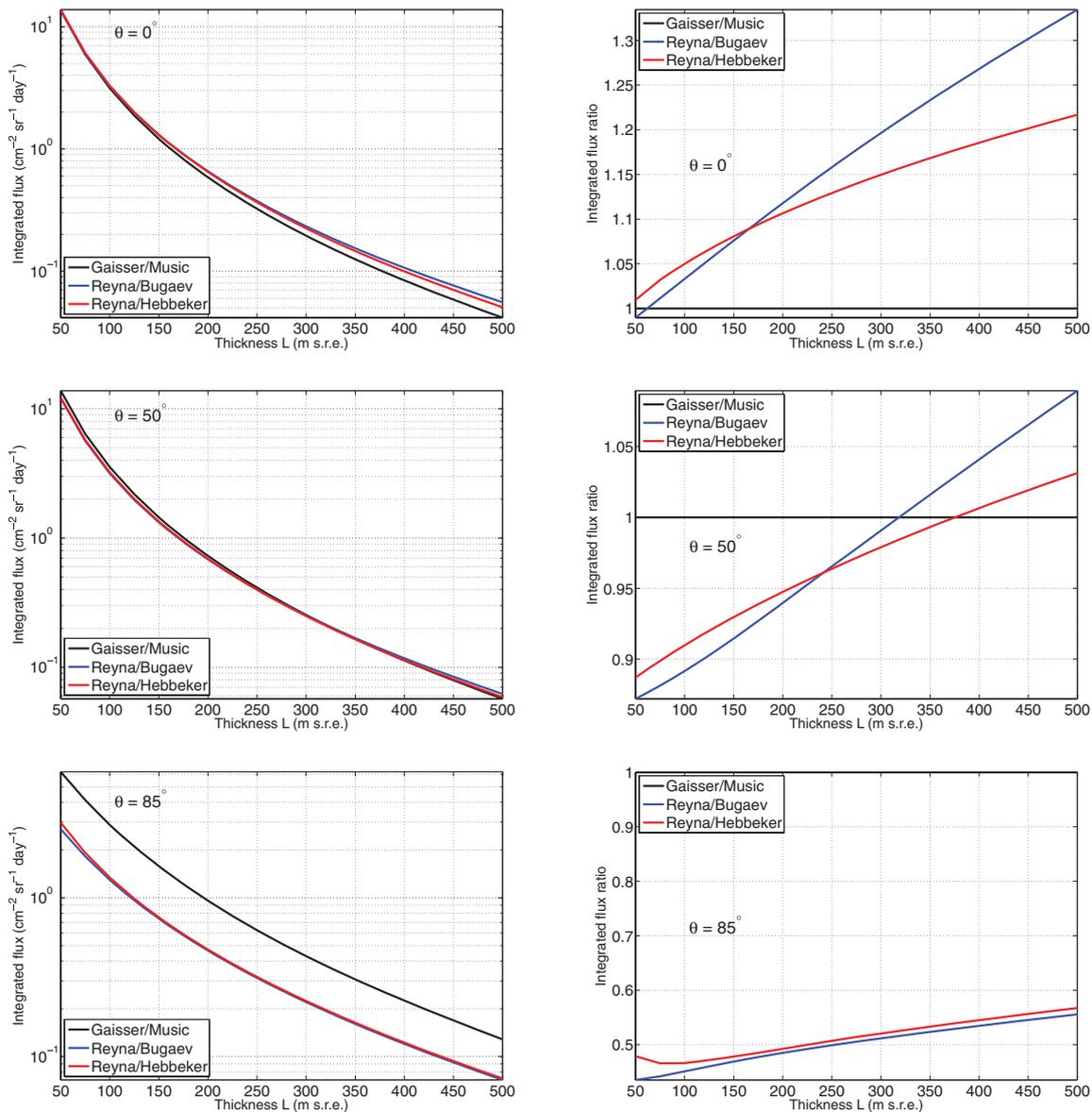


Figure 4. Left: integrated flux $I[\varrho(L), \theta = 0^\circ, 50^\circ, 85^\circ]$ (19) as a function of the standard rock thickness L expressed in standard rock equivalent metres (m s.r.e.). Right: integrated flux normalized with respect to the modified Gaisser spectrum (eqs 4–6).

Eq. (19) gives the time-average number of muons emerging from the geological body as a function of the opacity, ϱ .

Because of the power-law nature of the differential spectrum, $\Phi(E_0, \theta)$, the cut-off represented by the E_{\min} limit results in a dramatic reduction of the output flux, $I[\varrho(L)]$. That is shown in Fig. 4, which represents the integrated flux computed for several zenith angles and for the Gaisser–Music, Reyna–Bugaev and Reyna–Hebbeker spectra. The similarities and differences observed in the spectra shown in Fig. 1 are retrieved in Fig. 4 and while both the Gaisser–Music and the Reyna–Bugaev flux appear very similar, the Reyna–Hebbeker significantly departs, especially at high zenith angles.

3.2 Scattering of muons

Despite their low cross-section, muons are continuously scattered along their travel-path across matter through Coulomb scattering

with electrons. Indeed, this property is the one exploited in tomography of high-Z material (i.e. with many electrons) for nuclear waste detection (e.g. Jenneson *et al.* 2007; Stanley *et al.* 2008). An experimental study of muon scattering has been performed in the Fréjus experiment (Berger *et al.* 1989). Accounting for the random nature of scattering, the trajectories of the muons are deviated by an angle $\delta\theta$ from their original direction θ , with a probability given by a Rayleigh distribution:

$$P(\delta\theta) = \frac{\delta\theta}{\sigma_\theta^2} \exp\left[-\frac{\delta\theta^2}{2\sigma_\theta^2}\right]. \quad (20)$$

The Rayleigh parameter, σ_θ , is given by,

$$\sigma_\theta = \frac{\alpha}{E} \sqrt{\frac{\varrho}{\xi_0}} \left[1 + \kappa \ln \frac{\varrho}{\xi_0}\right], \quad (21)$$

where $\alpha = 13.6 \text{ MeV}$, $\kappa = 0.038$. ξ_0 is the radiation length for standard rock, equal to 26.54 g cm^{-2} .

This equation shows that the scattering dispersion, σ_θ , of a muon hugely depends on its energy; consequently, it cannot directly be applied to long trajectories across rock, since muons lose energy along their paths. For such a situation, when a muon with $E > E_{\min}$ penetrates the rock, it scatters more and more while its energy decreases, according to (16). It is then necessary to integrate a differential form of eq. (21), combined with eq. (16), to obtain the total scattering dispersion. However, due to the E^{-1} dependence of σ_θ , most of the scattering occurs in the very last part of the trajectory where the muon energy is minimum.

As shown in Fig. 3, a minimum energy of 200 GeV is necessary for a muon to cross a rock layer of 300 m and, at this energy level, the scattering, σ_θ , is 0.53 mrad, after a 10 meter-long path. This scattering angle is negligible when compared to the angular resolution $\sim 50\text{--}100$ mrad of our telescopes (see Section below). This is no more the case if we consider the last 10 metres of the trajectory where the muon energy is reduced by several GeV, leading to a scattering of 80 mrad. The net scattering dispersion may be obtained by summing the squared σ_θ 's (i.e. the variances), computed along the muon trajectory, taking into account the energy loss. For the present example, we obtain a net dispersion $\hat{\sigma}_\theta = 50$ mrad. This value is for the low-energy muons emerging from the rock and to obtain the total dispersion, we must further integrate (from E_{\min} to ∞) the squared $\hat{\sigma}_\theta$'s, weighted by the differential energy spectrum. Pursuing with the present example where $L = 300$ m of standard rock, the total dispersion falls to ≈ 12 mrad. This value rises to ≈ 20 mrad for $L = 50$ m, since more low-energy muons are able to cross.

4 AN EXAMPLE OF MUON TELESCOPE

A central element in muon imaging experiments is the telescope. Its influence may be summarised by an acceptance function, \mathcal{T} , given in $\text{cm}^2 \text{sr}$ and taking into account the geometrical characteristics of the instrument: the pixel size, the number of pixels and the distance between the matrices. In practise, the acceptance is the function by which the integrated flux is converted into a number, N , of muons:

$$N(\varrho) = \Delta T \times \mathcal{T} \times I(\varrho), \quad (22)$$

where the integrated flux, I , is given by eq. (19) and ΔT is the duration of the measurement period. Of course, the acceptance depends on the type of telescope and to give the reader an idea of what the \mathcal{T} function may be, we now briefly describe the telescope we have designed to perform muon imaging experiments in the harsh conditions usually encountered in the summit zone of an active volcano. A complete description of our telescopes (Fig. 5) is given in Gibert *et al.* (2010) and in Lesparre *et al.* (2010). Another telescope with an acceptance similar to ours is described by Uchida *et al.* (2009).

Among the different detection systems available—emulsions (Tanaka *et al.* 2007b), resistive plate chambers (De Asmundis *et al.* 2007), micromegas (Giometaris *et al.* 2006), scintillators (Pla-Dalmáu *et al.* 2001)—matrices made with scintillator strips are favoured by the teams doing experiments on volcanoes (Uchida *et al.* 2009; Gibert *et al.* 2010). This choice was also guided by the strong experience acquired by several authors of the present paper who participate to the OPERA experiment (Acquafredda *et al.* 2009). A detection matrix consists of two series of strips, aligned in the x and y directions and forming an array of pixels. A telescope is obtained by placing such matrices on the opposite faces of an imaginary parallelepiped, as shown in Fig. 5. A synoptic of the Ethernet Controller Module is given in the middle part of Fig. 5.

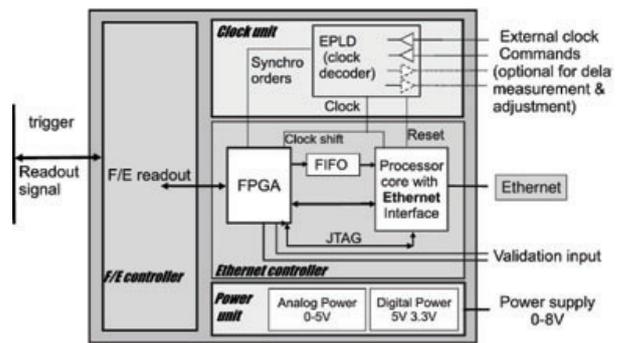
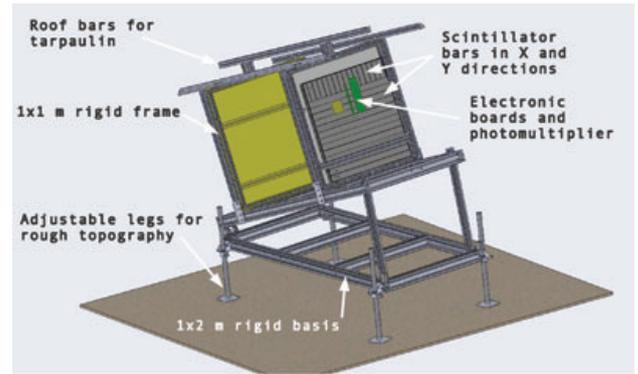


Figure 5. Top: general sketch of a small-size telescope. Bottom left: small-size telescope in operation in the Mont Terri underground laboratory. This telescope is equipped with two 16×16 matrices with 5^2 cm^2 pixels separated by $D = 120$ cm for this setup. Middle: sketch of the electronic mother board. Bottom right: another telescope, equipped with its protective tarpaulin and powered by solar panels, in operation near the South-East crater of Etna (Sicily) at an altitude of 3000 m.

This board ensures the coincident detection of events on X and Y bars of a matrix together with its dating with a 10 ns resolution. When an event is detected on one matrix, the acquisition software running on the central computer asks the other matrix to send an eventually synchronous event. If so, the event is recorded in the database for further post-processing.

The matrices of the telescope we designed are mounted on a modular aluminium frame which can be easily transported to the installation site and assembled in the field. The frame features adjustable legs, to cope with uneven terrains. It also features an upper structure that can rotate up to 90° with respect to a bottom frame structure, allowing precise orientation of the matrices toward the geological target. Waterproof cases house the matrices and all the other electronics. The above technical features allow our telescopes to be installed in extreme environmental conditions and where hosting facilities are not available as shown in the bottom-right part of Fig. 5. When a muon hits the matrices, the detection system records the front and the rear pixels flashed by ionisation and the direction of the muon trajectory can be determined.

The total solid angle, Ω , covered by the telescope and the angular resolution, $\delta\Omega$, depend on the number of pixels, $N_x \times N_y$, their size, d and the distance, D , separating the two matrices. $\delta\Omega$ covers all muon trajectories able to hit a given pair of pixels, $\{P_{i,j}^F, P_{k,l}^R\}$. All pairs of pixels with the same relative position, $\{m = i - k, n = j - l\}$, share the same average direction, $\mathbf{r}_{m,n}$ and the same $\delta\Omega(\mathbf{r}_{m,n})$ is assigned to all muons, whatever their actual trajectories. The direction $\mathbf{r}_{0,0}$ is normal to the matrices and corresponds to $N_{0,0} = N_x \times N_y$ pairs of homologue pixels $\{P_{i,j}^F, P_{i,j}^R\}$. For $\mathbf{r}_{m,n}$ with $\{m, n\} \neq \{0, 0\}$, $N_{m,n} < N_{0,0}$ and the larger the shifts m and n , the smaller $N_{m,n}$. Consequently, the directions near $\mathbf{r}_{0,0}$ have a large detection area (i.e. number of pairs of pixels) and those departing too much have a negligible one. The acceptance is obtained multiplying the detection area by the angular resolution,

$$\mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n}) = S(\mathbf{r}_{m,n}) \times \delta\Omega(\mathbf{r}_{m,n}). \quad (23)$$

A telescope with two matrices of $N_x \times N_y$ pixels has $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1)$ discrete directions, $\mathbf{r}_{m,n}$, spanning Ω . For instance, the telescope of Fig. 5 has 961 discrete directions. The upper part of Fig. 6 shows the angular resolution, $\delta\Omega(\mathbf{r}_{m,n})$, for this telescope with $N_x = N_y = 16$, $d = 5$ cm and $D = 80$ cm. The total angular aperture of the telescope is roughly $\pm 30^\circ$, as can be seen on the X and Y axes of Fig. 6. The acceptance $\mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n})$ is shown in the bottom part of Fig. 6 and as expected, the largest detection surface corresponds to the normal direction, $\mathbf{r}_{0,0}$ and reaches $\simeq 25$ cm² sr in this example. The acceptance is almost zero for a margin corresponding to the

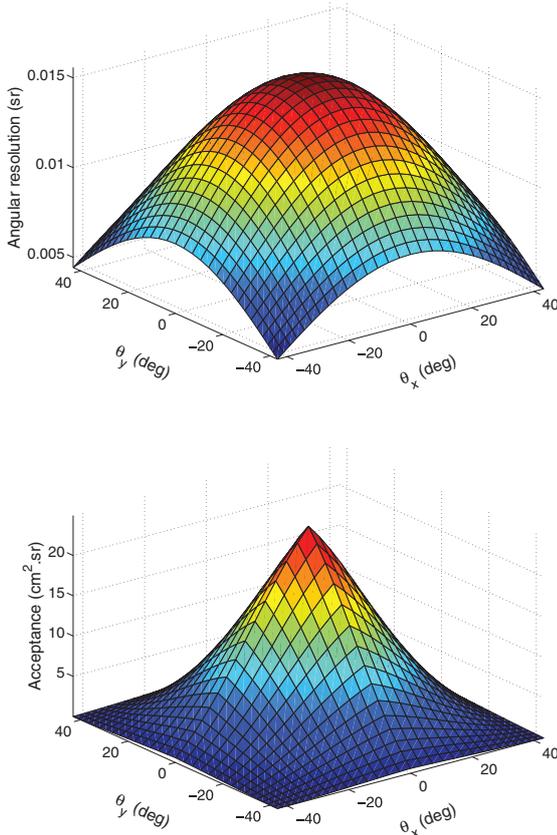


Figure 6. Azimuthal angular properties of the telescope of Fig. 5 equipped with two 16×16 matrices with pixel size $d = 5$ cm and separated by $D = 80$ cm as for the data shown in Fig. 7. Top: Angular resolution $\delta\Omega(\mathbf{r}_{m,n})$ for each discrete direction of sight $\mathbf{r}_{m,n}$ of the pair of matrices. Bottom: Acceptance $\mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n})$.

directions which most depart from $\mathbf{r}_{0,0}$ and only a fraction of all possible directions of detection will be efficient. Accounting for this effect, the total angular aperture of the telescope is actually restricted to a cone of 15° around $\mathbf{r}_{0,0}$.

Besides the telescope shown in Fig. 5 we plan to produce another one differing only in the number of pixel: $N_x = N_y = 32$ and $d = 5$ cm. Depending on its geometrical configuration, this telescope can have an acceptance up to ≈ 250 cm² sr for an angular resolution not exceeding 0.03 sr. However, such a large telescope probably represents the upper limit of what can be done for instruments being installed on rough topography through helicopter hauling. For comparison, the telescope described by Uchida *et al.* (2009) has $N_x = N_y = 12$ and $d = 7$ cm. For $D = 100$ cm this gives $\mathcal{T} \approx 30$ cm² sr and an angular resolution less than 0.018 sr.

5 EXPERIMENTAL CONDITIONS FOR MUON IMAGING

We now use the results obtained in the preceding Sections to establish a link between the data, that is, the number, N , of muons recorded during a given amount of time, ΔT , the telescope acceptance, \mathcal{T} and the physical parameter $\varrho(L)$. Taking an acceptance of 15 cm² sr (Fig. 6) and the I -curve of Fig. 4, we find that N may be as high as 1000 muons per day for a rock thickness $L \approx 100$ m or as low as 1 muon per day for $L \approx 1000$ m. An important issue is to determine the experimental conditions that must be satisfied to be able to distinguish two nearby opacities, ϱ_0 and $\varrho_0 + \delta\varrho$, or, equivalently, to statistically make the difference between $N(\varrho_0)$ and $N(\varrho_0 + \delta\varrho)$. Starting from (22) and using (19), we have:

$$\Delta N(\varrho_0, \delta\varrho) \equiv N(\varrho_0 + \delta\varrho) - N(\varrho_0) \quad (24)$$

$$= \Delta T \times \mathcal{T} \times \left. \frac{dI(\varrho)}{d\varrho} \right|_{\varrho=\varrho_0} \delta\varrho \quad (25)$$

$$= \Delta T \times \mathcal{T} \times \Delta I(\varrho_0, \delta\varrho), \quad (26)$$

with

$$\Delta I(\varrho_0, \delta\varrho) = \Phi[E_{\min}(\varrho_0)] \times \left. \frac{dE_{\min}}{d\varrho} \right|_{\varrho=\varrho_0}. \quad (27)$$

Let δN be the half-width of the confidence interval assigned to the measured number of muons $N(\varrho_0)$. The opacity variation $\delta\varrho$ will be resolvable if,

$$\Delta N(\varrho_0, \delta\varrho) = \Delta T \times \mathcal{T} \times \Delta I(\varrho_0, \delta\varrho) > \delta N. \quad (28)$$

Assuming that the sequence forming the N detected events is described by a Poissonian process with constant rate N , the central confidence interval, $[N_l, N_u]$, at probability level $1 - \alpha$, is such that:

$$\sum_{n=0}^{N_l} \frac{N^n e^{-N}}{n!} = \sum_{n=N_u}^{\infty} \frac{N^n e^{-N}}{n!} = \frac{\alpha}{2}. \quad (29)$$

Since the Poissonian distribution is defined on the set of positive whole numbers, the equalities (29) may not be satisfied exactly and several intervals with the same confidence level can sometimes be obtained (Conrad *et al.* 2003).

For large enough N (say $N > 50$), the Poissonian distribution may be reasonably approximated by a Gaussian with mean N and standard deviation \sqrt{N} . However, the so-called continuity correction, $n \rightarrow n + 0.5$, must be applied to the Gaussian variable, to account

for the fact that the Poissonian distribution is defined only for integer values, while the Gaussian is for real variables. In practise, we have:

$$\frac{N^n e^{-N}}{n!} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} \exp\left(-\frac{(n + 0.5 - N)^2}{2N}\right). \quad (30)$$

When the Gaussian approximation holds, the confidence interval is obtained through standard procedure and we have $\delta N = 2\sqrt{N}$ for $1 - \alpha = 0.95$ and $\delta N = \sqrt{N}$ for $1 - \alpha = 0.68$. For this latter case, condition (28) gives,

$$\Delta T \times \mathcal{T} \times \Delta I(\varrho_0, \delta\varrho) > \sqrt{N}. \quad (31)$$

Using expression (22) this equation rewrites as,

$$\Delta T \times \mathcal{T} \times \frac{\Delta I^2(\varrho_0, \delta\varrho)}{I(\varrho_0)} > 1. \quad (32)$$

The equation above represents the feasibility condition, the main focus of the present study, allowing to define the applicability domain of muon imaging. Through this relation it is possible to test the suitability of the method to investigate the density distribution inside some candidate target structures. The left-hand term of condition (32) is determined both by the fixed total opacity of the medium, which depends on the characteristics of the geological target and by the desired resolution level $\delta\varrho$. This sets the minimum value for the product $\Delta T \times \mathcal{T}$ and the question is to determine whether it is reachable or not. This will clearly depend on the particular constraints attached to a given experimental situation. For instance, one can easily imagine experiments where both the acceptance of the telescope (i.e. its size) and the duration of the measurement period cannot exceed some limits. In such a case, eq. (32) will fix the minimum value for $\delta\varrho$.

6 DISCUSSION OF SOME GEOLOGICAL SITUATIONS

We now present some experimental conditions, corresponding to possible applications of muon imaging on the field. In particular, we consider the Mont Terri and Roselend underground laboratories and La Soufrière and Mt. Etna volcanoes.

6.1 Underground laboratories

The Mont Terri underground laboratory (Switzerland) is located in an anticline formed with layers of Opalinus clay and limestones with densities $\rho_{\text{clay}} = 2.4$ and $\rho_{\text{lime}} = 2.7$ (Bossart & Thury 2008). The thickness of the geological cover varies from 250 to 500 m, depending on the topography of the mountain (Fig. 7) and on the inclination of the telescope presently in operation on this site (Fig. 5). The laboratory is at an altitude of 500 m and the top of the mountain is at ≈ 900 m. Taking a zenith angle of 0° and an average thickness, L , of 400 m, equally divided between clay and limestone, we obtain an integrated flux $I = 0.2516 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ day}^{-1}$ in good agreement with the data (bottom part of Fig. 7). The discrepancy between the experimental and the synthetic curves may safely be attributed to variations in the geological structure. The structure of the Mont Terri is such that its geometry is invariant in a direction parallel to the axis of the anticline. In such particular circumstances, the telescope may be reconfigured by merging its pixels along the direction parallel to the anticline axis. By doing so, the effective acceptance of the telescope is magnified while the angular resolution is reduced in the same proportions. In the experiment presently discussed, pixels were merged by groups of seven,

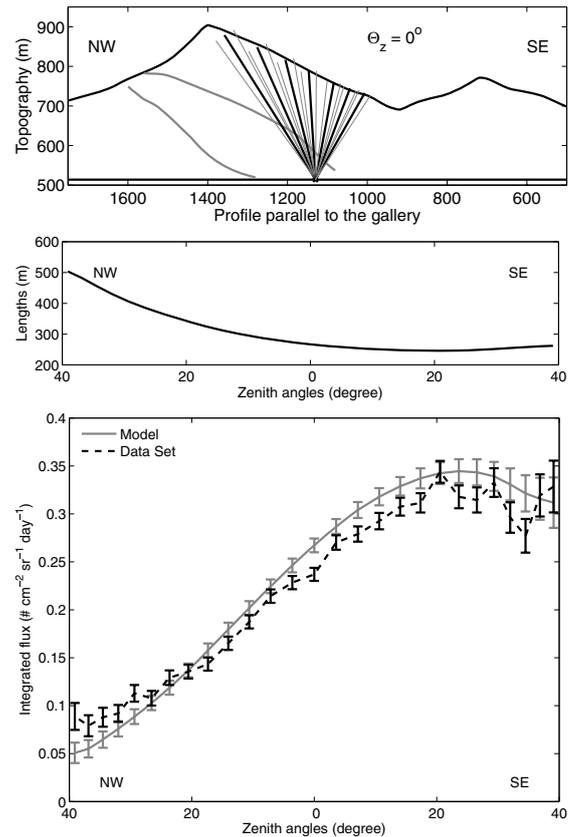


Figure 7. Mont-Terri experiment—Top: cross-section showing the topography profile of the Mont-Terri mountain above the underground laboratory. The fan-like rays symbolise the angular coverage of the telescope. The curved thin line represent the interface between geological layers. Middle: ray length as a function of the zenith angle. Bottom: muon flux recorded by the telescope during one month with $\pm 1\sigma$ error bars. Also shown is the theoretical integrated flux I (eq. 19).

leading to an acceptance, \mathcal{T} , of about $100 \text{ cm}^2 \text{ sr}$. Let us suppose that we want to detect a variation of ± 10 m in the position of the interface between clay and limestone, over a total thickness of 300 m. Depending on the flux model retained, the flux variation varies from 0.00479 to $0.00531 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ day}^{-1}$ with corresponding $I = 0.2199$ and $0.2610 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ day}^{-1}$. Using these values, eq. (32) gives $\Delta T > 90\text{--}96$ days at the 1σ confidence level.

The Roselend underground laboratory (French Alps) offers very different conditions from those encountered at the Mont Terri site, with a thickness, L , of the geological cover varying from 10 to 50 m, depending both on the location along the gallery and on the inclination of the telescope. This gives a much larger integrated flux I comprised between 13 and $185 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ day}^{-1}$ for $\rho = 2.7 \text{ g cm}^{-3}$. For a density variation $\delta\rho = 0.01 \text{ g cm}^{-3}$ the fluctuation ΔI varies from 0.098 to $0.848 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ day}^{-1}$. To resolve this density variation with $\mathcal{T} \approx 20 \text{ cm}^2 \text{ sr}$, eq. (32) gives a duration ΔT comprised between 13.5 ± 1 and 72 ± 2 days, where the uncertainties are obtained from the different flux models used.

6.2 Volcanoes

La Soufrière of Guadeloupe is an andesitic volcano whose lava dome is about 500 yr old (Boudon *et al.* 2008) and which presents a

diversified number of hazards including phreatic eruption, flank collapse and explosive magmatic eruption (Komorowski *et al.* 2008). Using electrical resistance tomography, Nicollin *et al.* (2006) found that the lava dome is highly heterogeneous, with massive lava volumes embedded in more or less hydrothermalized materials. Knowing the internal structure of the dome is an important issue because of its implications on flank-destabilization models. For this reason, La Soufrière is a priority target for muon imaging (Gibert *et al.* 2010). Gravity data measured on and in the vicinity of the volcano show that the local bulk density varies from 2.2 to 2.7 g cm⁻³ (Gunawan 2005). However, densities as low 1.5 g cm⁻³ may be encountered.

One expected site for a telescope is located at the Col de l'Échelle, on the Eastern side of the volcano. This place is particularly interesting since there is no topographic high present behind the lava dome (i.e. on its western side) to produce perturbing shadow effect. To embrace the whole volcano in a single view, the telescope must have an effective horizontal aperture angle of 90° and zenith angles comprised between 55° and 90°. Accounting for the fact that the extreme angles are useless (top part of Fig. 6), this fixes the matrix distance $D = 80$ cm and the maximum acceptance $\mathcal{T} \approx 20$ cm² sr (bottom part of Fig. 6). The thickness, L , of rock varies from tens of meters at the summit to about 800 m at the base of the volcano and the corresponding integrated flux, I , is comprised between 0.01 and 10 cm⁻² sr⁻¹ day⁻¹ for a mean density $\rho = 2.2$ g cm⁻³ (Fig. 8). Let us consider a volume of massive andesite (2.7 g cm⁻³) with a diameter of 100 m embedded in altered rock (2.2 g cm⁻³). Taking a total ray length $L = 550$ m and a zenith angle $\theta = 70^\circ$ we obtain an integrated flux $I \approx 0.09$ cm⁻² sr⁻¹ day⁻¹ for both Reyna models and of $I \approx 0.11$ cm⁻² sr⁻¹ day⁻¹ for the Gaisser/Music model. This difference, not seen for the Mont Terri and Roselend simulations, come from the fact that the Gaisser/Music flux significantly differs from the other two models at high zenith angles (Fig. 4). Similarly, depending on the model chosen, the flux variation ΔI varies from ≈ 0.010 to ≈ 0.012 cm⁻² sr⁻¹ day⁻¹. Taking an acceptance, \mathcal{T} , of 20 cm² sr, eq. (32) gives a duration $\Delta T > 37$ –50 days.

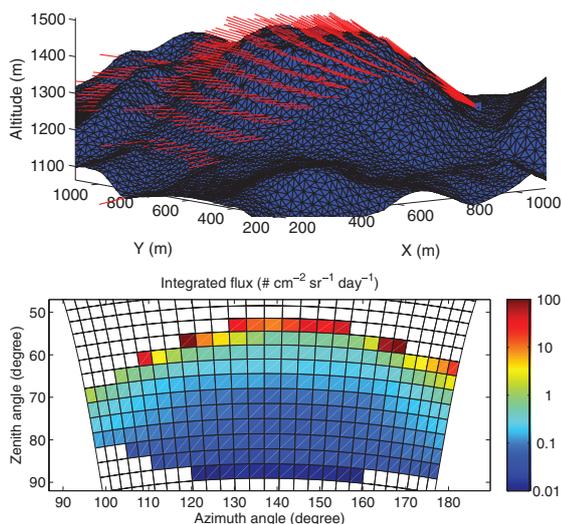


Figure 8. La Soufrière of Guadeloupe model—Top : model of topography in blue, the telescope is located at Col de l'Échelle, the red rays represent some of the muons trajectory across the volcano detected by a 16 × 16 pixels telescope with a distance between matrices of 80 cm. Bottom: the integrated flux of each trajectory passing through the volcano.

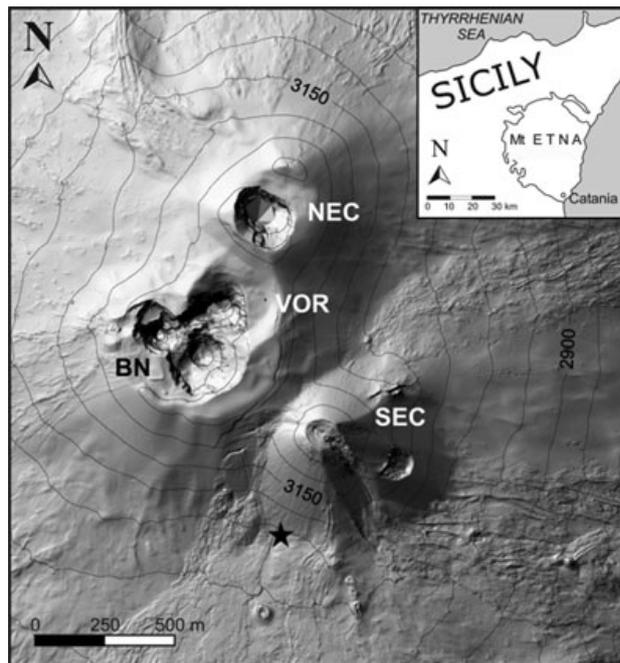


Figure 9. Sketch map of the summit zone of Mt. Etna (topographic map by Favalli *et al.* 2009) showing the position of the four Summit Craters (NEC = Northeast Crater, VOR = Voragine, BN = Bocca Nuova, SEC = South-east Crater). The black star marks the planned installation site for the muon telescope. The inset at the top right shows the location of Mt. Etna with respect to Sicily (Italy).

Mt. Etna is a large (1200 km²) strato-volcano sited on the East coast of Sicily (Italy). It has a base diameter of about 40 km and a height of about 3350 m. The scale of this volcano implies that, at the current state of the art, only a small portion of its edifice can be investigated through muon imaging. In fact, to have a sufficient flux, the thickness of rock to be crossed by muons should not exceed a few kilometers and the time interval needed to resolve a given density contrast, using a mobile detector of limited dimensions, should not exceed the typical period of volcanic processes able to change the internal density distribution of the target structure. One of the active craters in the summit area of the volcano would be a suitable target for the first experiment of muon radiography at Mt. Etna. In particular, the Southeastern Crater would be the more appropriate due to both its size and position. This crater is about 240 m tall (from 3050 to 3290 m a.s.l.), with a base diameter of about 500 m (Fig. 9). Simulations we carried out show that a good installation point for a muon telescope is located on the southern slope of the crater. This point is easily reachable from the dirt track road that crosses the summit zone of the volcano.

Muon rays crossing the middle part of Etna's South-east crater to reach a detector placed at its base, would have a zenith angle of about 68° and would cross about 500 m of rock. This imply a flux of 0.085 cm⁻² sr⁻¹ day⁻¹, assuming an average density of the crater of 2.5 g cm⁻³. Let us assume we perform a muon radiography experiment during the period when the summit zone of Etna is free from the snow cover (roughly June–October, $\Delta T \approx 150$ days). Using eq. (32) and assuming that \mathcal{T} is 15 cm² sr, it results a minimum ΔI of 0.006 cm⁻² sr⁻¹ day⁻¹. This result can be converted into the minimum resolvable opacity change, $\delta\rho$, which results to be equal to 1.5×10^3 g cm⁻². Thus, an inner structure with size exceeding the space resolution of the telescope (about

10 m, assuming a 500 m distance to the target and corresponding to an angle of 20 mrad) will be recognized if the density contrast is at least 0.5 g cm^{-3} . Larger inner structures will need proportionally smaller density contrasts in order to be recognized. In any case, even if inner structures have size of the order of a few tens of meters, density contrasts close to 0.5 g cm^{-3} are likely to be encountered if a part of the crater is filled with a low density foamy magma. Hence, as already found by Tanaka *et al.* (2009a), detailed info on the inner architecture (presence and position of conduits, chambers, etc.) and functioning (e.g. convective recycling of degassed magma) of the crater could be retrieved through muon imaging. It is worth stressing that the effect of altitude on the energy spectrum of muons arriving on the summit zone of Etna (above 3000 m a.s.l.) is to be taken into account (see Section 2.2.1).

7 CONCLUSIVE REMARKS

We comprehensively discuss the constraints on geophysical imaging using cosmic muons. In our study we take into account the three key elements involved in muon imaging for Earth Sciences purposes, namely: (i) the characteristics of the flux of incident cosmic muons, (ii) the attenuation of the muon flux by rock and (iii) the geometrical characteristics of the detector. The intersection of the constraints imposed by each of these three elements determine the feasibility of muon imaging, under a given set of geological conditions.

The choice of a suitable model describing the flux of incident cosmic muons is of primary importance since errors in the incident flux will be propagated to the resulting density distribution inside the target object. In the case of real applications in the field, the flux of incident cosmic muons should be assessed in the measurement site, through an acquisition in open sky conditions, before turning the telescope towards the target object. The so-obtained experimental integrated flux can be used to both determine the correction function to apply to the telescope theoretical acceptance and to re-normalize the flux model used to compute the flux attenuation produced by the geological target. In the framework of a feasibility study, theoretical models must be used. Ideally, the differential flux of muon should be derived through a full Monte Carlo simulation (e.g. CORSIKA; Heck *et al.* 1998). However, for the sake of a quick assessment of the muon imaging feasibility, it is advisable to utilise more manageable tools. Many authors have proposed empirical parameter curves to fit observed muon flux data (e.g. Gaisser 1990; Bugaev *et al.* 1998; Hebbeker & Timmermans 2002; Reyna 2006; Tang *et al.* 2006). Nonetheless, in spite of the large amount of measured data, there exist significant discrepancies between the different proposed parametrizations. For example, we have shown that, at low energies, the model proposed by Bugaev *et al.* (1998) overestimates the flux by up to three orders of magnitude with respect to the other four models considered. This difference is especially significant when the density distribution inside thin layers of rock is to be investigated and thus even low energy particles contribute to the integrated flux. Naturally, these differences imply an uncertainty when defining the feasibility conditions of the muon imaging, in a given geological situation, as shown in the previous section. Moreover, we show that both the elevation of the observation point and the atmospheric temperature may induce relevant effects on the muon flux that should be taken into account.

The loss of energy that muons undergo when they travel through rock (due to ionization and other interactions) is usually determined through further Monte Carlo modelling (e.g. GEANT or MUSIC; Kudryavtsev 2009), which considers the possible interactions, in-

cluding muon-nucleus inelastic scattering. However, we show that, using the numerical values provided by the Particle Data Group, an equation can be obtained describing, with sufficient accuracy, the attenuation of the muon flux, as a function of the crossed opacity. In practise, the proposed equation allows to retrieve the minimum initial energy, E_{\min} , that a muon needs to cross a given opacity of rock. E_{\min} is then used as the lower limit of integration to compute the time-average number of muons crossing the target object, starting from the equation of the incident flux.

We have designed a muon detector (under production at the time of this writing) which can work outdoor, even under the harsh conditions that may be encountered when performing geophysical campaigns (e.g. in the summit zone of an active volcano). Thanks to a modular mounting frame, the telescope can be easily transported and when assembled in the field, can cope with uneven terrains and can be precisely oriented towards the target object. The detection system is based on plastic scintillator bars, forming two matrices at a given distance and the timing and direction of the hitting muon is retrieved by recording the pixels flashed by ionization in the two matrices. The geometrical characteristics of the telescope (pixel size, number of pixels, distance between the two matrices) determine the acceptance, the function by which the integrated flux is converted into a number of muons.

After discussing the three above key elements, we propose a feasibility equation relating (i) the duration of the muon experiment, (ii) the acceptance of the telescope, (iii) the integrated flux of muons and (iv) the variation in the integrated flux caused by a structure inside the target object, with different density than the surrounding rock. By means of this relation it is possible to delineate a domain of applicability of the muon imaging, in different geological situations. For example, using our results, we show that, after 50 to 150 days of data acquisition, it is possible to distinguish, inside target objects with size of some hundreds of meters and at the 1- σ confidence level, inner structures with size of 20–100 m, if they have a density contrast of the order of 0.5 g cm^{-3} with respect to the surrounding material. Such density contrasts can be found inside above-ground volcanic structures due to, for example, different alteration degree of the rock or presence of conduits filled with low density foamy magma. Thus, even after relatively short observation periods, muon imaging can supply valuable information about the internal structure of a volcano.

Our study is broadly relevant to other research groups as it provides the tools to assess the space/density resolution capabilities of muon imaging, in the allocated time slot and under the conditions imposed by a given geological situation.

ACKNOWLEDGMENTS

This paper is dedicated to the memory of our friend and colleague Albert Tarantola who participated with us to the launch of the DIAPHANE muon tomography project. H. Tanaka and an anonymous referee made very constructive reviews of a former version of the paper. The design and the construction of the telescopes greatly benefited from the skilled expertise of Bruno Carlus (computer), Bruno Kergosien (electronics), Pascal Rolland (mechanical engineering) and Sylvain Vanzetto (optical fibres). The DIAPHANE project is financially supported by the IGP (www.ipgp.fr) BQR grant, the DOMOSCAN ANR (www.agence-nationale-recherche.fr) project, the CNRS/IN2P3 (www.cnrs.fr) Astroparticles program and the Muon Densitometry (MD) experiment funded by Swisstopo and CRIEPI partners of the Mont Terri project (www.mont-terri.ch). Daniele Carbone benefited from a 6-months sabbatical stay in IGP funded

by the Research in Paris grant program (www.paris.fr). This is IPGP contribution 3065.

REFERENCES

- Acquafredda, R. & the OPERA Collaboration, 2009. The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam, *JINST*, **4**, P04018, doi:10.1088/1748-0221/4/04/P04018.
- Adair, R.K. & Kasha, H., 1976. in *Muon Physics*, Vol. 1, p. 323, eds Hughes, V.W. & Wu, C.S., Academic Press, New York.
- Aglietta, M. & the LVD Collaboration, 1999. Upper limit on the prompt muon flux derived from the LVD underground experiment, *Phys. Rev. D*, **60**, 112001.
- Alvarez, L.W. et al., 1970. Search for hidden chambers in the pyramids, *Science*, **167**, 832–839.
- Ambrosio, M. & the MACRO Collaboration, 1997. Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO, *Astropart. Phys.*, **7**, 109–124.
- Auger, P., 1941. *Les rayons cosmiques*, 136 pp., PUF, Paris.
- Barrett, P.H., Bollinger, L.M., Cocconi, G., Eisenberg, Y. & Greisen, K., 1952. Interpretation of cosmic-ray measurements far underground, *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 133–178.
- Barrett, P., Cocconi, G., Eisenberg, Y. & Greisen, K., 1954. Atmospheric temperature effect for mesons far underground, *Phys. Rev.*, **95**, 1573–1575.
- Berger, Ch. & the Fréjus Collaboration, 1989. Experimental study of muon bundles observed in the Fréjus detector, *Phys. Rev. D*, **40**, 2163–2171, doi:10.1103/PhysRevD.40.2163.
- Bhattacharyya, D.P., 1978. Effect of solar modulation on the low energy sea level muon spectrum near the geomagnetic equator, *Aust. J. Phys.*, **31**, 451–453.
- Bellotti, R. et al., 1996. Measurement of the negative muon spectrum between 0.3 and 40 GeV/c in the atmosphere, *Phys. Rev. D*, **53**(1), 35–43.
- Bossart, P. & Thury, M. (eds), 2008. Mont Terri Rock laboratory project, Programme 1996 to 2007 and Results, Rep. Swiss Geological Survey 3, Wabern, Switzerland.
- Boudon, G., Komorowski, J.-C., Villemant, B. & Semet, M.P., 2008. A new scenario for the last magmatic eruption of La Soufrière of Guadeloupe (Lesser Antilles) in 1530 A.D. Evidence from stratigraphy radiocarbon dating and magmatic evolution of erupted products, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **178**, 474–490, doi:10.1016/j.jvolgeores.2008.03.006.
- Bugaev, E.V., Kotov, Yu D. & Rosental, I.L., 1970. *Cosmic Muons and Neutrinos*, Atomizdat, Moscow.
- Bugaev, E.V., Misaki, A., Naumov, V.A., Sinogovskaya, T.S., Sinogovskiy, S.I. & Takahashi, N., 1998. Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater, *Phys. Rev. D*, **58**, 054001.
- Cecchini, S. & Sioli, M., 2000. Cosmic ray muon physics, preprint, arXiv:hep-ex/0002052v1.
- Conrad, J., Botner, O., Hallgren, A. & Pérez de los Heros, C., 2003. Including systematic uncertainties in confidence interval construction for Poisson statistics, *Phys. Rev. D*, **67**, 012002.
- Crozon, M., 2005. *Quand le ciel nous bombarde*, 246, pp., Vuibert, Paris.
- De Asmundis, R., Avella, P. & Toglia, F., 2007. Using RPC detectors as cosmic rays monitors, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **54**, 670–676, doi:10.1109/TNS.2007.895505.
- Favalli, M., Fornaciai, A. & Pareschi, M.T., 2009. LiDAR strip adjustment: application to volcanic areas, *Geomorphology*, **111**, 123–135, doi:10.1016/j.geomorph.2009.04.010.
- Gaisser, T., 1990. *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, New York.
- Gaisser, T. & Stanev, T., 2008. Cosmic Rays, *Phys. Lett. B*, **667**, 254–260, doi:10.1016/j.physletb.2008.07.028.
- Gibert, D., Beauducel, F., Déclais, Y., Lesparre, N., Marteau, J., Nicollin, F. & Tarantola, A., 2010. Muon tomography: plans for observations in the Lesser Antilles, *Earth Planets Space*, **62**, 153–165.
- Giometaris, I. et al., 2006. Micromegas in a bulk, *Nuclear Instrum. Methods A*, **560**, 405–408.
- George, E.P., 1955. Cosmic rays measure overburden of tunnel, *Commonwealth Engineer*, 455–457.
- Gunawan, H., 2005. Gravity and microgravity applied to volcanology: examples of La Soufrière of Guadeloupe and of Merapi (Indonesia), *PhD thesis*, IPG Paris (in French).
- 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, Karlsruhe University, Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019.
- Jenneson, P.M., Gilboy, W.B., Simons, S.J.R., Stanley, S.J. & Rhodes, D., 2007. Imaging large vessels using cosmic-ray tomography muon energy-loss techniques. *Chem. Eng. J.*, **130**, 75–78.
- Klimushin, S.I., Bugaev, E.V. & Sokalski, I.A., 2001. Parametrization of atmospheric muon angular flux underwater, *Phys. Rev. D*, **64**, 014016, doi:10.1103/PhysRevD.64.014016.
- Komorowski, J.C., Legendre, Y., Caron, B. & Boudon, G., 2008. Reconstruction and analysis of sub-plinian tephra dispersal during the 1530 A.D. Soufrière (Guadeloupe) eruption: implications for scenario definition and hazards assessment, *J. Volcanol. Geoth. Res.*, **178**, 491–515.
- Kudryavtsev, V.A., 2009. Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics, *Compt. Phys. Commun.*, **180**, 339–346, doi:10.1016/j.cpc.2008.10.013.
- Leprince-Ringuet, L., 1945. *Les rayons cosmiques. Les mésotons*, ed., Albin Michel, Paris.
- Lesparre, N., Marteau, J., Déclais, Y. & Gibert, D., 2010. Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, submitted.
- Liu, Y., Derome, L. & Buénerd, M., 2003. Atmospheric muon and neutrino flux from 3-dimensional simulation, *Phys. Rev. D*, **67**(7), 073022(23 pages).
- Malmqvist, L., Jönsson, G., Kristiansson, K. & Jacobsson, L., 1979. Theoretical studies of in-situ rock density determination using cosmic-ray muon intensity measurements with application in mining geophysics, *Geophysics*, **44**, 1549–1569.
- Nagamine, K., 1995. Geo-tomographic observation of inner-structure of volcano with cosmic-ray muons, *J. Geography*, **104**, 998–1007.
- Nagamine, K., 2003. *Introductory Muon Science*, Cambridge University Press, Cambridge, 208pp.
- 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, *Nucl. Instrum. Methods A*, **356**, 585–595.
- Neddermeyer, S.H. & Anderson, C.D., 1937. Note on the nature of cosmic-ray particles, *Phys. Rev.*, **51**, 884–886.
- Neddermeyer, S.H. & Anderson, C.D., 1938. Cosmic-ray particles of intermediate mass, *Phys. Rev.*, **54**, 88–89.
- Nicollin, F., Gibert, D., Beauducel, F., Boudon, G. & Komorowski, J.-C., 2006. Electrical tomography of La Soufrière of Guadeloupe Volcano: field experiments, 1D inversion and qualitative interpretation, *Earth planet. Sci. Lett.*, **244**, 709–724.
- Pla-Dalmau, A., Bross, A.D. & Mellott, K.L., 2001. Low-cost extruded plastic scintillator, *Nucl. Instrum. Methods A*, **466**, 482–491.
- Reyna, D., 2006. A Simple parameterization of the cosmic-ray muon momentum spectra at the surface as a function of zenith angle, preprint, arXiv:hep-ph/0604145.
- Sanuki, T. et al., 2002. Measurements of atmospheric muon spectra at mountain altitude, *Phys. Lett. B*, **541**, 234–242, doi: 10.1016/S0370-2693(02)02265-7.
- Sokalski, I.A., Bugaev, E.V. & Klimushin, S.I., 2001. MUM: flexible precise Monte Carlo algorithm for muon propagation through thick layers of matter, *Phys. Rev. D*, **64**, 074015.
- Stanley, S.J., Rhodes, D., Jenneson, P.M., Gilboy, W.B. & Simons, S.J.R., 2008. See inside: The development of a cosmic ray muon imaging system to aid the clean up of the UKs nuclear waste legacy. *Ann. Nucl. Energy*, **35**, 507–517.
- Tanaka, H. & Yokoyama, I., 2008. Muon radiography and deformation analysis of the lava dome formed by the 1944 eruption of Usu,

- Hokkaido—Contact between high-energy physics and volcano physics, *Proc. Japan Acad.*, **B84**, 107–116.
- 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 Interact.*, **138**, 521–526.
- 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, *Nucl. Instrum. Methods A*, **507**, 657–669.
- Tanaka, H., 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, *Nucl. Instrum. Methods A*, **555**, 164–172.
- Tanaka, H., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Ohshima, H., Maekawa, T., Watanabe, H. & Niwa, K., 2007a. Imaging the conduit size of the dome with cosmic ray muons: the structure beneath Showa Shinzan Lava Dome, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L22311, doi:10.1029/2007GL031389.
- Tanaka, H. *et al.*, 2007b. 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 planet. Sci. Lett.*, **263**, 104–113.
- Tanaka, H., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J. & Niwa, K., 2007c. Development of an emulsion imaging system for cosmic-ray muon radiography to explore the internal structure of a volcano, Mt. Asama, *Nucl. Instrum. Methods A*, **575**, 489–497.
- Tanaka, H. *et al.*, 2008. Radiographic imaging below a volcanic crater floor with cosmic-ray muons, *Am. J. Sci.*, **308**, 843–850.
- Tanaka, H., Uchida, T., Tanaka, M., Shinohara, H. & Taira, H., 2009a. Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: degassing process of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L01304, doi:10.1029/2008GL036451.
- Tanaka, H. *et al.*, 2009b. Detecting a mass change inside a volcano by cosmic-ray muon radiography (muography): first results from measurements at Asama volcano, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L17302, doi:10.1029/2009GL039448.
- 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., for the IceCube Collaboration, 2009. Atmospheric Variations as observed by IceCube, Proceedings of the 31st ICRC, Łódź.
- Uchida, T., Tanaka, H. & Tanaka, M., 2009. Space saving and power efficient readout system for cosmic-ray muon radiography, *IEEE trans. Nucl. Sci.*, **56**, 448–452.
- Volkova, L.V., Zatsepin, G.T. & Kuzmichev, L.A., 1979. *Sov. J. Nucl. Phys.*, **29**, 645–651.

3.6 Conclusion

La modélisation du flux de muons souterrain constitue le problème direct de la reconstruction tomographique d'images de masse volumique d'objets géologiques étudiés. L'épaisseur traversée par les muons peut être donnée par un relevé topographique. La masse volumique peut quant à elle être estimée par la connaissance de la géologie du milieu. La prise en compte de cette information *a priori* permet alors d'évaluer l'opacité sondée par les muons à travers l'objet d'étude. Il est ainsi possible de calculer le flux de muons attendus. L'ajustement des valeurs de la masse volumique du milieu est réalisé par le problème inverse. La résolution de ce problème inverse nécessite de calculer un grand nombre de fois le problème direct afin de retrouver la distribution de masse volumique la plus probable (Tarantola, 2005). Aussi le temps de calcul du problème direct doit être le plus court possible pour pouvoir converger rapidement vers une solution. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser ici une formule analytique au lieu de réaliser des simulations de propagation du flux de muons en fonction de l'opacité traversée.

L'estimation du flux de muons repose sur l'intégration sur l'énergie du spectre énergétique dont la modélisation choisie est celle donnée par Gaisser (1990). Elle tient compte de la production des muons suite à l'interaction des pions et kaons avec l'atmosphère. Les pertes énergétiques des muons au cours de leur trajet jusqu'à la surface terrestre, ainsi que leur probabilité de désintégration sont également considérées (Dar, 1983; Caffau *et al.*, 1997; Tang *et al.*, 2006). Cependant, au lieu d'estimer le flux différentiel de muons à partir d'un seul modèle, il serait pertinent de réaliser un modèle probabiliste du flux de muons à partir d'un ajustement à des données recueillies dans la littérature (Tarantola, 2005).

L'atténuation de ce flux à travers la matière doit être évaluée. Cette atténuation est principalement liée au processus d'ionisation, où la perte d'énergie est continue au cours de la propagation des muons dans la matière (Bichsel *et al.*, 2010). En plus de l'ionisation, des pertes par radiation sont également possibles pour les muons dont l'énergie initiale est supérieure à 700 GeV (Bichsel *et al.*, 2010). Elles correspondent à des pertes d'énergie discrètes. L'estimation des pertes d'énergie sont données par les tables du Particle Data Group (Berger *et al.*, 2006). À partir de la connaissance de la perte d'énergie, l'énergie minimale de traversée est alors déterminée en fonction de l'opacité par résolution de l'équation différentielle 3.20. Cette énergie minimale permet de définir la borne inférieure du domaine d'application du spectre énergétique des muons en profondeur.

Pour comparer ce flux aux données acquises, le spectre est intégré sur l'énergie étant donné que nos télescopes permettent uniquement de compter des particules sans donner d'information sur leur énergie. Pour des opacités supérieures à 3000 hg/cm² les processus radiatifs deviennent prépondérants. Il serait donc important de tenir compte des probabilités de survie, qui dépendent de l'opacité du milieu traversé et de l'énergie initiale des muons, dans l'estimation du flux de muons intégré. En effet, celles-ci tiennent compte des processus stochastiques liés aux pertes d'énergie par radiation. Ainsi, au lieu d'utiliser l'équation 3.22 comme réalisé actuellement, il serait pertinent de la substituer par l'équation 3.23.

L'article inséré en fin de chapitre reprend la description de la modélisation du flux de muons et évalue ses sources de fluctuations temporelles. Une équation de faisabilité de la tomographie par muons y est définie. Elle permet de déterminer quelles sont les conditions expérimentales requises. Ainsi, il est possible d'ajuster au mieux la configuration d'un télescope dont la surface de détections et l'ouverture angulaire définissent l'acceptance. Le temps d'acquisition nécessaire peut alors être estimé pour qu'il soit suffisant pour détecter des variations du flux de muons causées par une différence d'opacité dans le milieu sondé. Globalement, ce temps

d'acquisition augmente avec l'épaisseur de la roche sondée. Les différences d'opacité peuvent être causées par une variation de la dimension de l'objet ou par la présence d'hétérogénéités. Plus ces différences sont importantes et plus le temps d'acquisition peut être réduit. Voyons maintenant comment fonctionnent les télescopes à muons élaborés pour imager les volcans.

Chapitre 4

Des télescopes à muons conditionnés pour la géophysique

4.1 Introduction

Les muons, en tant que particules chargées, sont assez faciles à détecter comme ils interagissent avec les électrons de la matière qu'ils traversent par le processus électromagnétique d'ionisation. En pénétrant le détecteur, les muons ionisent le milieu : ils interagissent avec la matière neutre qui se dissocie sur le passage de la particule en charges positives et négatives. Les muons deviennent alors observables : soit en matérialisant leur trajectoire, soit en détectant le champ électrique émis par la particule ou encore en comptant les photo-électrons émis par les électrons excités.

L'installation d'un télescope sur un volcan, en extérieur, apporte une contrainte importante sur le choix du détecteur. Celui-ci doit supporter les vibrations qui ont lieu durant le transport (avion, voiture tout terrain, hélicoptère) et les variations de température ou d'humidité au moment de l'acquisition. Nous avons donc choisi de travailler avec des scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs qui présentent l'avantage d'être particulièrement robustes. La géométrie de ces détecteurs dépend de l'objectif de l'expérience et est limitée par des contraintes matérielles. Un capteur installé sur le terrain doit consommer le moins possible d'énergie lorsqu'il est placé loin de toute ligne électrique. Il faut également qu'il soit d'un poids raisonnable pour pouvoir être transporté et manipulé facilement. Nous avons donc d'abord construit des télescopes de petite dimension pour définir le protocole de construction. Ces prototypes ont été développés pour estimer la faisabilité de la tomographie par muons et son apport aux techniques de tomographie en géophysique.

4.2 Évolution des détecteurs de particules chargées

Dans les années 1930, les recherches sur l'identification des rayons cosmiques sont en plein essor et les dispositifs de détection sont de plus en plus performants. La chambre à brouillard de Charles Wilson permet de visualiser la trajectoire de la particule et ainsi de déduire plusieurs de ses propriétés. Son principe de fonctionnement est décrit ici. Nous verrons ensuite comment le compteur Geiger-Müller donne accès à l'instant de détection de la particule avec une précision redoutable. L'assemblage de ces compteurs en coïncidence et en anti-coïncidence a alors donné lieu aux tous premiers circuits logiques à partir desquels il est possible de déclencher la chambre à brouillard. La mise en commun des aptitudes de la chambre à brouillard et des compteurs Geiger-Müller a alors contribué à obtenir des jeux de données de plus en plus propices pour caractériser les particules d'origine cosmique, comme nous le verrons enfin.

4.2.1 Détection et observation

L'électroscope, dont le principe de fonctionnement est décrit dans le chapitre 1, avait permis de détecter la présence de rayons extraterrestres. Pour visualiser leur trajectoire, Charles Wilson, présenta en 1912 la chambre à brouillard qui lui valut le prix Nobel de physique de 1927. Il s'agit d'une chambre fermée dans laquelle est contenu un gaz maintenu à une température et à une pression telle qu'il soit à la limite de la saturation en vapeur, figure 4.1. Une particule chargée qui traverse une chambre à brouillard se trouve alors matérialisée par une ligne visible révélant la trajectoire de la particule à partir de laquelle il est possible de déduire quelques unes de ses propriétés comme sa direction, sa vitesse, sa quantité de mouvement ainsi que le signe de sa charge électrique, autant d'éléments clés permettant son identification.

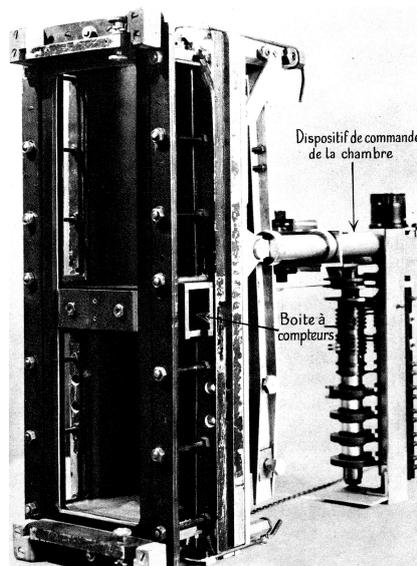


FIGURE 4.1 – Chambre à brouillard de 55 cm de haut, partagée en deux par une boîte étanche dans laquelle peuvent être introduits des compteurs d'électrons ou des écrans absorbants. (*Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique, Paris* d'après (Leprince-Ringuet, 1945)).

Pour détecter les rayons X, Hans Geiger et Walther Müller, mirent au point en 1928 un dispositif qui fut fort utile pour l'étude des rayons cosmiques : le compteur Geiger-Müller. Un tube conducteur est rempli de gaz, au centre duquel un fil également conducteur est tendu, isolé de la paroi. Une différence de potentiel de plusieurs centaines de volts est appliquée entre le fil et la paroi. Les électrons libérés par le passage d'un rayon ionisant sont alors attirés vers le fil où se produit une chute de tension brutale, créant ainsi un signal électrique. Certains utilisateurs ont observé des déclenchements spontanés issus de rayons corpusculaires pénétrants. Walther Bothe et Werner Kolhörster, en 1929, eurent l'idée de positionner deux compteurs Geiger-Müller l'un au-dessus de l'autre à une certaine distance. Les impulsions électriques montraient de nombreux événements détectés simultanément sur les deux compteurs. Ils interprétèrent ces phénomènes comme le passage d'une particule chargée qui traversait successivement les deux compteurs, se déplaçant à une vitesse proche de la lumière. Ils montrèrent que le flux de ces particules était plus important à la verticale que pour des angles proches de l'horizontale (Crozon, 2005).

4.2.2 Mise en place des premiers circuits logiques

La méthode de coïncidence temporelle entre des signaux électriques, fut perfectionnée et Bruno Rossi travailla sur le développement des tous premiers circuits électroniques. Par exemple, un signal de sortie peut être déclenché par l'impulsion électrique donnée par deux compteurs Geiger-Müller détectant un événement simultanément, en coïncidence : ce circuit

réalise alors la fonction logique ET. Par la suite, le signal des compteurs a également été utilisé lorsque l'un des deux compteurs était traversé par une particule, correspondant à la fonction logique OU, ou encore en anti-coïncidence dans des circuits correspondant à la fonction NON ET (Crozon, 2005). Le temps de résolution des circuits de Rossi est descendu jusqu'à quelques μs , négligeable par rapport au temps de traversée des compteurs par une particule relativiste qui parcourt 1 m en 3 ns (Rossi, 1982).

La chambre à brouillard permet donc d'obtenir avec une très grande précision la direction, la vitesse, la quantité de mouvement ainsi que le signe de la charge électrique de la particule. De plus, la mise en coïncidence de compteurs Geiger-Müller donne l'instant de détection de l'événement avec une résolution temporelle très fine. Blackett et Occhialini, en 1933 encadrèrent verticalement une chambre à brouillard par des compteurs Geiger-Müller utilisés dans un circuit en coïncidence. La chambre était actionnée par le signal de sortie du circuit indiquant la présence d'une particule. La trajectoire des particules révélée dans la chambre était alors photographiée. Cette méthode permit d'augmenter de manière conséquente le rendement des clichés utiles (Crozon, 2005).

4.3 Détection actuelle des muons

Les détecteurs actuels, munis d'une technologie de pointe en continuel développement, fonctionnent suivant le même principe : des plans de détection sont disposés parallèlement pour localiser la particule afin de définir sa trajectoire. Des dispositifs de sélection temporelle permettent de choisir les événements en coïncidence ou en anti-coïncidence suivant certains critères afin de distinguer les particules en fonction de l'intérêt qu'elles présentent. Par exemple, pour la tomographie d'objets géologiques seuls les muons sont capables de traverser les épaisseurs de roche concernées pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de mètres (Berger et Seltzer, 1964; Berger, Hubbell, Seltzer, Chang, Coursey, Sukumar, et Zucker, 1998; Berger *et al.*, 2006; Bichsel, Groom, et Klein, 2010). Cependant lorsque le capteur est situé en extérieur, comme c'est le cas pour l'étude des volcans, l'environnement est chargé de particules hadroniques¹, d'électrons/positrons produisant des coïncidences fortuites créant un bruit de fond qu'il est important de pouvoir extraire du signal. Ces particules sont gerbigènes, elles peuvent produire un signal en coïncidence sur plusieurs pixels d'un même plan de détection. La sélection d'événements doit donc être définie pour éliminer le bruit de fond créé par ces particules. Les électrons/positrons peuvent être absorbés par quelques centimètres de tôle placée entre les plans de détection. Deux particules chargées qui interagissent simultanément avec deux plans de détection constituent également un événement fortuit. Sa probabilité de réalisation peut être fortement réduite par une sélection en coïncidence sur des plans de détections supplémentaires, pour des événements repérés le long de trajectoires rectilignes. Les détecteurs de muons les plus fréquemment utilisés aujourd'hui sont maintenant décrits.

4.3.1 Plaques à émulsions

Les plaques à émulsion sont des films photographiques qui enregistrent le passage des particules ionisantes qui les traversent. Elles sont constituées d'un mélange de gélatine et de micro-cristaux de bromure d'argent (AgBr) qui doivent remplir le volume des plaques de la manière la plus homogène possible. Le bromure d'argent est constitué d'ions Ag^+ et Br^- . Lors du passage d'une particule chargée, les ions Br^- libèrent des électrons. Ces derniers attirent alors les ions Ag^+ qui forment des agrégats. Ces agrégats constitués de grains d'argent sont révélés lors du développement de la plaque, puisqu'ils forment alors des points noirs visibles

1. Les hadrons sont des particules subatomiques sensibles aux interactions fortes. Les protons, neutrons, pions et kaons font partie de la famille des hadrons.

(Manai, 2007). Les plaques doivent être développées rapidement après l'acquisition pour limiter la pollution par des particules chargées présentes dans l'air environnant. Afin de discerner les trajectoires de muons de celles laissées par d'autres particules, les plaques sont superposées deux à deux lors de l'acquisition et séparées lors du transport. Seules les traces présentant une corrélation spatiale sur les deux plaques sont sélectionnées. Pour limiter la pollution par radiation, des tôles absorbant le rayonnement "mou" doivent être placées entre les deux plaques (Tanaka *et al.*, 2007a). Ce système est utilisé notamment dans l'expérience OPERA, où des couches successives de plaques à émulsion et d'écrans de plomb sont superposées, formant une brique (Kodama *et al.*, 2004). Cette astuce permet d'observer la trajectoire de la particule en trois dimensions. Ce détecteur qui ne requiert pas de source d'énergie ne permet cependant pas de suivre l'acquisition des données en continu. De plus, les plaques à émulsion sont relativement sensibles aux changements de température. En outre, la lecture des données et la sélection des événements représentant des muons est particulièrement fastidieuse.

4.3.2 Micromegas et plaques résistives

Les micromegas et les plaques résistives sont deux types de détecteur de particules chargées. Ils fonctionnent tous deux en détectant l'ionisation d'un gaz par déclenchement d'un courant électrique. Ils offrent des résolutions spatiales très intéressantes sur la position de l'interaction de la particule avec le détecteur.

Les micromegas² sont constitués d'une enceinte contenant un gaz (mélange d'argon et d'isobutane) lieu d'amplification du signal créé par le passage d'une particule chargée. La répartition et le mélange de gaz à l'intérieur de cette enceinte doivent être maintenus uniformes pour assurer l'uniformité du gain du signal et sa stabilité. Un potentiel est appliqué entre la partie supérieure de l'enceinte et des anodes, placées dans la partie inférieure du détecteur, permettant la localisation suivant les directions X et Y de l'interaction (Fanourakis *et al.*, 2004). Ces anodes sont formées par un micro-maillage métallique dont les interstices ont une taille de 25 μm et sont distants de 50 μm . La résolution spatiale de l'interaction est inférieure à 100 μm .

Les plaques résistives sont les détecteurs de particules chargées qui offrent la meilleure résolution temporelle (1 ns) pour une résolution spatiale du positionnement de l'interaction de la particule avec le détecteur d'environ 10 μm . Ce détecteur est constitué d'une combinaison d'électrodes résistives et métalliques entre lesquelles se trouve un gaz. Une tension est appliquée entre les électrodes qui va créer une avalanche de décharges à travers le gaz lors du passage d'une particule chargée (Fonte, 2002).

Ces deux détecteurs possèdent des enceintes contenant du gaz, dont la répartition doit être maintenue homogène au cours du temps. Cette contrainte, qui peut être aisément réalisée en laboratoire, devient très difficile à mettre en œuvre sur le terrain où les variations de température sont importantes. Il serait alors nécessaire de surveiller la température environnante et de contrôler la quantité de gaz dans l'enceinte du détecteur de manière à maintenir une pression constante. De même, la lecture des nombreuses pistes de lecture des micromegas demande une électronique dont les performances sont encore en développement.

4.3.3 Scintillateurs et photomultiplicateurs

Les scintillateurs sont des polymères organiques dopés d'un fluorescent. Ils émettent de la lumière lorsqu'ils sont excités par une particule chargée les traversant. Les photons produits sont conduits par une fibre optique jusqu'à un photomultiplicateur. Le signal lumineux

2. L'abréviation micromegas vient de micromesh gazeous que l'on peut traduire par micro-maillage gazeux.

émis dans le scintillateur est converti en signal électrique interprétable par des cartes électroniques grâce à un photomultiplicateur. Les photons en sortie des barreaux de scintillateur sont convertis en électrons par effet photoélectrique. À l'intérieur du photomultiplicateur la lumière incidente excite en fait les électrons de la photo-cathode arrachant un électron qui se trouve accéléré et focalisé par le champ électrique vers la première dynode, figure 4.2. Il rebondit ensuite vers une seconde dynode où il se multiplie, les électrons émis par la dernière dynode sont enfin collectés par l'anode (Hamamatsu, 2006).

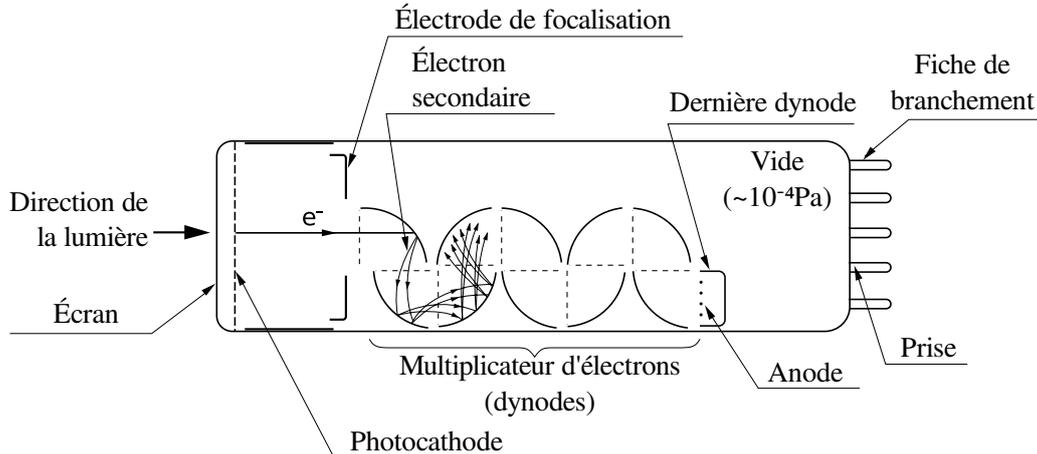


FIGURE 4.2 – Schéma d'un photomultiplicateur : la lumière incidente excite les électrons de la photo-cathode arrachant un électron qui se trouve accéléré et focalisé par l'électrode vers la première dynode. Il rebondit ensuite vers une seconde dynode où il se multiplie, les électrons émis par la dernière dynode sont collectés par l'anode (Hamamatsu, 2006).

Les scintillateurs, sous forme de barreaux sont assemblés pour former des matrices de pixels afin de reconstituer la position XY de l'interaction du muon avec le détecteur. Pour identifier la trajectoire de la particule, au moins deux matrices placées parallèlement sont nécessaires, figure 4.3. La carte d'acquisition ne sélectionne que les événements détectés simultanément sur les deux directions XY d'une matrice. Le software sélectionne ensuite les événements simultanément sur deux matrices. Pour affiner la sélection et filtrer le bruit causé par des coïncidences fortuites, on peut ajouter plusieurs matrices et garder uniquement les événements qui passent par tous les plans en suivant une trajectoire linéaire.

Nous avons choisi de travailler avec ces détecteurs car les barreaux de scintillateur sont particulièrement robustes, ce qui est indispensable pour les installations sur le terrain. De plus, ce capteur qui ne nécessite pas de gaz est bien moins sensible aux fluctuations de température que les micromegas ou les plaques résistives. D'autre part, comparé à ces capteurs, la construction d'un télescope à scintillateurs est relativement rapide et son coût est plus faible. Enfin, il offre la possibilité de réaliser un suivi continu du taux de particules détectées contrairement aux plaques à émulsions.

4.4 Protocole de construction d'un télescope à scintillateurs

Le choix des éléments de détection des télescopes à scintillateurs que nous avons construits est réalisé en fonction de leur qualité à détecter le signal, le transmettre et l'interpréter. Ces choix ont été réfléchis en étudiant les détecteurs des expériences OPERA et MINERνA³. Les

3. Les expériences OPERA MINERνA étudient respectivement l'oscillation et la diffusion des neutrino, au CERN et au Fermilab.

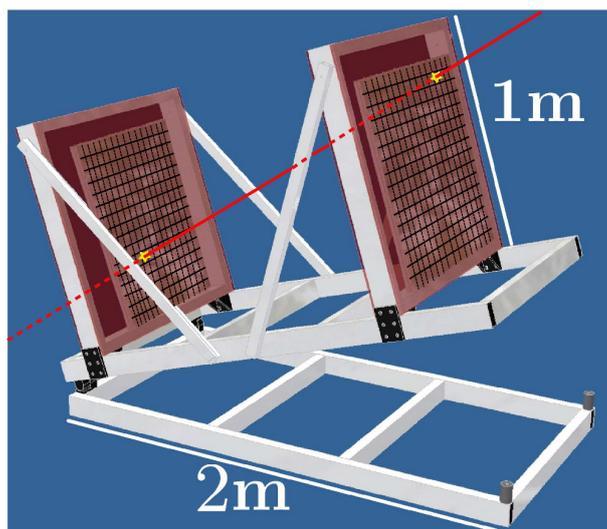


FIGURE 4.3 – Schéma des deux matrices de détection placées parallèlement pour obtenir la trajectoire de la particule. Pour affiner la sélection des événements, des matrices supplémentaires peuvent être positionnées sur le bâtis entre les deux matrices en place, schéma K. Mahiouz.

différents éléments et leurs principales caractéristiques sont décrits ici avant la description du protocole de leur assemblage.

4.4.1 Éléments de détection et de transmission du signal

Lors de l'assemblage des télescopes à scintillateurs, il faut préparer les barreaux scintillants à l'intérieur desquels sont glissées et collées des fibres optiques. Les extrémités des fibres optiques doivent être soigneusement polies et l'une des extrémités est fixée dans un connecteur qui les relie au photomultiplicateur *via* une fibre claire. Les différents éléments composant une matrice de détections sont décrits ci-après.

Les quatre télescopes construits au cours de cette thèse sont de petites dimensions : ils possèdent chacun deux plans de détection de $16 \times 16 = 256$ pixels, ce qui représente une surface de $80 \times 80 = 6400 \text{ cm}^2$. Il était important, en effet, de réaliser tout d'abord des prototypes aisément manipulables pour l'élaboration du protocole de construction. Ces détecteurs ont acquis des données successivement en laboratoire souterrain, en extérieur, puis en terrain difficile pour valider à chaque étape les procédés d'installation. Ces télescopes ont été construits avec l'aide généreuse de Dominique Gibert¹, Karim Mahiouz¹, Sylvain Pasquet¹, Justine Restout¹, Jacques Marteau², Yves Déclais², Sylvain Vanzetto², Franck Mounier², Bruno Carlus², Pascal Rolland³, Bruno Kergozien³, Florence Nicollin³ et Daniele Carbone⁴.

Barreaux de scintillateur

Les barreaux de scintillateur sont fabriqués au Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL), avec du polystyrène et un dopant fluorescent (1% PPO and 0.03% POPOP). Le dopant intensifie le signal lumineux émis dans le bleu par la particule chargée interagissant avec la matière (Kodama *et al.*, 2004). Le spectre de transmission des scintillateurs, figure 4.4, montre que les barreaux transmettent le signal de longueur d'onde supérieure à environ 400 nm. Le spectre de fluorescence indique que le signal est émis dans le violet, puisque sa

1. Institut de Physique du Globe de Paris
 2. Institut de Physique Nucléaire de Lyon
 3. Géosciences Rennes, Université de Rennes 1
 4. Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia

longueur d'onde est comprise entre 380 et 450 nm (Pla-Dalmau *et al.* 2001, 2003).

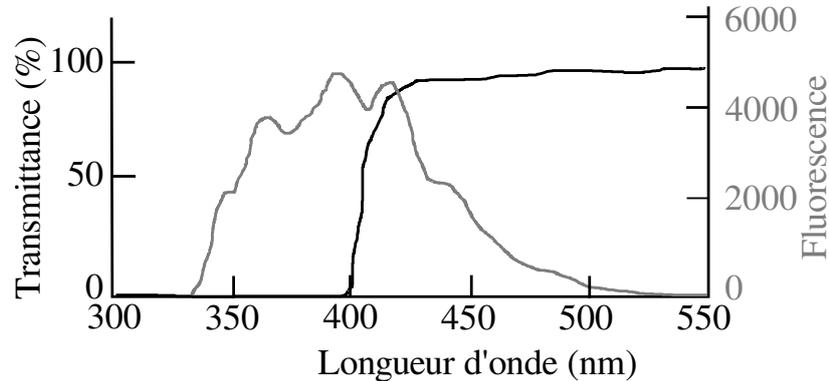
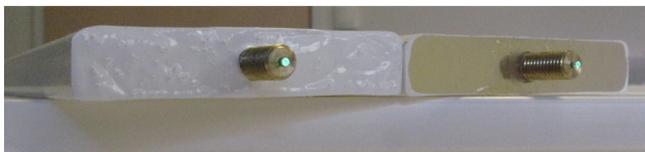
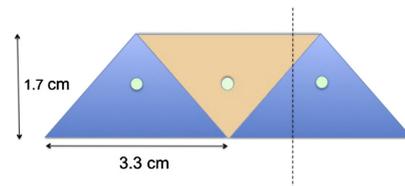


FIGURE 4.4 – Spectres des barreaux de scintillateur extrudés au FNAL, transmission en noir et fluorescence en gris (Pla-Dalmau *et al.*, 2003).

Les barreaux, de section rectangulaire de $5 \times 1 \text{ cm}^2$, sont co-extrudés avec un film réflecteur de dioxyde de titane (TiO_2) et un trou d'environ 1 mm de diamètre au centre, pour insérer plus tard une fibre optique. La rugosité du film réflecteur permet une application directe de colle sur les barreaux lors de leur assemblage (The MINER ν A Collaboration, 2006). Pour les matrices de $16 \times 16 = 256$ pixels, les barreaux sont coupés à une longueur de 81 cm. Après la découpe des barreaux, les extrémités sont polies et recouvertes de peinture réfléchissante Bicron BC-620 pour augmenter l'intensité du signal lumineux (Pla-Dalmau *et al.*, 2005), figure 4.5(a). L'une des extrémités est percée pour recevoir un connecteur optique.



(a) Scintillateurs de section rectangulaire, après et avant application de peinture réfléchissante Bicron BC-620.



(b) Schéma de positionnement de scintillateurs de section triangulaire.

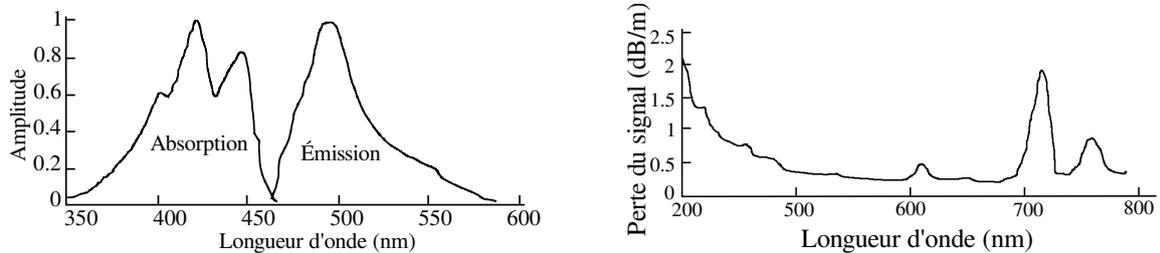
FIGURE 4.5 – Extrémités des barreaux de scintillateur. La figure (b) vient de l'article de Ambrosi *et al.* (2011)

Il est également possible de travailler avec des scintillateurs en forme de prismes et disposés en quinconce, figure 4.5(b). Ceci permet d'affiner la résolution spatiale de la localisation de l'interaction de la particule avec le détecteur. En effet, pour une direction donnée, la particule est détectée par un ou deux barreaux imbriqués et la largeur de détection est alors deux fois plus courte que celle d'un barreau rectangulaire (Ambrosi *et al.*, 2011). Cependant comme cette largeur de détection est réduite, l'acceptance de chaque angle de détection est également diminuée. De plus, l'assemblage des barreaux avec des sections en prisme est particulièrement fastidieux.

Fibres optiques

Dans le trou central parcourant les barreaux de scintillateur est insérée une fibre optique à décalage de longueur d'onde, WLS pour WaveLength Shifting. Celle-ci, de type Bicron BCF 91A MC, réalise un décalage du signal lumineux du bleu au vert, avec des pics d'émission et d'absorption à 430 et 495 nm, figure 4.6 (Bicron, 2005b). Le diamètre de la fibre est de 1 mm avec une précision de 1%. Son noyau est constitué de polystyrène, d'indice de réfraction 1.6

et de densité 1.05. Il contient, comme les scintillateurs, un dopant fluorescent. Dans le cas de la fibre WLS, il absorbe la lumière émise dans les barreaux et la réémet avec une longueur d'onde plus grande (Longland *et al.*, 2006). Les fibres sont gainées dans de l'acrylique d'indice de réfraction 1.4. L'atténuation du signal le long de la fibre est de $1/e$ pour une longueur supérieure à 3.5 m. Il est primordial qu'elle reste peu importante, comme le signal lumineux est faible (Kodama *et al.*, 2004).



(a) Spectres d'absorption et d'émission de la fibre WLS BCF 91A MC.

(b) Perte du signal en dB/m en fonction de la longueur d'onde le long de la fibre claire BCF-98 MC.

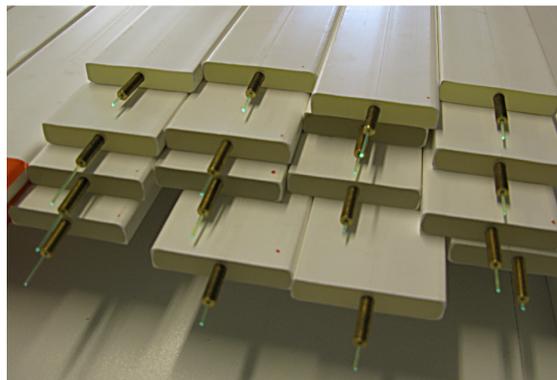
FIGURE 4.6 – Caractéristiques des fibres optiques (Bicron, 2005b).

Ciment optique

Les fibres WLS sont collées à l'intérieur des barreaux de scintillateur avec le ciment optique Bicron BC-600 pour un meilleur couplage optique. Le ciment est composé de résine et d'un durcisseur, mélangés avec une proportion de 100 pour 28 en masse. Le ciment optique a un indice de réfraction de 1.56 et la viscosité du mélange est de 800 cP^4 (Bicron, 2005a). Le ciment optique est inséré dans le trou central des barreaux à l'aide d'une seringue alors que la fibre WLS y est déjà engagée, figure 4.7. Le barreau est maintenu avec une inclinaison proche de la verticale pour assurer une répartition homogène tout le long du barreau. 250 mL de ciment optique sont nécessaires pour coller les fibres à l'intérieur d'une série de barreaux correspondant à l'assemblage de deux matrices à $16 \times 16 = 256$ pixels, soit 64 barreaux de 80 cm.



(a) Les fibres WLS sont collées dans les barreaux de scintillateur.



(b) Les fibres WLS sont reliées à l'extérieur par un connecteur optique.

FIGURE 4.7 – Collages des fibres optiques munies de leur connecteur optique dans les barreaux de scintillateur.

4. La poise (P) est une unité de mesure de la viscosité. Elle correspond à la résistance que doit dépasser une masse d'un gramme à laquelle on applique une force d'une dyne (10^{-5} N). Le symbole cP représente la centipoise : $1 \text{ cP} = 1 \text{ mPa.s}$. La viscosité de l'eau à 20°C est de 1 cP.

Fibres claires

Chaque fibre WLS est reliée à une extrémité par un connecteur optique à une fibre claire qui conduit le signal lumineux jusqu'au photomultiplicateur. La perte de signal en fonction de la longueur d'onde des fibres claires, Bicon BCF-98 MC est représentée figure 4.6 (Bicon, 2005b). Comme les fibres WLS, les fibres claires ont un diamètre de 1 mm, leur ouverture numérique⁵ est de 0.58. Pour le premier télescope leur longueur varie entre 20 et 100 cm en fonction de la distance entre le barreau auquel elles sont reliées et le photomultiplicateur. Pour les télescopes suivants nous avons préféré travailler avec des fibres claires de même longueur afin que le temps de parcours du signal lumineux soit le même pour tous les barreaux. Pour éviter l'infiltration de lumière parasite, les fibres claires sont recouvertes d'une gaine noire.

Le polissage des fibres

La qualité du polissage des fibres claires et WLS doit être optimale sinon le signal se trouve fortement atténué. Nous avons poli les fibres du premier télescope (UmMit) à l'atelier de Rennes suivant le protocole suivant. Les fibres optiques sont coupées quelques millimètres avant leur terminaison finale et sont polies avec différentes grosseurs de granularité, depuis le plus épais au plus fin. Les types de granularité utilisés consécutivement sont : 600, 1500 puis du papier à grain de 5, 1 et 0.3 μ . Les fibres sont insérées dans un tube qui maintient le polissage perpendiculaire à l'axe de la fibre. Les fibres des télescopes suivant (RaCoon, SanfoiNiloi et MusTang) ont été polies à l'atelier de l'IPNL par Sylvain Vanzetto qui a utilisé dans l'ordre, les épaisseur de granularité 1000, 2400, 4000 puis des disques à diamants RAM 3 μ et HS 1 μ .

Connecteurs optiques

L'alignement des fibres WLS avec les fibres claires, assuré par la qualité du connecteur optique, doit être très précis pour bien centrer la focale et éviter la perte de signal. Les connecteurs en laiton du premier télescope ont été fabriqués à l'atelier de l'IPGP par Karim Mahiouz, figure 4.8(a). Cependant les machines disponibles ne permettaient pas de réaliser ces petites pièces aux précisions requises. Un second modèle a été réalisé en PEEK⁶ avec une machine de précision par l'entreprise Troimeca pour les télescopes suivant, figure 4.8(b) (www.sous-traiter.com/troimeca35). Les fibres WLS sont collées avec du ciment optique ou de l'Araldite[®] dans la partie striée après le polissage, ce composant est inséré et collé dans les barreaux de scintillateur. La fibre claire est collée de la même manière à l'intérieur du petit obus et le capuchon vissé sur la partie striée permet de mettre les deux fibres centrées en contact.

Cookie et photomultiplicateur

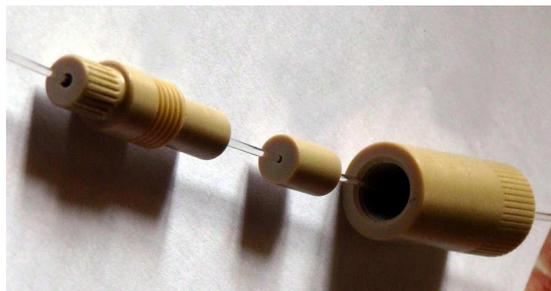
Le signal lumineux provenant des 32 barreaux de scintillateur d'une matrice est converti en signal électrique. Les 32 fibres claires sont guidées par un cookie où elles sont rangées et connectées aux pixels du photomultiplicateur, figure 4.9. Les fibres sont organisées suivant une matrice 8 \times 8 et collées au cookie avec de l'Araldite[®]. Pour les matrices 16 \times 16, 32 barreaux doivent être reliés au photomultiplicateur qui possède 64 canaux, il est donc possible de faire correspondre un pixel sur deux du photomultiplicateur aux barreaux. Ce qui permet de distinguer d'éventuels événements détectés simultanément sur des barreaux, d'une diaphonie du signal sur un pixel voisin du photomultiplicateur. Le cookie est fabriqué en PEEK noir et

5. L'ouverture numérique d'une fibre optique caractérise le cône d'acceptance de la fibre : si un rayon lumineux tente de pénétrer la fibre provenant de ce cône, alors le rayon sera guidé par réflexion totale à l'intérieur de la fibre ; dans le cas contraire, le rayon ne sera pas guidé.

6. Le PEEK, pour PolyEtherEtherKetone est un matériau plastique thermostable.



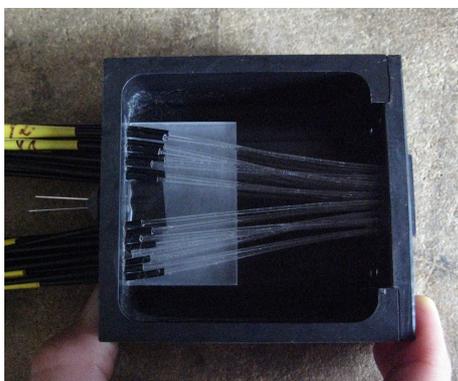
(a) Modèle de connecteur optique en laiton.



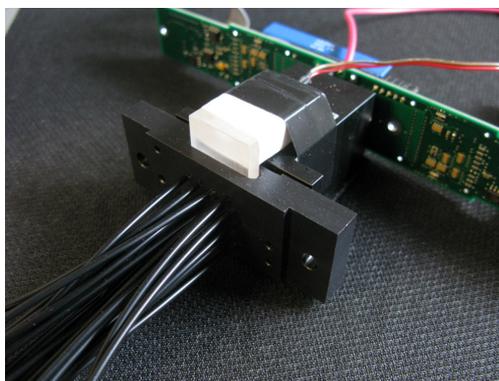
(b) Connecteur optique actuel en PEEK .

FIGURE 4.8 – Connecteurs optique, la fibre WLS arrive à gauche et est collée dans le composant strié après polissage.

doit maintenir l'absence de lumière dans les fibres claires et au niveau de leur connexion avec le photomultiplicateur.



(a) Première génération de cookie avec les fibres claires dénudées à l'intérieur de la boîte afin de pouvoir recevoir la lumière d'une LED avec laquelle sont calibrés les gains des pixels du photomultiplicateur.



(b) Seconde génération de cookie plus compacte avec un passage pour la LED en blanc. Les fibres claires dans leur gaine arrivent à gauche, et derrière le cookie on distingue le photomultiplicateur connecté à sa carte de lecture.

FIGURE 4.9 – Cookie positionnant les fibres claires pour les connecter au photomultiplicateur.

Le photomultiplicateur utilisé, Hamamatsu H8804, possède 64 canaux, une résolution temporelle de 25 ns et fonctionne pour des longueurs d'onde comprises entre 300 et 650 nm. La réponse spectrale typique est représentée figure 4.10 (Hamamatsu, 2007).

Le système d'acquisition, issu de l'expérience OPERA, est intégralement repris et conditionné pour supporter les conditions de terrain. Le photomultiplicateur est connecté aux cartes d'acquisition qui marquent le temps de détection de chaque événement ainsi que le numéro de pixel du photomultiplicateur, auquel correspond un barreau de scintillateur. Elles enregistrent également l'intensité du signal détecté correspondant à la perte d'énergie de la particule qui a interagi avec le détecteur. Les données sont ensuite transmises à la carte mère qui sélectionne et trie les données enregistrées par l'ordinateur et analysées par la suite. Le système de lecture des télescopes est repris dans l'article inséré dans la section 4.6.

4.4.2 Assemblage du détecteur

Nous avons entièrement construit nos télescopes et réalisé toutes les étapes du protocole de construction, mis à part deux d'entre elles, particulièrement délicates, et que nous avons préférées sous-traiter : la conception des connecteurs optiques et le polissage des fibres optiques. Il était en effet important pour établir le protocole de fabrication de réaliser nous-mêmes les

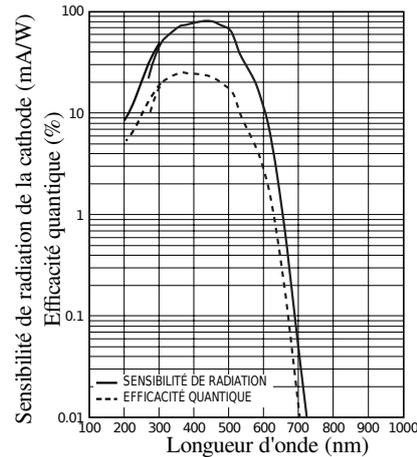


FIGURE 4.10 – Réponse spectrale du photomultiplicateur Hamamatsu H8804, le pic de longueur d’onde se trouve à 420 nm et la sensibilité de radiation de la cathode est supérieure à 50% entre 300 et 520 nm (Hamamatsu, 2007).

prototypes afin d’évaluer les éventuelles difficultés et trouver des solutions aux divers soucis que nous avons pu rencontrer. Nous avons ainsi pu garder une grande flexibilité et modifier, au fur et à mesure que nous construisions les capteurs, la méthode de fabrication. La conception des détecteurs a été réalisée suite aux nombreuses discussions que nous avons pu avoir avec plusieurs techniciens et ingénieurs en mécanique et en électronique. Leurs suggestions et leur aide nous ont été très bénéfiques pour la construction en atelier et l’installation des télescopes sur le terrain.

Lors de l’assemblage du télescope, les barreaux de scintillateur traversés par les fibres WLS sont collés avec un ruban adhésif à des plaques d’aluminium pour former un plan de 16 barreaux parallèles. Ce ruban adhésif Varitape[®], large de 40 cm est coupé à une longueur de 80 cm, il a une épaisseur d’environ 0.5 mm, mousseux, il permet d’absorber les chocs légers durant le transport. Sur le premier plan de barreaux qui détermine la position en X des pixels, est collée une seconde plaque d’aluminium sur laquelle sont fixés les 16 barreaux du plan qui référence la position en Y. Le plan a donc une surface de 0.64 m² pour des pixels de 5 × 5 cm². L’épaisseur des barreaux est de 1 cm et celle de chaque plaque d’aluminium est de 1.5 mm. Avec la mousse intercalée, l’épaisseur totale de chaque matrice mesure donc environ 27 mm. Chaque matrice constitue une planche rigide, pesant 25 kg. Elles sont ensuite placées dans des caisses pour les positionner sur la structure de support des télescopes. Le protocole de fabrication des matrices est illustré étape par étape figure 4.11.

Les barreaux de scintillateurs sont isolés de la pollution lumineuse par les tôles d’aluminium. Les tôles extérieures sont légèrement plus grandes que les plans de scintillateurs, elles ont une surface de 80.8 × 80.8 cm² au lieu de 80 × 80 cm². Ceci permet de couler la résine noire, Axson[®] tout autour des plans pour isoler les bords des scintillateurs de la lumière. Comme elles sont installées pour plusieurs mois sur le terrain dans un environnement qui peut être très humide et éventuellement chargé de gaz acides oxydants, les plaques d’aluminium sont choisies anodisées pour les protéger de l’érosion. Un ruban adhésif cuivré relie les trois plaques d’aluminium au même potentiel pour éviter des effets capacitifs.

4.5 Installation de capteurs sur le terrain

La masse totale d’un capteur installé sur le terrain est de 800 kg. Il peut être démonté en modules dont le poids maximal est de 50 kg, ce qui facilite les manipulations. Une centrale



FIGURE 4.11 – Les barres de scintillateur sont fixées parallèlement sur une plaque d'aluminium avec du ruban adhésif (photos 1 et 2). Sur le premier plan est placée une seconde plaque d'aluminium (photos 3 et 4) sur laquelle repose le deuxième plan de scintillateurs (photo 5). Les trois plaques d'aluminium sont reliées au même potentiel avec un ruban adhésif en cuivre (photo 6). La troisième plaque d'aluminium est fixée sur le second plan (photo 7). La matrice est fermée avec de la résine noire pour éviter l'entrée de photons parasites (photo 8).

d'acquisition permet de surveiller les variations des conditions environnementales lors de l'acquisition de données. Ainsi le suivi de la température et l'humidité avec lesquelles on calcule

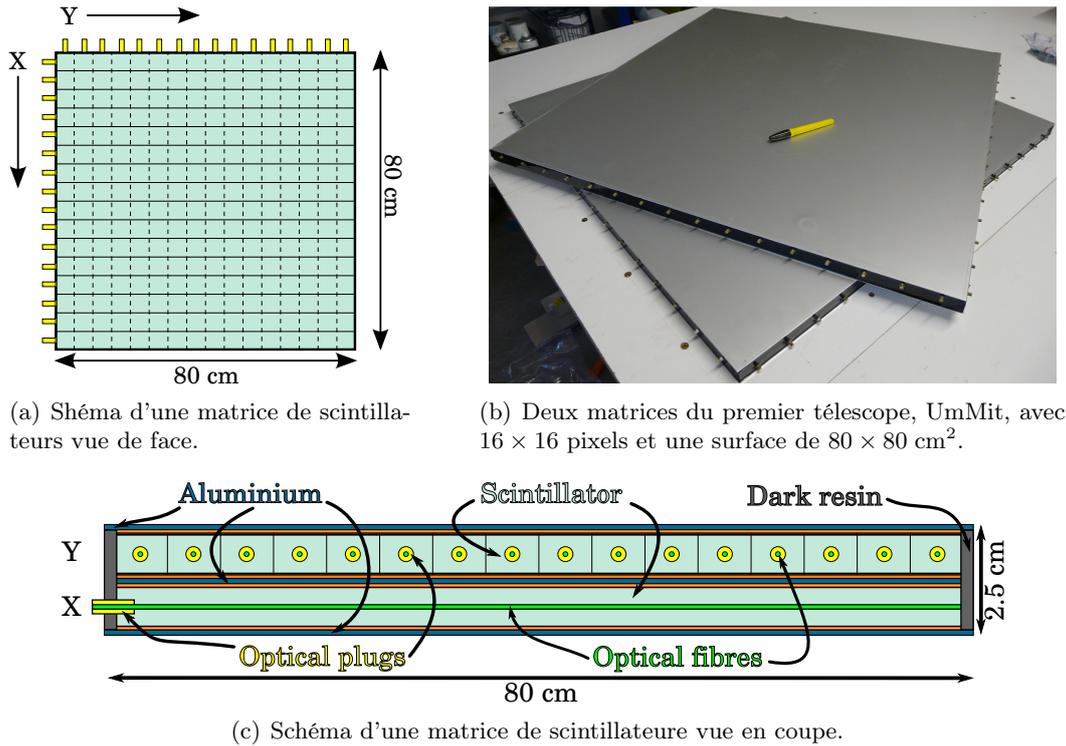


FIGURE 4.12 – Matrices de détection.

le point de rosée, nous informe si nous sommes au-dessus du seuil de formation de gouttes d'eau dans les malles contenant de l'électronique. L'inclinaison du télescope nous permettrait de reconnaître un éventuel basculement du capteur en cas de vent extrêmement violent. Enfin, la surveillance de la consommation du capteur et de la tension d'entrée fournie par les panneaux solaires nous indique quand le soleil n'a pas été suffisamment présent pour recharger les batteries. Dans ce cas, un relais peut être actionné *via* la liaison WiFi pour couper le courant des détecteurs et laisser suffisamment de temps aux batteries pour se recharger avant de poursuivre l'acquisition de données. La consommation électrique totale est de 40 W et il est prévu par la suite de réduire la consommation de certains éléments comme l'ordinateur et la centrale d'acquisition de données environnementales.

Après les tests électroniques effectués dans le laboratoire de l'IPNL, une première validation a été réalisée avec l'installation d'un télescope dans le laboratoire souterrain du Mont Terri en octobre 2009, figure 4.13. L'environnement météorologique y est calme : la température se maintient autour de 12°C en toute saison, l'air est très sec grâce à la présence d'argiles et le vent est absent. De plus, la couverture rocheuse, d'une épaisseur variant entre 300 et 500 m au-dessus du laboratoire permet de filtrer les particules hadroniques et les électrons/positrons du spectre des rayons cosmiques. Ces conditions optimales ont permis de vérifier le bon fonctionnement de notre tout premier télescope, UmMit, malgré quelque pollution électrique présente dans l'alimentation du capteur. Les seuils de détection des événements ont dû être augmentés ce qui n'a pas affecté la qualité du signal détecté. Le taux d'événements détectés se situe bien dans les mêmes ordres de grandeur que ce qui est prédit par les modèles de flux de muons. Cependant le bruit causé par les coïncidences fortuites montrent une amplitude importante par rapport aux variations du flux de muons que l'on cherche à déceler pour distinguer les valeurs de masse volumique. Cette expérience est détaillée dans le chapitre 5.

Suite à cette validation, un second télescope, RaCoon, a été installé au sommet de l'Etna en juin 2010, figure 4.14. Une seule semaine d'acquisition a pu être réalisée. Après un orage,



FIGURE 4.13 – UmMit dans la galerie souterraine du Mont Terri.

le détecteur s'est trouvé fortement endommagé et n'a pu être réparé rapidement. Au début du mois d'octobre 2010, il a fallu démonter le télescope et le redescendre pour entretien : la malle en aluminium contenant l'électronique s'est trouvée oxydée par les gaz corrosifs présents au sommet du volcan, figure 4.14. L'intérieur de la malle est intact. De plus en hiver, l'Etna est couvert de neige et les panneaux solaires qui assurent son alimentation risquent de se retrouver ensevelis.

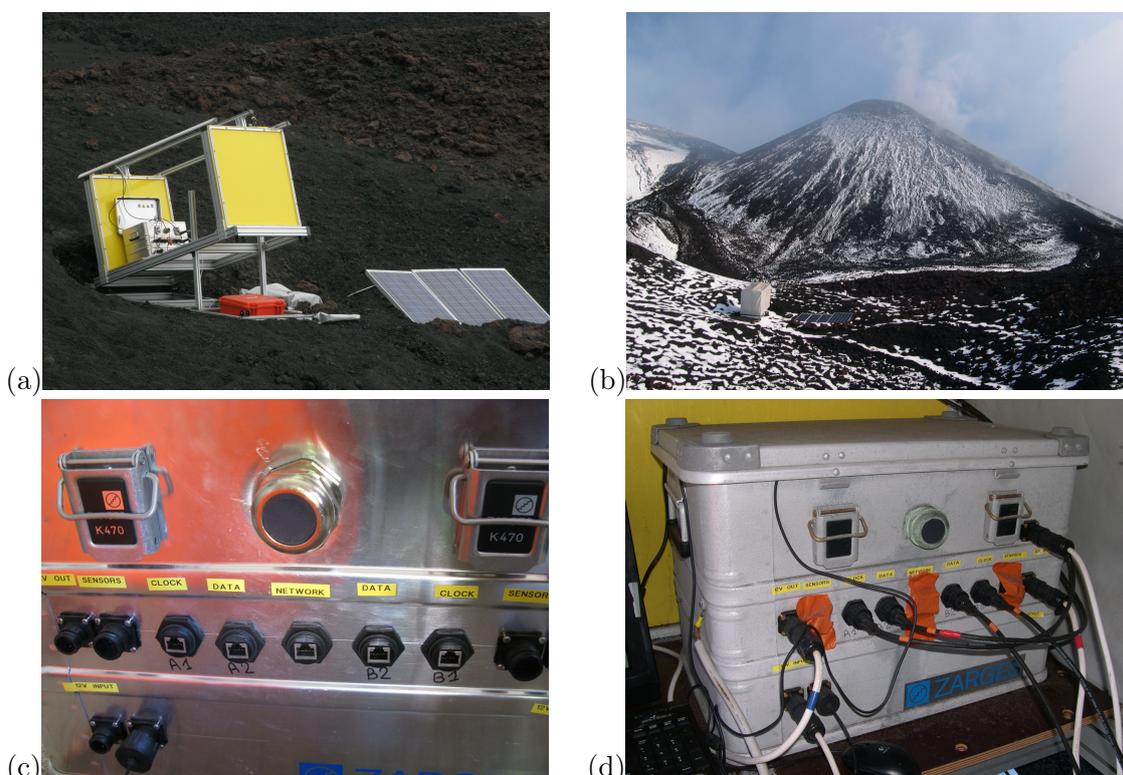


FIGURE 4.14 – RaCoon a été installé sur l'Etna, il possède deux matrices de détection (a). Au début du mois de septembre, il a déjà commencé à neiger sur l'Etna (b). La malle électronique contient l'ordinateur, la multi-prise réseau, l'horloge, la carte de conversion de tension d'alimentation et l'enregistreur de données environnementales (température, humidité, inclinaison, tension d'entrée, courant débité), avant installation sur le terrain (c). Après 3 mois au sommet de l'Etna, les gaz corrosifs ont attaqué l'aluminium à l'extérieur de la malle (d).

RaCoon a ensuite été rapatrié en Bretagne où il a permis de réaliser des tests durant l'été 2011 après une période de remise en état, figure 4.15. Ces tests étudient les moyens de réduction du bruit pour mieux distinguer le signal émis par les muons, annexes B et C. L'effet de l'installation d'une troisième matrice de détections pour réduire le taux de coïncidences fortuites est étudié ainsi que l'influence d'un écran d'absorption sur la réduction du bruit de fond corrélé.



FIGURE 4.15 – RaCoon en acquisition pour des tests à ciel ouvert en Bretagne.

Le troisième télescope, MusTang, installé sur la Soufrière de Guadeloupe en juillet 2010, s'est montré plus vaillant face aux conditions météorologiques pourtant peu clémentes : durant l'hiver il a vu passer une dizaine de cyclones. Le télescope a été installé au sud du dôme, sur le site de Ravine Sud, un des rares sites accessibles en voiture, figure 4.16. Les données acquises ont démontré la fiabilité du détecteur malgré quelques pannes d'alimentation causées par une longue semaine peu ensoleillée. L'analyse des premiers jeux de données a mis en évidence la présence d'un bruit de fond important par rapport au flux de muons attendu. Pour réduire le bruit de fond décorrélié dû aux coïncidences fortuites, une troisième matrice de détection est installée. Un écran absorbant les électrons/positrons peu énergétiques produisant un bruit de fond corrélé est également mis en place contre la matrice milieu. En novembre 2010, de nouvelles acquisitions de calibration ont été réalisées pour tenir compte de ces modifications. En février 2011, le télescope a ensuite été démonté et hélitreuillé jusqu'au site du Rocher Fendu, à l'est du dôme, figure 4.16. Le télescope a alors supporté les vibrations et a redémarré sans difficulté. La mise à la masse de chaque module du télescope (les matrices, la malle électronique, le bâti, les panneaux solaires) empêche toute accumulation de charge électrostatique qui pourrait faire claquer les composants électroniques. Sur la Soufrière, le bon couplage de la masse avec le sol très humide simplifie cette précaution. Cette expérience est décrite dans le chapitre 6.



FIGURE 4.16 – MusTang a tout d’abord été installé au site de Ravine Sud au sud du dôme de la Soufrière, (a). Ce télescope possède trois plans de détection (b). Pour le transporter jusqu’au site du Rocher Fendu, il a fallu le faire hélitreuiller (c). MusTang est maintenant installé contre le Rocher Fendu, où l’antenne WiFi est en liaison directe avec l’observatoire. Les panneaux solaires sont orientés vers le sud et inclinés de 16° (a,b,d).

4.6 Article : Design and Operation of a Field Telescope...

L’article qui suit, soumis à la revue *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, décrit la conception des détecteurs à scintillateur destinés à être installés en terrain difficile. Nous venons de voir de manière détaillée le choix des différents éléments des matrices de détection et leur assemblage. Cet article apporte des informations sur le système de lecture des données réalisée par les cartes d’acquisition. Celles-ci permettent de sélectionner les événements les plus pertinents, susceptibles de correspondre à des muons. Elles affectent aux événements l’instant de détection. Les données sont transmises à l’ordinateur qui n’enregistre que les événements détectés par au moins deux plans. Ainsi, le fichier de sortie contient le temps de détection de l’événement, son numéro, le numéro du photomultiplicateur permettant de reconnaître le plan de détection, le numéro de canal du photomultiplicateur auquel correspond un barreau de la matrice de détection et l’intensité du signal détecté (Girerd *et al.*, 2000; Kodama *et al.*, 2004).

Le choix du photomultiplicateur est discuté et l’apport d’un passage à des compteurs de photons multi-pixels est évalué. En effet, ces capteurs présentent l’avantage d’un signal ayant un excellent rapport sur bruit, cependant ils sont très sensibles aux variations de températures. Leur mise en place sur nos détecteurs destinés à être installés sur le terrain demanderait donc quelques adaptations comme l’installation de cellules Peltier permettant de maintenir

une température constante dans l'enceinte enfermant ces capteurs.

L'adaptation des télescopes à muons au terrain est exposé ici. Ainsi, la structure mécanique devant être robuste est décrite et le choix des capteurs environnementaux permettant de surveiller les conditions d'acquisition est discuté. Les moyens d'alimentation du détecteur et de transmission des données pour un traitement en temps réel sont également indiqués.

Le télescope nécessite une calibration à deux niveaux. La première est liée aux différentes voies des photomultiplicateurs qui doivent être égalisées, une méthode classique et éprouvée est appliquée ici (Bellamy *et al.*, 1994). Le second niveau de calibration est lié à la modélisation de l'acceptance du télescope qui est susceptible d'être affectée par la présence de barreaux de détection de rendements différents. Cet article propose une modélisation qui supprime les barreaux de très mauvaises qualité, l'article suivant propose une méthode d'homogénéisation du signal plus subtile.

Enfin, pour démontrer que nos télescopes enregistrent avec succès un flux de muons même en conditions difficiles, les données acquises au Mont Terri sont comparées aux modèles de flux de muons. Ces premières acquisitions ont été réalisées dans l'objectif de valider le protocole de fabrication des capteurs à partir du suivi de la stabilité temporelle des différents composants, comme les barres de scintillateurs, les photomultiplicateurs, les différentes cartes électroniques, l'ordinateur et les sources d'énergie.

Design and Operation of a Field Telescope for Cosmic Ray Geophysical Tomography

N. Lesparre^{a,*}, J. Marteau^b, Y. Déclais^b, D. Gibert^a, B. Carlus^b, F. Nicollin^c, B. Kergosien^c

^a*Institut de Physique du Globe de Paris (UMR CNRS 7154), Sorbonne Paris Cité, Paris, France.*

^b*Institut de Physique Nucléaire de Lyon (UMR CNRS-IN2P3 5822), Université Lyon 1, Lyon, France.*

^c*Géosciences Rennes (CNRS UMR 6118), Université Rennes 1, Bât. 15 Campus de Beaulieu, 35042 Rennes cedex, France.*

Abstract

The cosmic ray muon tomography gives an access to the density structure of geological targets. In the present article we describe a muon telescope adapted to harsh environmental conditions. In particular the design optimizes the total weight and power consumption to ease the deployment and increase the autonomy of the detector. The muon telescopes consist of at least two scintillator detection matrices readout by photosensors via optical fibres. Two photosensor options have been studied. The baseline option foresees one multianode photomultiplier (MAPM) per matrix. A second option using one multipixel photon counter (MPPC) per bar is under development. The readout electronics and data acquisition system developed for both options are detailed. We present first data obtained in an underground test site, faced with a muon flux model. A three planes of detection telescope is also acquiring on La Soufrière of Guadeloupe volcano, where the meteorological conditions are particularly tough with a high humidity level and recurrent heavy rains.

Keywords: cosmic rays, muon, volcano, tomography, telescope

PACS: 14.60.-z, 95.55.Vj, 91.40.-k, 93.85.-q

1. Introduction

The abundance and the large energy range of the atmospheric muons [1], combined with the fact that the muons interact only weakly with matter, make them an appropriate probe for attempting tomographies of kilometer scale geological objects [2]. The attenuation of the flux of muons propagating through geological layers [1] provides information on the averaged density along the muon trajectories inside the rock volume [3].

Muon radiography has first been applied in the seventies for archaeological investigations in the Egyptian Chephren pyramid [4]. Soon later, theoretical considerations on the feasibility of muon radiography in mining engineering appeared in the geophysical literature [5]. The idea of muon radiography in volcanic studies first appeared in 1993 [6, 7] and further development in a detector design and a data analysis method has been worked out [8, 9]. The first muon radiography of a volcano was obtained in 2005 with an emulsion chamber experiment [10]. These pioneering studies, soon followed by further experiments, aimed at detecting both spatial and temporal variations of density inside volcanoes [11–14].

We develop cosmic ray telescopes designed for imaging geological targets with a thickness of rock between 50 and

1500 m. The detection time from each measurement location has to remain less than six months, to construct in a few years a tomography of the object. This method allows the detection of objects with a spatial resolution between 10 and 40 m, for telescopes with an angular resolution of about 0.1 rad. The density variations detectable with such a method could be as low as 3%, depending on the rock opacity as well as on the respective sizes of the target and the heterogeneities. To control the telescopes' bars efficiency some first acquisitions have to be realised in open sky and in a well-known environment (with a simplified geology and a geometry already constrained), this allowing their set-up validation.

The attenuation, from which the opacity is deduced, is determined by comparing the muon flux, I , measured after crossing the geological target to the incident flux, I_0 , measured in open sky condition at a same altitude and for the same zenith angles. These muon flux, expressed in ($\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$), correspond to the integration of the muon energy spectra Φ over the energy between the muon minimum energy to reach the sensor E_{min} and the infinite. Obviously, a very precise estimate of Φ is of a critical importance for it directly influences the measurement of the attenuation in the geological body. To deduce the flux attenuation, some Φ models, proposed by different authors, are computed but due to their yet strong uncertainty, the experimental flux measured in open sky condition for each experiment should also be used to derive the attenuation [15].

The feasibility of muon radiography is now well estab-

*Corresponding author

Email addresses: lesparre@ipgp.fr (N. Lesparre),
marteau@ipnl.in2p3.fr (J. Marteau), declais@ipnl.in2p3.fr (Y.
Déclais), gibert@ipgp.fr (D. Gibert), carlus@ipnl.in2p3.fr (B.
Carlus), florence.nicollin@univ-rennes1.fr (F. Nicollin),
bruno.kergosien@univ-rennes1.fr (B. Kergosien)

lished and the present challenge is to perform full 3D tomography by placing muon telescopes all around the geological target to obtain the multi-directional ray coverage necessary to solve the inverse problem of 3D tomography [16]. A first study of this kind was recently performed by [17]. This objective poses a number of practical problems because many geological targets of interest are explosive volcanoes and unstable steep topography located in remote tropical areas with harsh environmental conditions [18].

In the present paper, we describe cosmic ray telescopes designed for such field environment. These telescopes are intended to operate on tropical volcanoes like La Soufrière of Guadeloupe with a relative humidity higher than 95%, heavy rains and strong winds. Most telescope locations are far from roads and power lines, and the total weight and power consumption must be low enough to allow both helicopter hauling and solar panel powering. The paper is organized as follows. The detection system is described in the Section 2 followed by a description of the data acquisition chain. Next, the mechanical frame and the field conditioning equipments (wireless links, solar panels) are presented. The paper concludes with a discussion of the data recorded in open sky conditions.

2. Detection system

2.1. Scintillator bars, wavelength shifting optical fibres and optical plugs

Different detection techniques are available : emulsions [11], resistive plate chambers [19], micromegas [20], scintillators [21]. We retained the scintillator bars option to build the detection matrices since plastic scintillators are known to be robust, light, low-cost detectors particularly well suited to field conditions and actually used for most studies on volcanoes [10, 18, 22]. Furthermore, scintillators allow the use of the compact OPERA data acquisition system described later in the present paper.

The scintillator bars were provided by the Fermi national accelerator laboratory. They have a rectangular cross-section of $5 \times 1 \text{ cm}^2$ and are co-extruded with a TiO_2 reflective coating and a 1.5 mm diameter central duct to host an optical fibre for light collection [21]. The scintillator is made of polystyrene mixed with a dopant (1% PPO and 0.03% POPOP) increasing the signal produced by the ionizing particles and a fluorescent compound emitting in the blue waveband [23]. The transmittance spectrum of the scintillator strips shows an absorption cut-off at about 400 nm and an emission peak at 420 nm [21, 24]. The rugedness of the coating allows a direct application of glue on the strips to assemble them [25]. The extremities of the strips are free of coating and covered with a white reflective paint (Bicron BC-620) to increase the light yield [26].

The photons produced in a scintillator bar are collected by a wavelength shifting (WLS) optical fibre (Bicron BCF 91A MC) glued with an optical cement (Bicron BC-600)

in the central duct of the bar. The fibre has absorption and emission peaks at 430 and 495 nm respectively due to the action of the fluorescent dopant contained in the core. The optical cement has a refractive index of 1.56, the core (polystyrene) and the clad (acrylic) of the WLS fibre have a refractive index of 1.6 and 1.4 respectively.

The WLS fibres are only polished at one end since their length (0.8, 1.2 or 1.6 m) is short compared to the light attenuation length (approximately 10 m). This extremity of the fibre is glued in an optical plug itself glued in the scintillator bar. A plug counts three elements (Fig. 1) machined in PEEK (PolyEtherEtherKetone) material and designed to receive either a clear optic fibre (Bicron BCF-98 MC) or a Multi-Pixel Photon Counter (see Section 2.3).

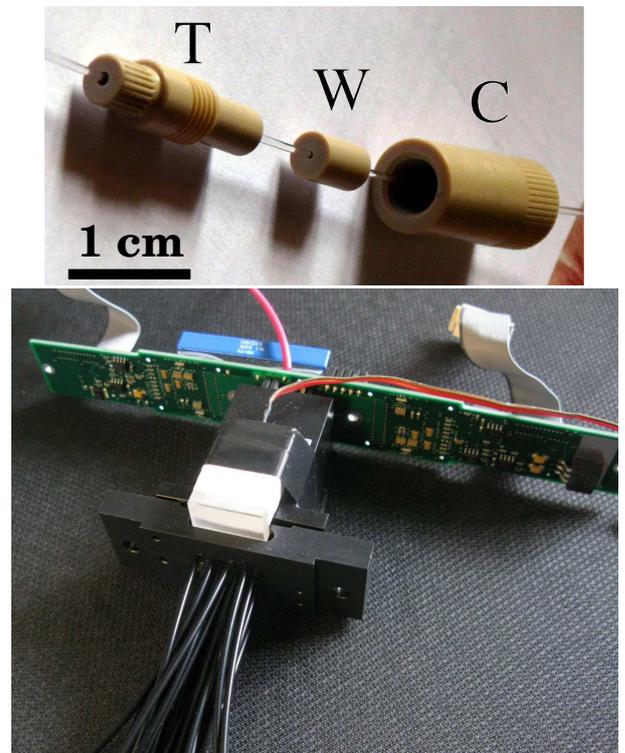


Figure 1: Top: the three parts of an optical plug: part (T) receives the WLS fibre and its grooved end is inserted and glued in the scintillator bar. The clear fibre is glued in the small "whiz-bang" (W), and the cap (C) is screwed on part (T) to maintain the polished ends of the WLS and clear fibres face to face. Bottom: view of the clear fibres glued in the cookie fixed in front of the MAPM window. The transparent acrylic piece fixed on the cookie contains the LED used to calibrate the MAPM channels. The front end board is also visible.

2.2. Matrices of scintillator bars

The scintillator bars described above are aligned in the orthogonal X and Y directions to form a checker-board arrangement constituting a matrix whose $5 \times 5 \text{ cm}^2$ pixels are defined as the intersections of the X and Y bars (Fig. 2). We built such matrices with 16×16 and 24×32 pixels respectively. The smaller matrices with a size of $0.8 \times 0.8 = 0.64 \text{ m}^2$ were the first built to validate the manufacturing

procedure. The larger matrices offer a larger detection area which reduces the acquisition time for a given angular resolution [15].

The two X and Y scintillator layers are encapsulated by 1.5 mm thick anodised aluminium plates. The four edges of the matrix are filled with a black polyurethane resin (Axson RE-11820-95) to form a compact self-supporting rigid board protected against light and humidity (Fig. 2). The three aluminium sheets are grounded with a common copper adhesive tape to avoid capacitor phenomena. The total thickness of a matrix is of about 26 mm for a weight of 25 kg for a 16×16 matrix. One telescope contains at least two matrices (Fig. 3) to define the trajectory of a detected particle from the pixels fired on each matrix. The total aperture angle and the angular resolution of the telescope may be adjusted by changing the distance between the matrices. For instance, for distances of 90, 115 and 150 cm, the total aperture angular are of 1.5, 1.2 and 1.0 rad for angular resolutions of 111, 87 and 66 mrad respectively.

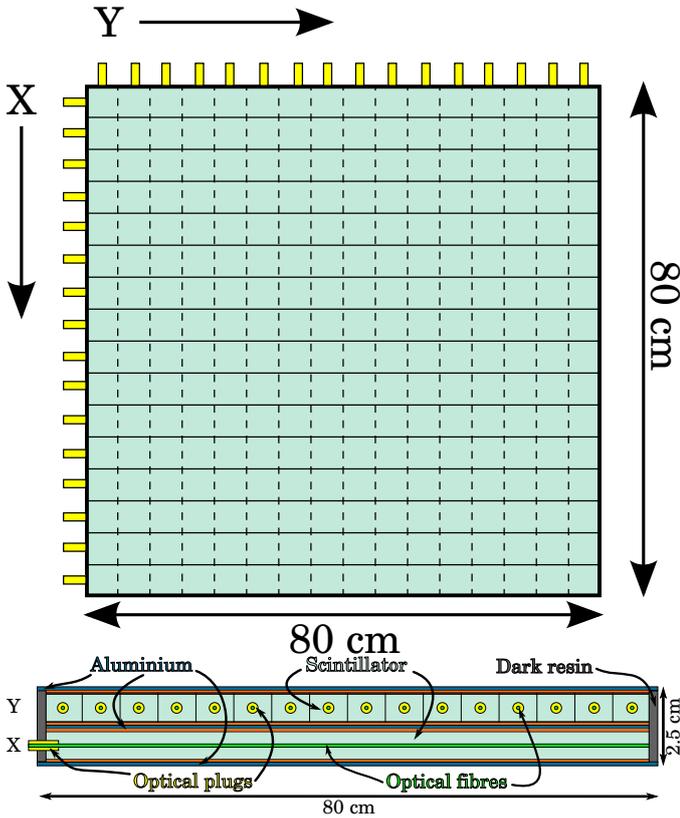


Figure 2: Top: schematic view of a matrix with 16×16 pixels, an area of $0.8 \times 0.8 = 0.64 \text{ m}^2$ and one optical plug at one extremity of each bar. Bottom: cross-section view.

2.3. Photomultipliers and cookie

Two types of photomultipliers may be adapted to the matrices. The first type is a 64-channels Multi-Anode PhotoMultiplier (MAPM) connected to the matrix bars

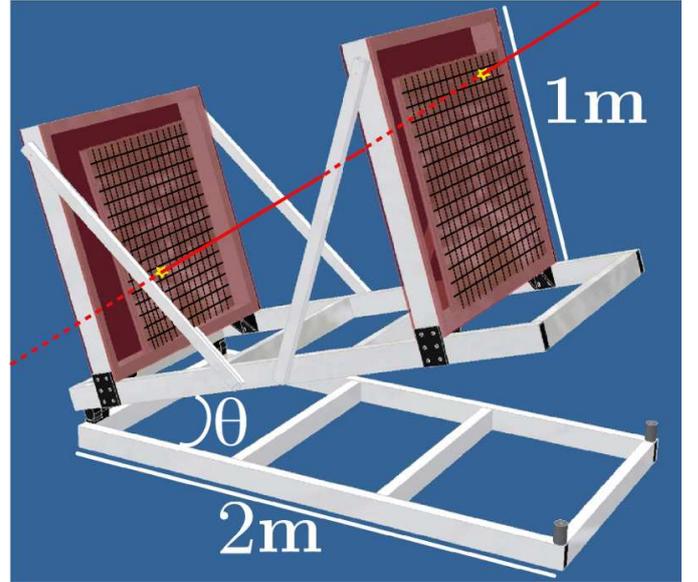


Figure 3: Schematic view of a muon telescope equipped with two matrices with 16×16 pixels.

through clear optical fibres, and the second type is for Multi-Pixel Photon Counter (MPPC or Silicon PM, SiPM) directly connected onto the optical plugs of the scintillator bars.

MAPM requires clear optical fibres connection to guide the light from the scintillator bars to the sensor's entrance window. Depending on the size of the matrix, up to 64 fibres may be glued in a dedicated cookie which insures the fibre-to-pixel alignment (Fig. 1 bottom). The clear fibres are covered with a black coat to insure light tightness. The cookie is machined in black PEEK and contains a light diffusing system with a LED to calibrate in-situ the MAPM response. Although the use of optical grease (Nuclear Enterprise NE588) increases the coupling by up to 20%, the large time-variations and larger gain non-uniformity which have been observed lead us to prefer a direct contact between the MAPM external window and the cookie.

Our first telescopes are readout with MAPMs (Hamamatsu H8804-mod1) compatible with the data acquisition system already developed for the OPERA Target Tracker experiment [28]. The MAPM has a time resolution between 2 and 5 ns and a spectral response ranging from 300 and 650 nm, Table 1. The MAPM survival rate is of 100%, their gain and pedestal variations measured on field are lower than 10% and 1% respectively (Fig. 4). Two upgraded versions of this MAPM have been tested and/or used: H8804-mod5 (similar to H8804-mod1 but for the pinout) and H8804-200mod5 with a so-called extended photocathode leading to an increase of quantum efficiency up to 30% (Fig. 5).

The MPPCs (Hamamatsu S10362-11 series ref. 050C and 100C) have very attractive performances in terms of

Table 1: Characteristics of the Hamamatsu’s H8804 MAPM and S10362-11 MPPC.

Hamamatsu H8804 MAPM
Photocathode material: bialkali
Window material: borosilicate
Spectral response: 300 – 650 nm
Wavelength of maximum response: 420 nm
Typical quantum efficiency: 16%
Number of dynode stages: 12
Anode size: $2 \times 2 \text{ mm}^2$
Maximum supply voltage between anode and cathode: 1000 V
Gain at 800 V: 3.0×10^5
Cross talk (with 1 mm optical fibre): 2%
Uniformity among all anodes: 1 : 3
Hamamatsu S10362-11 MPPC
Spectral response: 320 – 900 nm
Wavelength of maximum response: 440 nm
Photon detection efficiency: 50% (including cross-talk and after pulses)
Number of pixels: 400
Pixel size: $50 \times 50 \mu\text{m}^2$
Effective active area: $1 \times 1 \text{ mm}^2$
Operating voltage: $70 \pm 10 \text{ V}$
Gain at nominal voltage: 7.5×10^5
Dark count: 400 kcps

low light level detection, single photon sensitivity and photon number resolution power. Their form factor and ceramic packaging are optimal for the coupling to scintillator (Fig. 6). They fit into the optical plugs originally designed for the clear fibres used in the MAPM option (Fig. 1). Their main features are summarized in Table 1.

The use of MPPC allows to improve the signal to noise ratio and therefore the muon detection efficiency. The matrix design is also simplified since clear fibres are no more necessary. This is clear advantage during all transportation phases where vibrations may damage the fibres or weaken the optical connections. Moreover, no cross-talk is generated at the photomultiplier level. The dark count rate and the thermal fluctuations of the MPPC performances are the most critical features for this type of sensor. While the dark count rate may be controlled by setting a large enough threshold, the thermal fluctuations may be more difficult to reduce in outdoor environments. As an example the dark count rate may double every 9°C approximately and high temperature/humidity may affect the device lifetime.

So the main modification to the sensor which has to be performed is the integration of Peltier cells to ensure the temperature stability inside the enclosure containing the MPPCs and a feedback loop in the electronics to finely adjust the bias voltage according to the changes in temperature. The MPPC option is currently under final validation, see for instance the developments in the electronics readout in the next Section. A MPPC matrix is currently

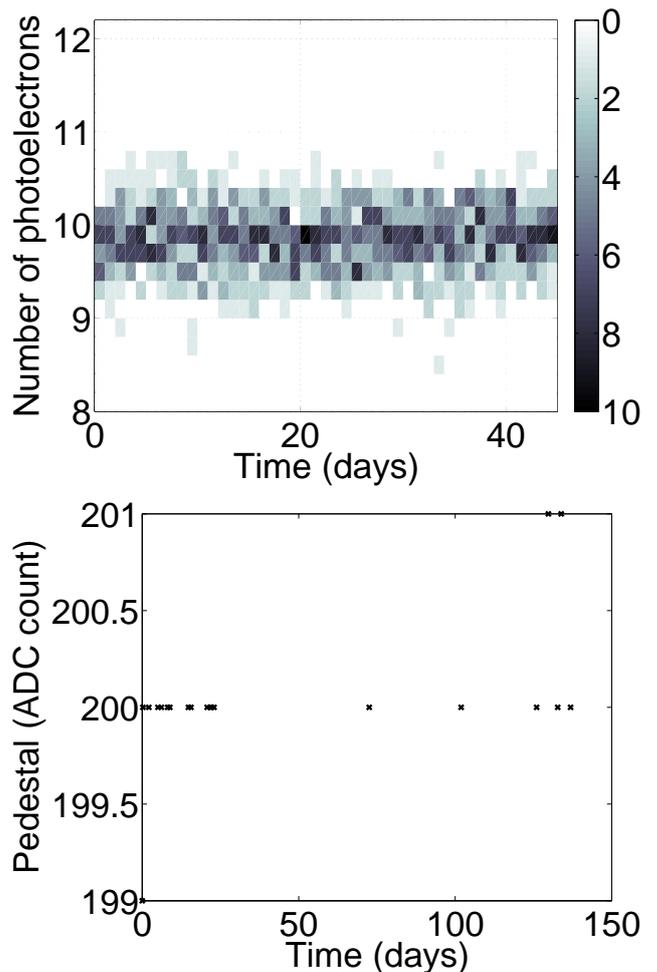


Figure 4: MAPM stability with time on field. Top: distribution of one MAPM channel gain with time. The gain is expressed in units of photo-electrons recorded for a crossing minimum ionising particle. Bottom: variation of the MAPM pedestals with time.

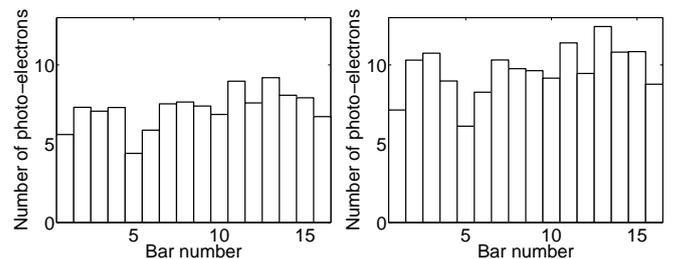


Figure 5: Light yield comparison for a telescope plane readout with a standard MAPM (mod5, left) and a "extended photocathode" MAPM (200-mod5, right), expressed in number of photo-electrons recorded for a crossing minimum ionising particle.

used for tests in our laboratories and we foresee to include progressively MPPC matrices in our telescopes, first with MAPM matrices (hybrid option) to compare the perform-

ances between the two readout options and then as unique detection device.



Figure 6: Picture of a ceramic packaged MPPC.

3. Readout system

The global data acquisition system is built as a network of "smart sensors". The MAPM data are collected by two multichannel front-end chips, then digitized and pre-processed by an Ethernet Controller Module (ECM) plugged on a Controller Mother Board (CMB) (Fig. 7). The same type of architecture is also valid for the MPPC option where only the front-end stage has to be adapted. The data acquisition system performs the detector configuration, the monitoring, the event building and data transfer to the on-board computer. The distributed client/server software is based on the Common Object Request Broker Architecture (CORBA) standard which is a well-known object-oriented application (www.corba.org). Since the telescope is running in triggerless mode, event timestamp accuracy is a critical issue. A clock broadcasting system synchronizes all sensors with a common clock unit regulated by GPS.

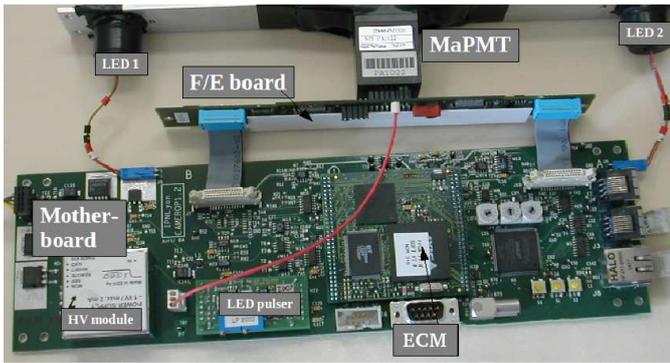


Figure 7: Readout system for MAPM. The front-end board, connecting the MAPM, has two multichannel chips for the trigger generation and the signal readout. The mother-board hosts the Ethernet Controller Module, the High Voltage module, the LED pulser system and the clock readout devices.

3.1. Front-end Board

Each photomultiplier is read out by two multichannel front-end chips, one for each direction X and Y . They were designed in the AMS BiCMOS $0.8 \mu\text{m}$ technology at the Linear Accelerator Laboratory (LAL IN2P3 Orsay,

France) for the OPERA experiment [29] (Fig. 8). Each channel of the chip contains a low-noise variable-gain preamplifier which uses switchable current mirrors with various areas to reach effective gain correction factors ranging from 0 to 3.9. The amplified current enters a standard 2-arms architecture: a *fast shaper arm* for the trigger and a *slow shaper arm* for a precise charge measurement.

The fast shaper has a typical gain of 2.5 V/pC , a peaking time around 10 ns , and it is followed by a comparator with a threshold set externally. When the threshold is exceeded on at least one channel, the trigger initiates the charge read out in the slow shaper arm. The trigger efficiency is 100% at 1/10th of photo-electron. Due to the harsher conditions with respect to power supplies and ground connections on field, we operate the telescope with a threshold equivalent to 1 photo-electron while the calibration tests in the laboratory were performed with lower thresholds (typically 0.3 photo-electron).

The slow shaper has a gain of 120 mV/pC , a peaking time of 160 ns , and the linearity of the charge measurement is better than 2% over the full dynamic range (1 – 100 photo-electrons). The charges are stored in 2 pF capacitors and the channels are sequentially readout at a frequency of 5 MHz . A total time of $12.8 \mu\text{s}$ is required to readout a MAPM after reception of a trigger, setting the dead-time scale of each telescope plane. The chip consumption is about 150 mW/pC for 32 channels and the electronic cross-talk has been measured to be negligible with respect to optical cross-talk which is around 2%.

The two multichannel front-end chips are located on a single front-end board which also receives the MAPM plugged on a 8×8 matrix. Four independent pins are for high voltage and ground connection. The connections to the CMB are made through two 26-pins flat cables for both the analogue and digital I/O and a shielded cable is used for the high voltage.

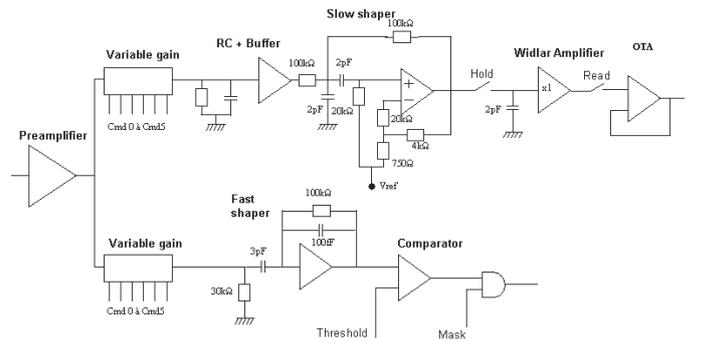


Figure 8: Architecture of one channel of a front-end chip.

3.2. Ethernet Controller Mezzanine and Controller Mother Board

The core of the data acquisition system is the ECM, connected to the CMB [30, 31]. It includes a sequencer (FPGA from the Cyclone ALTERA family), an external

FIFO and a microprocessor (ETRAX 100lx from AXIS, www.axis.com) with an Ethernet interface. The FPGA performs the sequencing of the readout (clocks, R/O registers, digital I/O), the local data pre-processing (zero suppression, external trigger on request), the event time stamping via a local fine counter cycling at 100 MHz and synchronized with the global distributed clock, and the data transfer to the external FIFO. The microprocessor accesses the data from this FIFO for further processing, formatting and data transfer. It is a 32-bit RISC CPU with a Linux 2.4 operating system mounted in a multi-chip module with: an Ethernet transceiver (supporting rates up to 200 Mbits/s), a 4 Mbytes flash memory card, and a 16 Mbytes SDRAM. The trigger architecture is described below. Each retained event contains the signal intensity (in ADC counts), the timestamp (10 ns accuracy) and the X and Y coordinates of the interaction. The readout is running continuously, data are processed and filtered online and stored locally.

The module (ISEG BPn-10-165-12K, www.iseg-hv.com) providing the high voltage required by the MAPM is also located on the CMB to avoid an external high voltage line. The output voltage is adjustable from 0 to -100 V via an external control voltage with a range of $0 - 5$ V and an accuracy of $\pm 1\%$. The mean time between failure of the module exceeds 300,000 hours at full load and for a temperature of 25°C . The ripple is less than 0.01% peak-to-peak.

3.3. Dedicated electronics for MPPCs

In order to use the same kind of sensor network for telescopes using MAPM or MPPCs, we developed a dedicated electronics board using the same staged structure (Fig. 9). The front-end stage uses the SPIROC, a MPPC Integrated ReadOut Chip, developed at LAL [32]. The first version foresees only the use of the preamplifier, trigger and shaper stages of the chip. The connector visible on the left side of Fig. 9 is for the connections with the MPPCs. A common bias voltage is distributed through a serial connector. The SPIROC chip and the ECM are placed in the middle of the board. The MPPC readout system is fully compatible with the MAPM option, both sensors being seen as nodes of the Ethernet network. The readout sequences are obviously the same as well as the data format. This development strategy will allow a detailed cross-check of both options when the MPPC system will be mature enough to be integrated on a field telescope.

3.4. Clock distribution system

A global common clock is necessary to synchronize all nodes of the distributed system. The bi-directionality of the system [31] allows the control of the signal reception and the measurement of the propagation time with acknowledgement signals. The clock distribution system starts from the GPS control unit which sends a 20 MHz clock with encoded commands to the distributed sensors



Figure 9: Picture of the complete readout board for the MPPC option.

through a M-LVDS bus. This signal is generated with a precise and stable oscillator and is received/decoded by the clock system unit of each ECM. Each ECM uses a local 100 MHz oscillator which is locked via a standard PLL to the precise clock. These local counters are reset each cycle (1 cycle = 1 second) by a specific signal to avoid relative shifts in time between all sensors connected. After correction of the propagation delays the value of the local fine counters on each sensors is used for the event time stamping, ensuring an overall accuracy of 10 ns well adapted for defining coincident events between the detection planes during the event building phase. The coincidence window for XY coincidence is of 10 ns at maximum, since it represents one clock shot.

3.5. On board computer

The on-board computer is linked via the Ethernet switch to the ECMs and to the WiFi antenna through which it communicates with the outside and acts as a gateway for the whole system. The choice of the hardware was motivated by different considerations and constraints induced by the experiment: its size, field of operation and need of autonomy. The computer has been assembled by eviGroup (www.evi-group.fr) with off-the-shelf components so as to answer to our needs: simplicity and stability, low consumption, use of market standards. Its relevant characteristics are summarized in Table 2. The CPU can be down-clocked to 1 GHz to further reduce power consumption. The operating system is Linux Xubuntu 10.04 "Lucid Lynx" (www.xubuntu.org).

3.6. Trigger and readout scheme

The data acquisition (DAQ) system of each matrix is fully distributed over the local Ethernet network. It involves two major processes: a sensor application (one per sensor) and a DAQ application (one per telescope) for data

Table 2: On-board computer characteristics.

CPU	VIA Esther 1, 2 GHz / RAM 1 Go
Storage	SSD 64 Go (low consumption, robustness)
Ports	2 Ethernet, 2 USB and 1 RS232
Cooling mode	Passive
Consumption	13 W
Tension	5 V
Size	170/124/38 mm

collection and event building. The entire communication scheme between those processes is based upon CORBA architecture, which is a standard for distributed method invocation over a network, in its omniORB implementation (omniorb.sourceforge.net).

The trigger scheme is based on a dual level architecture: L0 (level 0) applied on the individual plane sensors and L1 (level 1) applied online by the DAQ mini-PC to the telescope data collected from all planes. The triggering conditions during a standard run are the following:

- L0: at least 1 channel above 1 photo-electron threshold and at least 1 channel above zero suppression threshold (0.2 photo-electron) in the opposite direction (*i.e.* 1 XY coincidence required in a time of 10 ns)
- L1: majority condition: at least 2 L0 triggers in time coincidence within a typical 100 ns gate.

All the triggering parameters stated above are adjustable online by software.

The on-board computer acts as the server: it runs the DAQ software that periodically interrogates on a per-cycle basis the sensor applications to retrieve the list of hits: these lists are merged and sorted in time, then, an algorithm is applied, looking for time coincidences and possible clustering logic. Specific cuts on hit position, energy, multiplicity may be applied afterwards. Data are then written directly on hard disk. SQLite, a light data base system is used to handle locally all the configuration and calibration parameters of the whole acquisition system (www.sqlite.org). The DAQ application offers as well a graphical user interface to handle the data acquisition telescope. It offers a full access to all sensors for activation/deactivation, calibration and configuration, and at the telescope level, it allows run start/stop and calibration start/stop.

4. Field telescope

4.1. Mechanical structure

The components described in the preceding Sections were assembled into a robust telescope that can be installed in a harsh environment. Generally a telescope includes two matrices as shown Fig. 3, but a three-matrices

arrangement may be useful to better suppress fake tracks made by two charged particles interacting simultaneously with the two matrices of detection [3]. In some other case, thick iron plates with a thickness of at least 2 cm may be necessary to filter electrons [3].

The telescope structure must be adaptable to host these optional equipments and to adjust the distance between the matrices in order to adapt the total angular aperture. Moreover the frame must be modular to facilitate both the transportation and the installation on the field. Accounting for these constrains, the frame of the telescope is built with slotted and anodised aluminium profiles.

A scintillator matrix and its devices (cookie, MAPM, front-end, ECM and power supply) are placed in a single box made with 4 profiles and two 1 mm thick aluminium plates (Fig. 10 left). The interior of the box is painted in black to dump the effects of potential light leaks and the matrix is secured by means of two bars of profile. The total mass of the box amounts to 45 kg for a 16×16 pixels matrix and handles are distributed along the frame for easier manipulation. Water and light tightness is obtained with a seal applied between the aluminium plates and the profiles. Four connectors complying with the IP67 norm are used to ensure power supply and data transfer and a valve equipped with a Gore Tex membrane allows evacuation of water vapour without letting liquid water to penetrate into the box. This simple device proved very efficient to reduce the relative humidity in the box, for instance, on la Soufrière, the relative humidity varies around 70% in the box while it is higher than 95% outside. We checked that the environmental conditions in the box were always above the dew point.

The supporting structure of the telescope is made with the same aluminium profile used for the matrix boxes (Fig. 10 middle) and it is composed of two rectangular rigid frames and of optional bars to support the tarpaulin (Fig. 10 right). The rectangular frames are articulated to fix the inclination of the matrices, and the lower frame can be either equipped with wheels or with adjustable legs suitable for rough topography. Auxiliary anchors may be placed elsewhere on the frames to fix stabilizing cables.

The common electronic devices (on-board computer, data logger, DC-DC converters, Ethernet switch, clock board) are placed in an aluminium case also equipped with a Gore Tex membrane. This box is hermetically closed against water and dust, and its metallic surface is sufficiently large to ensure good thermal dissipation. In practice, the temperature rarely reaches 45° C.

Excepted for the boxes containing the scintillator matrices, the whole telescope may be disassembled in elements of less than 20 kg.

4.2. Environmental Sensors

Several temperature and relative humidity sensors are placed in the matrix and electronic boxes and on the telescope frame to monitor the environmental parameters out-



Figure 10: Left: matrix with open case. Middle: complete telescope at the summit of Mount Etna in Sicily. The dip is 30° and the distance between the two matrices is of 115 cm. Solar conditions there allow single solar unit use. Right: telescope covered with its tarpaulin on La Soufrière of Guadeloupe. Two solar units of 270 W each are mandatory because of cloudy weather.

side and in the different cases, providing the ambient conditions of the electronics. Two inclinometers are placed on the frame to monitor the orientation of the telescope and check that no catastrophic overturn occurred. The voltage of the power supply is also measured to check the efficiency of the accumulator charged by the solar panels.

All data are collected by a data logger (e.Reader from Gantner, www.bgp.fr) which daily sends its data files to the on-board computer through a ftp connexion. In order to reduce its power consumption to 100 mW, the data logger is almost always in sleeping mode and wakes up every 15 minutes to perform data logging.

4.3. Electrical Power and WiFi Link

The overall power consumption of the telescope is of about 35 W (Table 3) and allows the use of solar units to provide electrical energy. Eventually, in an environment where volcanic ash may alter the solar panels, combustible cells may be used as well. The total power of solar units to be installed depends on the meteorological conditions encountered on field. For instance, the cloudy weather generally present on La Soufrière of Guadeloupe implies to apply a security factor of at least 15 to prevent from power failure during long cloudy periods where the solar panels are not efficient enough to refill the accumulators. For this reason, on this volcano, we use two solar units with a maximum power capacity of about 540 W (Fig. 10 right).

WiFi antennas are used to establish a permanent link with the telescope in order to both transfer data and perform a real time monitoring. We use long-range antennas enabling wireless transmission over distance of 40 km (Ubiquiti PS5, www.ubnt.com).

5. Calibration of the telescope response

5.1. Photomultiplier calibration

A first calibration concerns the equalization of the MAPM channels in order to work with a single threshold for all

Table 3: Electrical consumption of the devices.

Component	Consumption W
Acquisition boards	2×7
WiFi antenna	3
On-board computer	13
Ethernet switch	2.5
DC/DC converters	3
Data logger (in wake-up mode)	0.1
Total	≈ 36

channels and therefore simplify the trigger logic. A blue-light LED diffusing system is plugged on the cookie (Fig. 1) to calibrate the MAPM response by a statistical analysis of each MAPM channel spectra, fitted with a Bellamy model [33] which leads to an average 10% accuracy on the parameters value (Fig. 11). The LED system is used both for calibrating each MAPMT, as described in the following, and for monitoring the system stability in situ.

The MAPM response to a light pulse results from both the detection of the emitted photons and the signal amplification. A background thermal noise present even in the darkness disturbs this signal. For high-intensity light pulses, the response, $\mathcal{R}_{\text{MAPM}}$, of a MAPM channel is approximated by,

$$\mathcal{R}_{\text{MAPM}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu(\sigma_1^2 + g_1^2)}} \times \exp\left(-\frac{(x - g_0 - w/\alpha - \mu g_1)^2}{2\mu(\sigma_1^2 + g_1^2)}\right), \quad (1)$$

where g_1 is the average charge at the photomultiplier output when one photo-electron is collected and σ_1 is the standard deviation of the charge distribution. The mean number of photo-electrons collected, μ , is proportional to the light source intensity. g_0 is the pedestal average charge with standard deviation σ_0 . w is the probability of a discrete background noise component with an exponential de-

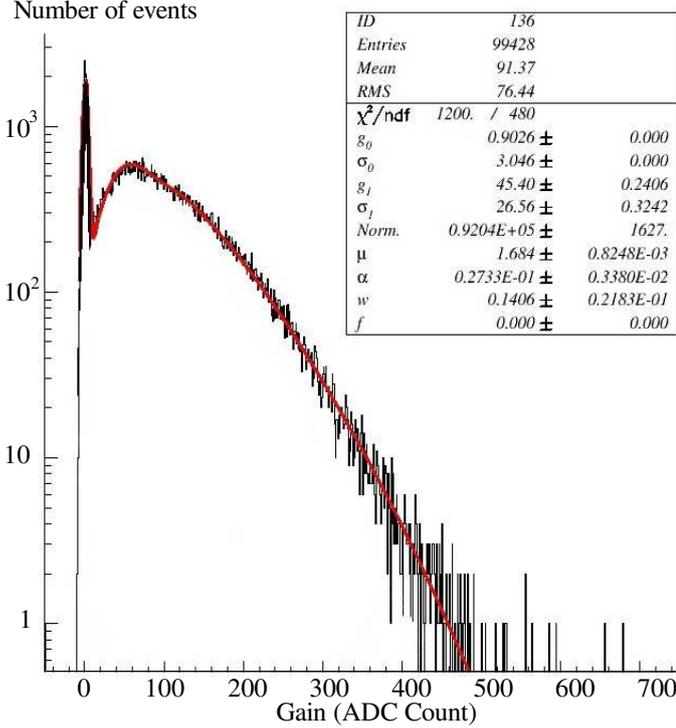


Figure 11: Typical gain distribution on a particular channel. The red curve represents the response signal $\mathcal{R}_{\text{MAPM}}$ to a light pulse whose parameters are defined in the text.

crease coefficient α [33].

The calibration procedure of a MAPM proceeds as follows:

1. LED spectra fitting at HV = -850 V with 1–2 photo-electrons injected on average,
2. identification of the channel(s) with the maximal response (gain),
3. first raw correction of the high voltage to fix the maximal response at 10^6 using a scaling law such as the gain is set proportional to a power law of HV,
4. first determination of $\mathcal{R}_{\text{MAPM}}$ parameters (eq. 1),
5. equalization of the 64 channels and insertion of the shift register parameters in the front-end electronics,
6. LED spectra fitting in this new configuration,
7. second iteration of the procedure if necessary,
8. threshold setting around 0.1 photo-electron, measurement of the dark count rate in auto-triggering mode.

The gain distributions of the 64 MAPM channels before and after the gain equalisation are shown in Fig. 12.

Finally the MAPM is connected to the telescope plane and the counting rate is measured in auto-triggering mode. As the counting rate includes the natural radioactivity and the MAPM dark current of the isolated channels as well as the cosmic rate ($\sim 0.01 \text{ cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$), the software is configured to select only X and Y coincidences (L0 trigger). On field, the trigger rate per channel ranges between 10

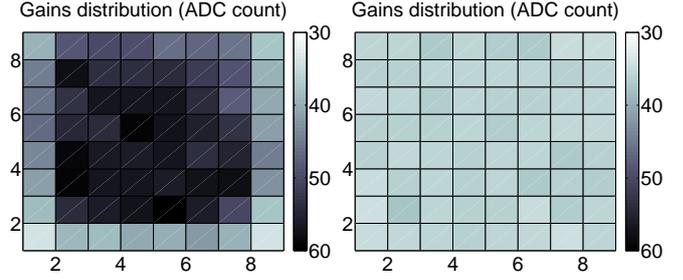


Figure 12: Gains distribution over the 8×8 matrix before (left) and after (right) gain correction.

and 25 Hz. When the L1 trigger is applied (at the telescope level) this trigger rate decreases between 0.27 and 1.67 Hz.

When the photomultipliers of each telescope plane are calibrated, a dedicated cosmic run is started with the planes kept horizontal. The event selection is limited to the most vertical tracks which correspond to particles with a trajectory perpendicular to the planes of detection. The response of the telescope plane to the minimum ionising particles is measured using these vertical events and recorded for future offline data-correction.

The total cross-talk is then measured, it includes all possible sources: electronics, MAPM (coupling between anodes, input window) and cookie-to-MAPM optical coupling. After alignment of the MAPM on the cookie 8% of the total light signal sent on a pixel is shared by the neighbouring channels. Each MAPM pixel has 8 neighbours: 4 with a common side (each receiving about 2% on the total light) and 4 at the corner which have a negligible role. For instance in the 16×16 matrices the clear fibres are connected only every two MAPM pixels so any confusion between cross-talk and multiple events is avoided. In field measurements, despite possible misalignments caused by the transportation vibrations, 3.25% of the total light detected by a pixel is seen by its neighbours.

5.2. Acceptance of the telescope

The trajectory of a detected event is given by the X (i, k) and Y (j, l) coordinates of the two fired pixels belonging to the front ($P_{i,j}^F$) and rear ($P_{k,l}^R$) matrices of detection. All pairs of pixels, $\{P_{i,j}^F, P_{k,l}^R\}$ with the same relative position, $\{m = i - k, n = j - l\}$, share the same average direction, $\mathbf{r}_{m,n}$. The number of muons detected by the telescope for a given direction $\mathbf{r}_{m,n}$ reads,

$$N(\mathbf{r}_{m,n}, \Delta T) = I(\mathbf{r}_{m,n}) \times \Delta T \times \mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n}), \quad (2)$$

where I is the flux of muons given in $\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$, ΔT is the duration of the measurement period, and \mathcal{T} is the telescope acceptance expressed in cm^2sr . The acceptance may be written as,

$$\mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n}) = S(\mathbf{r}_{m,n}) \times \delta\Omega(\mathbf{r}_{m,n}), \quad (3)$$

where S is the detection surface and $\delta\Omega$ is the angular aperture. For a given direction $\mathbf{r}_{m,n}$, S is controlled by the

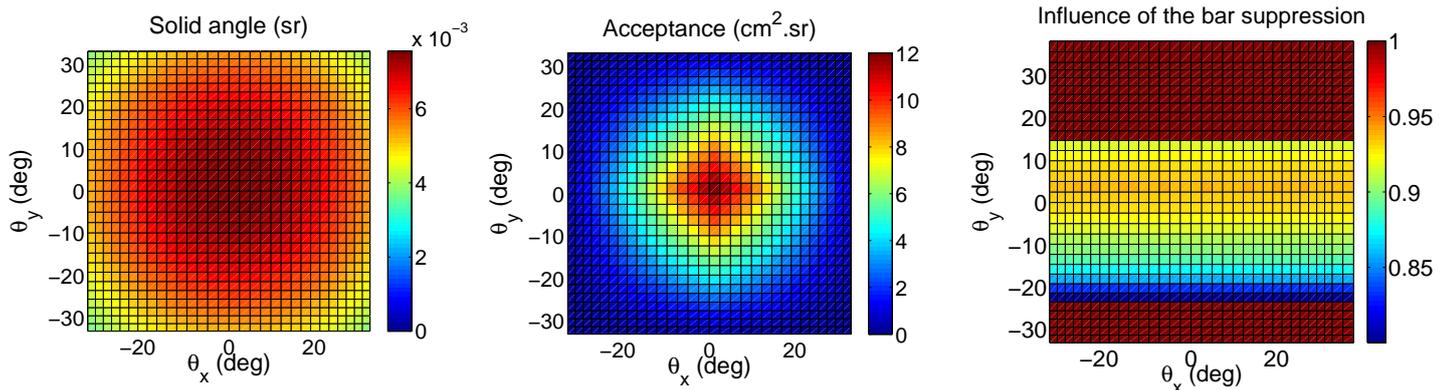


Figure 13: Azimuthal angular properties of a telescope equipped with two 16×16 matrices with pixel size $d = 5$ cm and separated by $D = 115$ cm. Left: angular resolution $\delta\Omega$ for each discrete direction $\mathbf{r}_{m,n}$. Middle: acceptance $\mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n})$. Right: ratio of the corrected acceptance taking into account for the dysfunction of the bar Y12 of the rear matrix on the theoretical acceptance computed with all bars (Fig. 14).

pixel size d and by the number of pairs of pixels having a same $\{m,n\}$ and $\delta\Omega$ depends on the distance D between the matrices and on the distances x_{shift} and y_{shift} corresponding to m and n . Fig. 13 shows the angular aperture and the acceptance for the $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1) = 961$ discrete directions $\mathbf{r}_{m,n}$ of a telescope with two 16×16 matrices separated by $D = 115$ cm, as this shown in Fig. 10. As expected, the acceptance is maximal for the direction $\mathbf{r}_{0,0}$, perpendicular to the matrices, since all pixels contribute to the detection surface which is then maximum. The acceptance is small for a margin corresponding to the directions that most depart from $\mathbf{r}_{0,0}$ and only a fraction of all possible directions of detection will be efficient in practice. With $D = 115$ cm and for the $\mathbf{r}_{0,0}$ direction, the solid angle is about 2×10^{-3} sr, allowing to detect heterogeneities with a size of about 10 m at a distance of 500 m, in a few months. To reduce the detection time, two options increasing the solid angles can be considered: a reduction of the distance between the matrices or a merging of some angles of view in a post-processing to increase the solid angle of detection, both options affect the telescope resolution.

The actual acceptance of a telescope also depends on the efficiency of the scintillator bars forming the matrices. Depending on the quality of optical couplings, a scintillator bar may have a low response (see for example bar Y12 of the rear matrix, Fig. 14).

Having the number N of muons detected for each direction $\mathbf{r}_{m,n}$ during a period ΔT , the integrated flux I reads,

$$I(\mathbf{r}_{m,n}) = \frac{N(\mathbf{r}_{m,n})}{\Delta T \times \mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n})} \quad (\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}). \quad (4)$$

The flux computed with the theoretical acceptance of the telescope (Fig. 13 middle) is shown on the top part of Fig. 15. As expected, this open sky flux varies principally with the zenith angle [2] from $1 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$ to $8.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$, but one can observe several defects affecting the expected circular symmetry originated by the

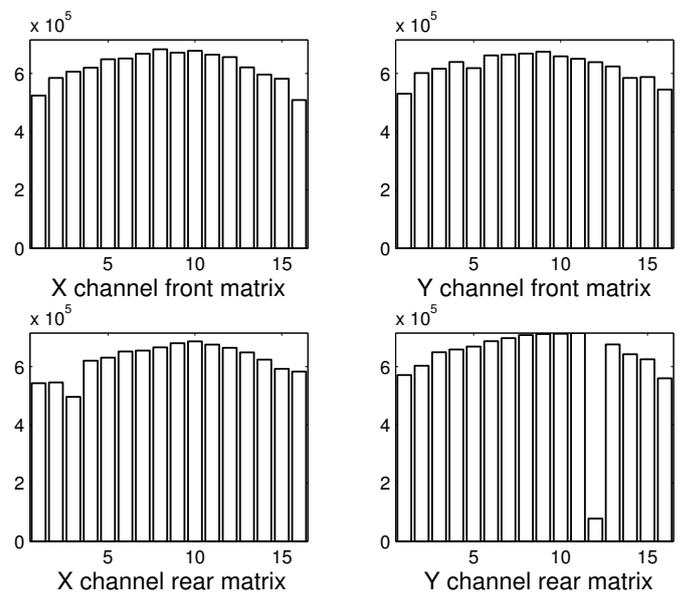


Figure 14: Events distribution detected on the front and rear X and Y planes. The data are collected during 170 hours under a zenith angle of 1.35 and for an azimuth angle of 45.

muon flux invariance with azimuth angles. These defects disappear if the acceptance model takes into account the Y12 bar failure, as shown in the right part of Fig. 13. The corrected muon flux recover its circular symmetry around the zenith as can be observed on the bottom part of Fig. 15.

5.3. First results

The acquisitions in open sky conditions and in a well-known environment allowed us to control the telescopes efficiency. Indeed our first telescope has been running in the Mont Terri underground laboratory where the geometry of the geological layers are well constrained since their configuration remains simple, Fig. 16. The rock

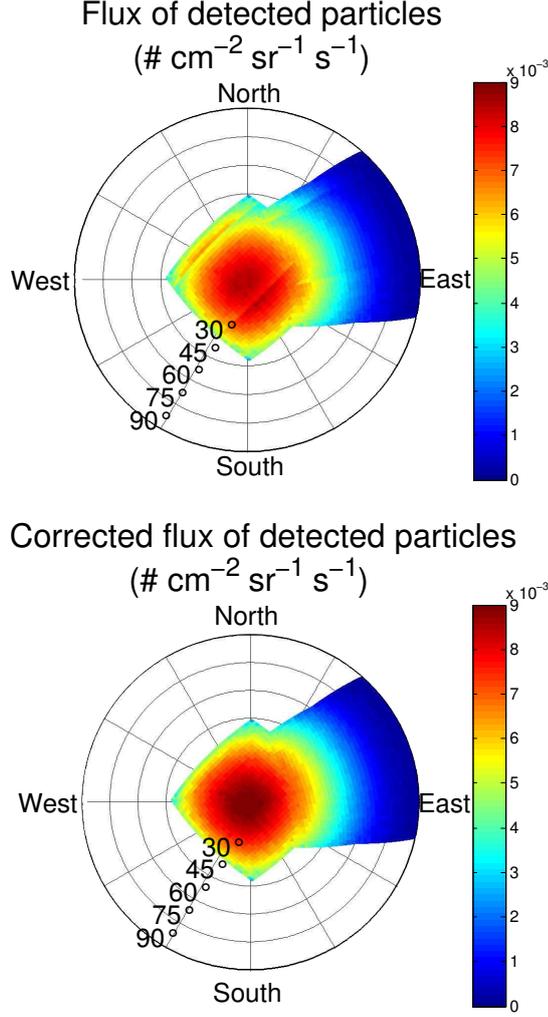


Figure 15: Top: detected flux in open sky conditions. Number of particles detected divided by the acquisition time and the theoretical telescope acceptance. Bottom: corrected flux of particles detected, computed with the acceptance on right Fig. 13. The zenith angles are indicated.

opacity along different angles of view can be well estimated. The measured particles flux as a function of the zenith angle is compared to the model with an average rock density of 2.5 g cm^{-3} , Fig. 16. The muon energy spectrum is computed with the Reyna equation [34] before integration over the energies. The minimal energy in the integral equals the muon rest mass plus the minimal energy to reach and cross the telescope planes. The telescope opacity has been evaluated to 92 g cm^{-2} corresponding to 265 MeV. This correction term is added underground to the minimum energy $E_{\min}(\varrho)$ for a muon to cross a given amount of rock of opacity ϱ [15]. This minimum energy is estimated from the Particle Data Group tables (<http://pdg.lbl.gov>) as detailed in [15]. The discrepancy between the experimental and the synthetic curves may safely be attributed to variations of the geological structure. The good agreement between measurements and attenuation models of the muon flux gives us confidence in

the detector understanding before installation on harder fields.

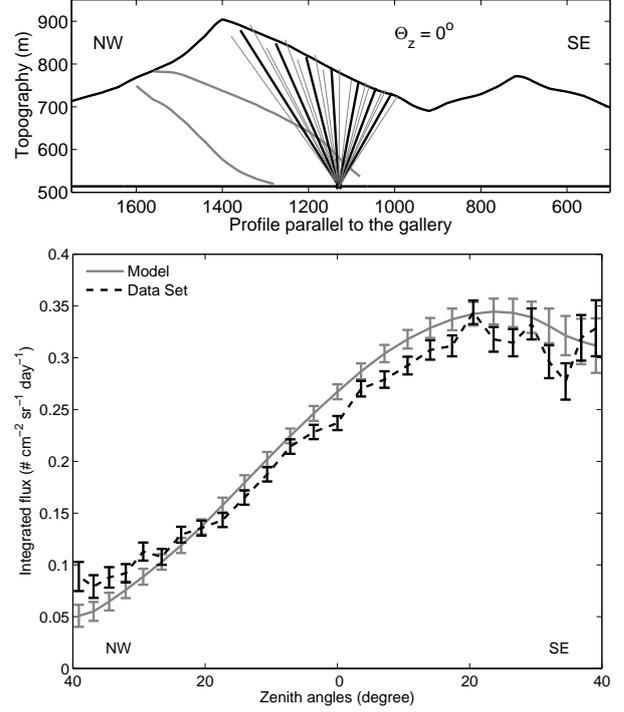


Figure 16: Mont Terri experiment. Top: cross-section showing the topography profile of the Mont Terri mountain above the laboratory. The fan-like rays symbolise the angular coverage of the telescope. Bottom: muon flux recorded by the telescope at Mont Terri during one month with $\pm 1\sigma$ error bars. Also shown is the theoretical integrated flux I .

The installation of a muon telescope on field with harsh conditions requires first runs of calibration to ensure the sensor efficiency. We check the fluctuation with time of the total number of events detected and their distribution per bar to detect any loss in efficiency of the whole telescope or any bar failure (Fig. 14). The photomultipliers show the same gain and pedestal stabilities as in laboratory (Fig. 4). The cross-talk measured on field did not exhibit any changes despite vibrations during the transportation leading to possible changes in the cookie-MAPM alignment.

For an acquisition on La Soufrière of Guadeloupe, the average of the events detected as function of time remains between the theoretical errors of a Poissonian process with a parameter $\lambda = 1757$ events per hour. Some fluctuations appear since the events detected here come from both the open sky and the volcano. The events coming from the volcano correspond to muons with energies higher than 10^2 GeV that are not sensitive to time fluctuations, whereas events coming from the sky are mainly low energy and their rate could be influenced by solar activity and weather conditions (changes in atmospheric pressure) within an amplitude of a few percent for muon energies less than 10 GeV [36]. A three-planes detection configur-

ation is used and the inter-distance between the front and rear planes is 95 cm. The third plane added is centred and only events in triple coincidence with a straight trajectory are retained. The presence of the third detection plane increases the purity of the data sample by filtering fake tracks, which may bias the analysis of the muon flux attenuation through matter. Analysis of current and past data samples is still underway while statistics is increasing and new actions are planned to better constrain our results (new open sky calibration runs in triple coincidence and completion of a Geant4 simulation model).

The telescope installed on La Soufrière has now several months of measurement without any failure despite the hurricane season, strong wind occurrence and heavy rain episodes exceeding 100 mm/day. The monitoring of this telescope allows to check that the relative humidity inside the electronic containers varies around 70% and that the dew point is far from being reached. Because of cloudy periods which may last a full week, the acquisition may be switched off because of power failure. The WiFi link allows the monitoring of the acquisitions interruption and relaunch. This telescope will be soon moved to acquire a second data set from an other point of view in order to build the volcano tomography.

6. Conclusion and perspectives

In this article we detail the design, commissioning and running of scintillator telescopes dedicated to muon tomography of large geological structures such as volcanoes. The telescopes architecture is adapted from a well-known technology used in large high energy physics experiments such as OPERA.

Four telescopes with $N_x = N_y = 16$ matrices are still operating in various field and weather conditions (Fig. 10): Mont-Terri underground laboratory, summit of Mount Etna in Sicily, Soufrière of Guadeloupe, Brittany in France. We recorded consistent data sets to establish first radiographies of Mount Etna and Soufrière of Guadeloupe, besides series of measurement in the Mont Terri will give us an access to establish a 3D radiography with trajectories intersecting inside the solid rock.

The telescope commissioning and running protocols are validated and the model of the telescope acceptance takes into account some possible bar failure caused by transportation. The agreement between measurements and attenuation models of the muon flux is also confirmed, as established with a data set acquired in the Mont Terri underground laboratory (Fig. 16) [15].

We prospect the MPPC option to replace the MAPMs. Tests and comparisons are underway to produce quickly a new hybrid telescope mixing both photosensors. As the telescope set up is confirmed, bigger matrices with 24×32 pixels are in construction to improve the telescope acceptance. Each telescope developed for an installation in open sky will be equipped with 3 matrices at least in order to increase the signal to noise ratio and therefore the images

contrast. After the completion of the exploratory steps detailed in the present article a very rich and promising programme of data taking, R&D and modelization is now well established.

Acknowledgements

The design and the construction of the telescopes greatly benefited from the skilled expertise of Karim Mahiouz, Franck Mounier and Pascal Rolland (mechanical engineering) and Sylvain Vanzetto (optical fibres). Optical plugs are designed and machined by Troimeca (www.sous-traiter.com/troimeca35), and the tarpaulins are manufactured by Tigier (www.tigier.com). Daniele Carbone, Sylvain Pasquet and Justine Restout participated to the construction of the telescopes. The field installation on La Soufrière de Guadeloupe benefited from the generous help of the Observatoire Volcanologique et Sismologique de Guadeloupe staff, particularly from: Jean-Bernard De Chabalière, Alexis Bosson, Frédéric Randriamora, Thierry Kitou, Christian Lambert and Véronique Daniel. We thank H.K.M. Tanaka and an anonymous reviewer for their constructive reviews which improved the manuscript. The DIAPHANE project is financially supported by the IPGP (www.ipgp.fr) BQR grant, the DOMOSCAN ANR project (www.agence-nationale-recherche.fr), the CNRS/IN2P3 (www.cnrs.fr) Astroparticles program, and the MD experiment of the Mont Terri project (www.mont-terri.ch) funded by Swisstopo and CRIEPI partners. This is IPGP contribution ****.

References

- [1] T.K. Gaisser, T. Stanev, *Phys. Lett. B* 667 (2008) 254–260.
- [2] P. Barrett, L.M. Bollinger, G. Cocconi, Y. Eisenberg, K. Greisen, *Rev. of Mod. Phys.* 24 (1952) 133–178.
- [3] K. Nagamine, *Introductory to Muon Science*, Cambridge University Press, Cambridge, 2003.
- [4] L.W. Alvarez, J.A. Anderson, F.E. Bedwei, J. Burkhard, A. Fakhry, A. Girgis, A. Goneid, F. Hassan, D. Iverson, G. Lynch, *Sci.* 167 (1970) 832–839.
- [5] L. Malmqvist, G. Jonsson, K. Kristiansson, L. Jacobsson, *Geophys.* 44 (1979) 1549.
- [6] K. Nagamine, *J. Geogr.* 104 (1995) 998–1007.
- [7] K. Nagamine, M. Iwasaki, K. Shimomura, K. Ishida, *Nucl. Instr. and Meth. A* 356 (1995) 585–595.
- [8] H.K.M. Tanaka, K. Nagamine, N. Kawamura, S.N. Nakamura, K. Ishida, K. Shimomura, *Hyperfine Interact.* 138 (2001) 521–526.
- [9] H.K.M. Tanaka, K. Nagamine, N. Kawamura, S.N. Nakamura, K. Ishida, K. Shimomura, *Nucl. Instr. Meth. A* 507 (2003) 657–669.
- [10] H.K.M. Tanaka, K. Nagamine, S.N. Nakamura, K. Ishida, *Nucl. Instr. and Meth. A* 555 (2005) 164–172.
- [11] H.K.M. Tanaka, T. Nakano, S. Takahashi, J. Yoshida, H. Ohshima, T. Maekawa, H. Watanabe, K. Niwa, *Geophys. Res. Lett.* 34 (2007) L22311.
- [12] H.K.M. Tanaka, T. Nakano, S. Takahashi, J. Yoshida, K. Niwa, *Nucl. Instr. and Meth. A* 575 (2007) 489–497.
- [13] H.K.M. Tanaka, I. Yokoyama, *Proc. of the Jpn. Acad. B* 84 (2008) 107–116.
- [14] H.K.M. Tanaka, T. Uchida, M. Tanaka, M. Takeo, J. Oikawa, T. Ohminato, Y. Aoki, E. Koyama, H. Tsuji, *Geophys. Res. Lett.* 36 (2009) L17302.

- [15] N. Lesparre, D. Gibert, J. Marteau, Y. Déclais, D. Carbone, E. Galichet, *Geoph. J. Int.* 183 (2010) 1348–1361.
- [16] A. Mohammad-Djafari, J.M. Dinten, in : J. Idier et al. (Eds.), *Approche Bayésienne pour les problèmes inverses*, Hermes, Paris, 2001 pp. 297–320.
- [17] H.K.M. Tanaka, T. Hideaki, T. Uchida, M. Tanaka, M. Takeo, T. Ohminato, H. Tsuiji, *J. of Geophys. Res.*, in press.
- [18] D. Gibert, F. Beauducel, Y. Déclais, N. Lesparre, J. Marteau, F. Nicollin, A. Tarantola, *Earth Planets and Space* 62 (2010) 153–165.
- [19] R. De Asmundis, P. Avella, F. Toglia, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* 54 (2007) 670–676.
- [20] I. Giomataris, R. De Oliveira, S. Andriamonje, S. Aune, G. Charpak, P. Colas, G. Fanourakis, E. Ferrer, A. Giganon, P. Rebougeard, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 560 (2006) 405–408.
- [21] A. Pla-Dalmau, A.D. Bross, K.L. Mellott, *Nucl. Instr. and Meth. A* 466 (2001) 482–491.
- [22] T. Uchida, H.K.M. Tanaka, M. Tanaka, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* 56 (2009) 448.
- [23] K. Kodama, N. Ushida, M. Guler, E. Pesen1, M. Serin-Zeyrek, R. Sever, P. Tolun, M.T. Zeyrek, et al., *Proceedings of the AIP Conference* (2004) 721.
- [24] A. Pla-Dalmau, A.D. Bross, V.V. Rykalin, *IEEE Nucl. Sci. Symposium Conference Record* (2003).
- [25] The MINER ν A Collaboration, *The MINER ν A Technical Design Report* (2006).
- [26] A. Pla-Dalmau, A.D. Bross, V.V. Rykalin, B M. Wood, *EEE Nucl. Sci. Symposium Conference Record* (2005).
- [27] R. Longland, C. Iliadis, A.E. Champagne, C. Fox, J.R. Newton, *Nucl. Instr. and Meth. A* 566 (2006) 452.
- [28] T. Adam, E. Baussan, K. Borer, J.E. Campagne, N. Chon-Sen, C. de La Taille, N. Dick, M. Dracos, G. Gaudiot, T. Goeltzenlichter, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 577 (2007) 523–539.
- [29] A. Lucotte, S. Bondil, K. Borer, J.E. Campagne, A. Cazes, M. Hess, C. de La Taille, G. Martin-Chassard, L. Raux, J.P. Repellin, *Nucl. Instr. and Meth. A* 521 (2004) 378–392.
- [30] C. Girerd, S. Gardien, J. Burch, S. Katsanevas, J. Marteau, *IEEE Nucl. Sci. Symposium and Nucl. Im. Conference* (2000) 7903.
- [31] J. Marteau, *Nucl. Instr. and Meth. A* 617 (2010) 291–293.
- [32] M. Bouchel, S. Callier, F. Dulucq, J. Fleury, C. de La Taille, G. Martin-Chassard, L. Raux, *Proceedings of "TWEPP-09: Topical Workshop on Electronics for Particle Physics"*, Paris, France, 21 - 25 Sep 2009 504–508.
- [33] E.H. Bellamy, G. Bellettini, J. Budagov, F. Cervelli, I. Chirikov-Zorin, M. Incagli, D. Lucchesi, C. Pagliarone, S. Tokar, F. Zetti, *Nucl. Instr. and Meth. A* 339 (1994) 468–476.
- [34] D. Reyna, arXiv:hep-ph/0604145 (2006).
- [35] H. Gunawan, *Gravimétrie et microgravimétrie appliquées à la volcanologie: exemples de la Soufrière de Guadeloupe*, Ph.D. thesis University of Paris 7, Paris (2005).
- [36] T. Hebbeker, C. Timmermans, *Astropart. Phys.* 18 (2002) 107–127.

4.7 Article : Bayesian Inversion of Telescope Acceptance and Integrated Flux...

Comme nous l'avons constaté dans l'article inséré précédemment, les matrices de détection peuvent présenter des barreaux moins efficaces que d'autres ce qui crée une distorsion du flux de particules enregistré. Alvarez *et al.* (1970) ont déjà rencontré ce problème qu'ils n'ont alors pas su résoudre : "We know that the spark chambers were not uniformly sensitive over their whole areas, and we discarded all data from runs in which there were gross changes in sensitivity from point to point in the chambers. But we have no technique available to compensate for slow variations in sensitivity with position".⁷

Nous proposons donc dans l'article suivant, soumis à *Geophysical Journal International*, une méthode de calibration des télescopes basée sur une inversion Bayésienne simultanée de deux paramètres physiques : le nombre de muons et l'efficacité des barreaux de détection. La méthode d'inversion est celle de Metropolis insérée dans un recuit simulé. Deux exemples synthétiques sont appliqués pour montrer comment la réduction de l'espace des paramètres explorés améliore la robustesse de l'inversion.

Des données réelles acquises à ciel ouvert sont ensuite inversées pour évaluer les conditions d'acquisition optimales de données permettant ensuite de réaliser le protocole de calibration sur des enregistrement de flux provenant d'un objet à tomographier. Il est donc nécessaire d'avoir un flux de muons qui ne soit pas influencé par la traversée d'un milieu dont l'opacité fluctue d'un angle de vue à un autre. De plus, il est important d'avoir un grand nombre de muons détectés pour avoir des informations statistiques représentatives de l'état du détecteur. Les durées d'enregistrement à ciel ouvert peuvent être de quelques jours pour être pertinentes.

7. "Nous savons que les chambres à étincelles n'étaient pas uniformément sensibles sur l'ensemble de leur surface de détection. Mais nous n'avons aucune technique valable pour compenser les légères variations de sensibilité avec la position."

Bayesian Dual Inversion of Experimental Telescope Acceptance and Integrated Flux for Geophysical Muon Tomography

Nolwenn Lesparre¹, Dominique Gibert¹ & Jacques Marteau²

¹ *Institut de Physique du Globe de Paris (UMR CNRS 7154), Sorbonne Paris Cité, Paris, France.*

² *Institut de Physique Nucléaire de Lyon (UMR CNRS 5822), Lyon, France.*

Paper submitted to *Geophysical Journal International*, March 2011

SUMMARY

Density tomography of rock volumes with cosmic muons involves telescopes detecting charged particles. Owing to imperfect detection capacity of the detectors equipping the telescope, distortions are likely to occur in the measured flux of muons which constitute the primary data at the root of muon density tomography. We present a correction method based on a Bayesian inversion to retrieve both a probabilistic model of the distorted telescope acceptance and of the flux of muons. The resulting non-linear inversion is solved with the Metropolis-Annealing algorithm. An example of real data inversion is presented and discussed. The telescope model represents a sensor made with scintillating bars and is designed for geophysical muon tomography.

Key words: tomography – inverse theory – probability distributions – instrumental noise.

1 INTRODUCTION

The objective of muon tomography is to determine the density of large volumes of rock by using the attenuation of the flux of cosmic muons crossing the geological body of interest (e.g. Nagamine 2003). The small cross-section of muons (Barrett 1952) and their energy range in the secondary cosmic ray spectrum Gaisser (2008) allow to probe geological objects at sub-kilometer scales. Muon tomography presently benefits from a growing interest since the pioneering studies by Nagamine *et al.* (1995a, 1995b). These studies were soon followed by others to image spatial and temporal variations of the density inside volcanoes (Tanaka *et al.* 2008, 2009a, 2009b and references therein).

In the present paper, we shall consider the case where muons flux is measured by so-called “telescopes” made of scintillator matrices as shown in Fig. 1. Each matrix is composed of N_x horizontal and N_y vertical scintillator strips whose intersections define pixels. The detected muon trajectory is determined by the pair of pixels $(a_{i,j}, b_{k,l})$ fired by the particle, where $a_{i,j}$ is a pixel belonging to matrix A and $b_{k,l}$ belongs to matrix B . Such a pair of matrices defines a set of $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1)$ discrete directions $\mathbf{r}_{m,n}$, where

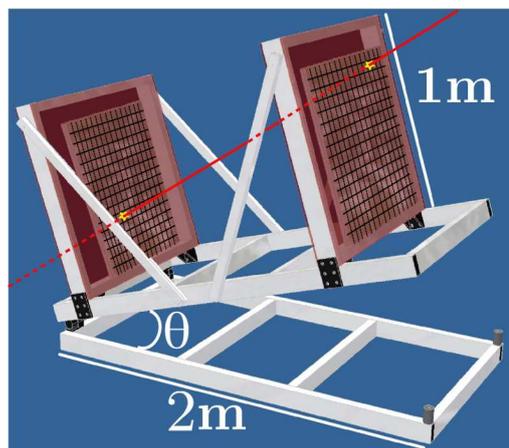


Figure 1. Schematic view of a muon telescope equipped with two 16×16 pixels matrices.

the indexes $m = i - k$ and $n = j - l$ only depend on the relative shift between the $a_{i,j}$ and $b_{k,l}$ pixels.

In practice, the muons number ν , detected by the telescope in a given direction, $\mathbf{r}_{m,n}$, directly depends on the telescope acceptance, \mathcal{T} , expressed in $\text{cm}^2 \text{sr}$. \mathcal{T} quantifies the telescope capability to measure a flux

Table 1. Orientations and acquisition times of the data sets analysed.

Data set number	Zenith angle	Azimuth angle	Acquisition time (hours)
1	61.4°	72°	141
2	47.2°	72°	170
3	1.35°	45°	170

coming in a given solid angle centred in a given direction. ν reads :

$$\nu(\mathbf{r}_{m,n}, \Delta T) = I(\mathbf{r}_{m,n}) \times \Delta T \times \mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n}), \quad (1)$$

where I is the muons flux in $\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$, and ΔT is the measurement duration obtained by the feasibility formula as established by Lesparre *et al.* (2010). The acceptance may be written as :

$$\mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n}) = S(\mathbf{r}_{m,n}) \times \delta\Omega(\mathbf{r}_{m,n}). \quad (2)$$

The detection surface S is given by the pixels size d and number $N_x \times N_y$ in a matrix, and the angular aperture $\delta\Omega$ depends on the distance D between the matrices. Fig. 2 shows the angular aperture and the acceptance for the 961 discrete directions $\mathbf{r}_{m,n}$ of a telescope as shown in Fig. 1 with $N_x = N_y = 16$, $d = 5 \text{ cm}$ and $D = 115 \text{ cm}$. As expected, the acceptance is maximum for direction $\mathbf{r}_{0,0}$, perpendicular to the matrices since all pixels contribute to the detection surface. The acceptance is small for a margin corresponding to the directions which most depart from $\mathbf{r}_{0,0}$ and only a fraction of all possible directions of detection will be efficient in practice.

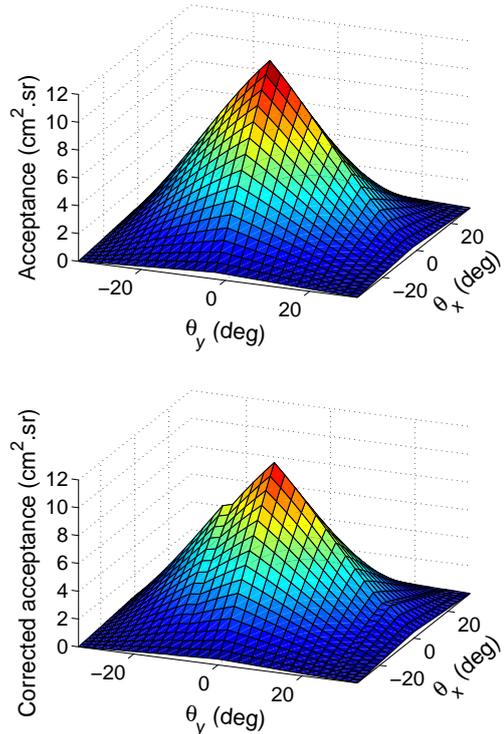
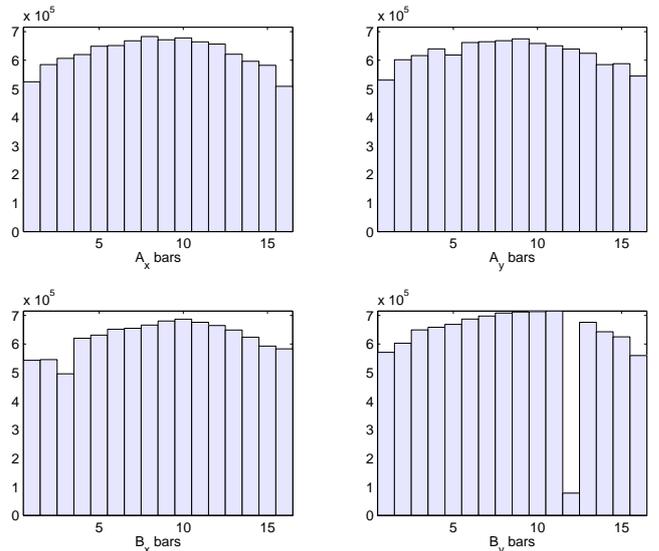
The quantity of interest is the integrated flux I to be compared with the flux obtained for the tomography models. Using equation 1, we have :

$$I(\mathbf{r}_{m,n}) = \frac{\nu(\mathbf{r}_{m,n}, \Delta T)}{\Delta T \times \mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n})}, \quad (3)$$

which explicitly shows the importance of the acceptance function, appearing in the right-hand part denominator.

Because of the power-law fall-off of the energy spectrum, the muons flux emerging from, say a volcano, is orders of magnitude lower than the flux measured in open sky conditions. Also, the flux variations induced by tiny density heterogeneities inside the object of interest are small and may be blurred by defects in the acceptance function, a problem early recognized by Alvarez *et al.* (1970). A prior estimate of function \mathcal{T} may be obtained from purely geometrical consideration (Gibert *et al.*, 2010 ; Lesparre *et al.*, 2010). Despite its usefulness for preliminary modellings and design of field operations, this theoretical acceptance is far too inaccurate to determine the measured flux with equation 3.

In the present paper, we derive an inverse method to obtain the acceptance function of a telescope using a reference data set. The so-obtained acceptance relies on the determination of the bars efficiency forming the scintillator matrices and, consequently, accounts for eventual defects in the detection efficiency of these bars.

**Figure 2.** Angular properties of a two 16×16 matrices telescope with pixel size $d = 5 \text{ cm}$ and $D = 115 \text{ cm}$ inter-distance. Top: Acceptance $\mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n})$ for each discrete direction $\mathbf{r}_{m,n}$ of the pair of matrices. Bottom: Corrected acceptance with the malfunctioning bar Y_{12} (Fig. 3) removed from the computation.**Figure 3.** Events distribution detected on the front and rear X and Y planes of a telescope for the third data set of Table 1.

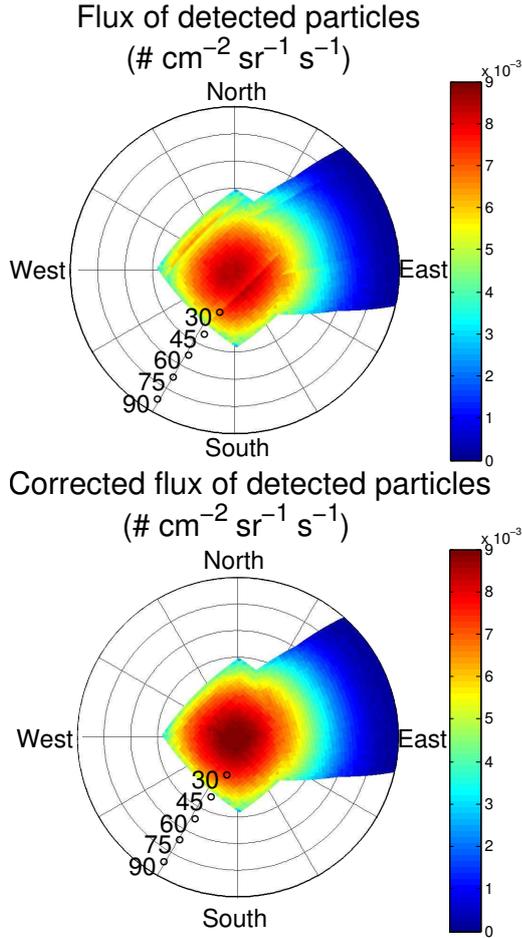


Figure 4. Top: Detected flux : number of particles detected divided by the acquisition time and the theoretical telescope acceptance. Bottom: Corrected flux of particles detected, computed with the acceptance on right part of Fig. 2.

Before going into the details of the method, we briefly present an example of acceptance defect for telescope (Fig. 3), due to the bad optical coupling of the rear matrix Y_{12} channel. In this example, the telescope has been oriented in three different directions to measure the open sky muon flux for zenith angles ranging from 0° to 90° and a total acquisition time of about three weeks (table 1). The flux computed with the theoretical telescope acceptance (top part of Fig. 2) is shown on the top part of Fig. 4. This flux varies principally with the zenith angle from $1 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$ to $8.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$, but one can observe several defects affecting the circular symmetry expected for the open sky flux. These defects disappear (bottom part of Fig. 4) when accounting for the Y_{12} bar failure to compute the corrected acceptance shown in the bottom part of Fig. 2). The circular symmetry is recovered but some irregularities are still observed.

2 BAYESIAN INVERSION OF THE ACCEPTANCE-FLUX MODEL

2.1 Parametrization of the model

Both the acceptance and the integrated flux are fundamental unknowns of the muon tomography problem, and are inversely correlated quantities as shown in equation 3. For this reason, we propose a simultaneous dual inversion of the integrated flux and the telescope acceptance.

In the example discussed above, the bar failure is considered as total, and the corrected acceptance was computed by simply removing the Y_{12} bar from the rear matrix model. However, in most cases, the deficiency of the bars is not evident and it is necessary to consider that the number of events detected by a given bar is only a fraction, hereafter called the efficiency, of the particles number which actually hit the bar.

Assuming a constant efficiency for each scintillator bar of a telescope, the number of muons $\nu_{i,j,k,l}$ detected by a set of four bars (one (X, Y) pair for both the front and rear matrices) can be written as :

$$\nu_{i,j,k,l} = a_i^x \times a_j^y \times b_k^x \times b_l^y \times n_{i,j,k,l}, \quad (4)$$

where a_i^x and a_j^y respectively represent the efficiencies of bars X_i and Y_j of the front matrix and b_k^x and b_l^y play the same role for the rear matrix. The efficiencies are real numbers belonging to the $[0, 1]$ interval, and the number of a 's and b 's to be determined equals $2(N_x + N_y)$ (e.g. 64 for $N_x = N_y = 16$). The $n_{i,j,k,l}$'s represent the unknown number of particles which actually crossed the bars and are such that $n_{i,j,k,l} \geq \nu_{i,j,k,l}$. The number of $n_{i,j,k,l}$'s equals $(N_x \times N_y)^2$ (e.g. 65536 for $N_x = N_y = 16$).

We assume that all $n_{i,j,k,l}$'s, such that $i - k = m, j - l = n$, and corresponding to the same direction $\mathbf{r}_{m,n}$, are realizations of the same Poissonian process \mathcal{P} with parameter $\lambda_{m,n} > 0$. Consequently, the $n_{i,j,k,l}$'s are realisations of the generating \mathcal{P} process:

$$\mathcal{P}(\lambda_{m,n}) \mapsto \mathcal{N}_{m,n} \equiv \{n_{i,j,k,l} / i - k = m, j - l = n\}. \quad (5)$$

This equation shows that the elements of subset $\mathcal{N}_{m,n}$ depend on a single parameter $\lambda_{m,n}$. Consequently the unknown parameters are no more the $n_{i,j,k,l}$'s but the $\lambda_{m,n}$'s instead, and the dimensionality of the parameter space is dramatically reduced from $2(N_x + N_y) + (N_x \times N_y)^2$ to $2(N_x + N_y) + (2N_x - 1) \times (2N_y - 1)$ (e.g. from 65600 to 1025 for $N_x = N_y = 16$). From underdetermined, the inverse problem becomes overdetermined.

Constraints tighter than the ones represented by equation 5 could be put on the $n_{i,j,k,l}$'s by exploiting the fact that several directions \mathbf{r} may share the same Poissonian parameter λ . This is possible in particular instances where the measured integrated flux is supposed to satisfy some symmetry properties. For example, the open-sky flux shown in Fig. 4 has a circular symmetry which could be used to further reduce the dimensionality of the parameter space, hence stabilizing the inverse problem. Such constraints are case-dependent contrarily to the weak constraints of equation 5 which hold in all

situations. However, these specific constraints consist in equating some $\lambda_{m,n}$'s and merging the corresponding $\mathcal{N}_{m,n}$. The generic form of the resulting mapping reads :

$$\mathcal{P}(\lambda_\alpha) \mapsto \mathcal{N}_\alpha \equiv \bigcup \mathcal{N}_{m,n}, \quad (6)$$

where the union symbol is understood to concern the $\mathcal{N}_{m,n}$ whose elements are linked to the common λ_α .

2.2 Derivation of the Bayesian posterior probability

We now formulate a Bayesian solution of equation 4 accounting for all constraints discussed above. The posterior probability of the parameters reads :

$$P(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu}) = \frac{P(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e}) \times P(\boldsymbol{\nu} | \mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})}{\int_{\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e}} P(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e}) \times P(\boldsymbol{\nu} | \mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})}, \quad (7)$$

where

$$\boldsymbol{\nu} = (\nu_{1,1,1,1} \cdots \nu_{i,j,k,l} \cdots \nu_{N_x, N_y, N_x, N_y})^t \quad (8a)$$

$$\mathbf{\Lambda} = (\cdots \lambda_\alpha \cdots)^t \quad (8b)$$

$$\mathbf{e} = (\mathbf{a} | \mathbf{b})^t \quad (8c)$$

$$\mathbf{a} = (a_1^x \cdots a_{N_x}^x | a_1^y \cdots a_{N_y}^y)^t \quad (8d)$$

$$\mathbf{b} = (b_1^x \cdots b_{N_x}^x | b_1^y \cdots b_{N_y}^y)^t. \quad (8e)$$

The vector $\boldsymbol{\nu}$ is the data set, *i.e.* a number of muons detected (see also equation 4). Vectors $\mathbf{\Lambda}$ and \mathbf{e} represent the unknown parameters to be determined.

The joined prior probability $P(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})$ may be rewritten as :

$$P(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e}) = \prod_{\alpha} P(\lambda_\alpha) \times \prod_{\beta} P(e_\beta), \quad (9)$$

with (non normalized) :

$$P(\lambda_\alpha) = \begin{cases} 0 & \text{if } \lambda_\alpha \leq 0 \\ 1 & \text{if } \lambda_\alpha > 0 \end{cases} \quad (10a)$$

$$P(e_\beta) = \begin{cases} 1 & \text{if } e_\beta \in (0, 1) \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (10b)$$

The conditional probability $P(\boldsymbol{\nu} | \mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})$ may equally be rewritten as,

$$P(\boldsymbol{\nu} | \mathbf{\Lambda}, \mathbf{e}) = \prod_{\text{all } \nu_{i,j,k,l}} P(\nu_{i,j,k,l} | \mathbf{\Lambda}, \mathbf{e}). \quad (11)$$

Accounting for the mapping of equation 6 which assigns a unique λ_α to the ν 's of the \mathcal{N}_α set, equation 11 becomes :

$$P(\boldsymbol{\nu} | \mathbf{\Lambda}, \mathbf{e}) = \prod_{\alpha} \prod_{\nu_{i,j,k,l} \in \mathcal{N}_\alpha} P(\nu_{i,j,k,l} | \lambda_\alpha, \mathbf{e}), \quad (12a)$$

$$= \prod_{\alpha} \prod_{\nu_{i,j,k,l} \in \mathcal{N}_\alpha} P(\nu_{i,j,k,l} | \mathcal{P}(\lambda_{\alpha,i,j,k,l})), \quad (12b)$$

$$= \prod_{\alpha} \prod_{\nu_{i,j,k,l} \in \mathcal{N}_\alpha} \exp(-\lambda_{\alpha,i,j,k,l}) \frac{\nu_{i,j,k,l}^{\lambda_{\alpha,i,j,k,l}}}{\nu_{i,j,k,l}!}, \quad (12c)$$

with the corrected Poissonian parameters defined as $\lambda_{\alpha,i,j,k,l} \equiv a_i^x a_j^y b_k^x b_l^y \lambda_\alpha$.

In equation 12b we introduce the Poissonian process and the probability resumes to the chance that $\nu_{i,j,k,l}$ muons are detected under the condition that this number is supposed to be drawn from a Poissonian process with the corrected parameter $\lambda_{\alpha,i,j,k,l}$. For both $\nu_{i,j,k,l}$ and $\lambda_{\alpha,i,j,k,l}$ larger than 50, the Poissonian distribution may safely be replaced by the Gaussian with mean and variance $\lambda_{\alpha,i,j,k,l}$ (Papoulis *et al.* 2002), and equation 12c becomes :

$$P(\boldsymbol{\nu} | \mathbf{\Lambda}, \mathbf{e}) = \prod_{\alpha} \prod_{\nu_{i,j,k,l} \in \mathcal{N}_\alpha} \frac{\exp\left[-\frac{(\nu_{i,j,k,l} - \lambda_{\alpha,i,j,k,l})^2}{2\lambda_{\alpha,i,j,k,l}}\right]}{\sqrt{2\pi\lambda_{\alpha,i,j,k,l}}}. \quad (13)$$

The probability densities derived above (see equations 10a, 10b and 12c or 13) may now be inserted in equation 7 to obtain the Bayesian solution of the inverse problem with unknown parameters λ_α and e_β . Solving equation 7 to obtain models with the highest posterior probability is a non-linear inverse problem as can be seen from either equation 12c or 13 (Tarantola, 2005). In the next section, we present the Metropolis-annealing method used to numerically solve the inverse problem.

3 METROPOLIS-ANNEALING NON-LINEAR INVERSION

3.1 Presentation of the method

We now describe the Metropolis-Annealing algorithm used to obtain the maximum likelihood solution of equation 7 (Metropolis *et al.* 1953; Kirkpatrick *et al.* 1983; Bhanot 1988). This algorithm is a two-loop iterative procedure with the inner loop corresponding to a Metropolis stochastic relaxation and the outer one to an annealing anamorphosis of the posterior probability (equation 7) in order to progressively guide the Markov Chain Monte Carlo sequence towards the maximum likelihood model. A great advantage of this approach is that the Metropolis algorithm does not need normalized probability densities, so that the unknown integral at the numerator of equation 7 may be ignored. The reader interested in the details of the Metropolis-Annealing non-linear inversion is referred to Gibert & Virieux (1991), Pessel & Gibert (2003), Gibert & Le Mouél (2008), and Nicollin *et al.* (2010) for applications in various fields of geophysics.

The Metropolis relaxation is a stochastic process producing a Markov Chain Monte Carlo sequence whose elements are asymptotically statistically distributed according to a given probability density. The algorithm proceeds as a stochastic filter which issues the desired sequence of models from a white input series of models randomly chosen in the parameter space. In practice, the next model $(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\gamma+1}$ is obtained by drawing a trial model, $(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\text{TRY}}$, and making the insertion in the Markov sequence according to the probability :

$$P[(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\gamma+1} \leftarrow (\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\text{TRY}}] = \min\left[\frac{P[(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\text{TRY}} | \boldsymbol{\nu}]}{P[(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\gamma} | \boldsymbol{\nu}]}, 1\right], \quad (14a)$$

$$\text{else } (\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\gamma+1} \leftarrow (\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\gamma}. \quad (14b)$$

Equation 14b simply states that, in case of rejection of the trial model, the last accepted model is duplicated in the sequence and a new move in the parameter space is attempted from this point. With this method, the probability of the trial model $P[(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\text{TRY}} | \boldsymbol{\nu}]$ is systematically compared to the previous model probability $P[(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\gamma} | \boldsymbol{\nu}]$ by computing their ratio. Therefore it is not necessary to normalize these probabilities by computing and the denominator of equation 7.

The annealing algorithm uses a control parameter, $\zeta > 0$, to obtain a deformed version of the posterior probability :

$$P_{\zeta}(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu}) = \exp \left[\frac{\ln P(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu})}{\zeta} \right]. \quad (15)$$

By varying ζ from infinity to one, P_{ζ} continuously goes from the uniform probability to the posterior probability. If ζ is further decreased to zero, the probability density P_{ζ} converges towards a Dirac distribution located on the model with the largest posterior probability :

$$P_{\zeta=0}(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu}) = \delta [(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e}) - (\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\text{BEST}}]. \quad (16)$$

This anamorphosis of the posterior probability is performed by decreasing ζ while running the Metropolis algorithm so that the generated Markov Chain Monte Carlo sequence is progressively guided towards the region of the parameter space where P is maximum. It is important to notice that this random-walk will be successful only if the successive models forming the Markov chain are strongly correlated, i.e. if $(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\text{TRY}}$ only slightly differs from $(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\gamma}$.

3.2 Implementation of the method

We now explain the details of the implementation of the Metropolis-annealing method to solve equation 7 using the probability densities given in equations 10a, 10b, 12c and 13.

In the first stage of the Metropolis-annealing inversion ζ is decreased down to a very small value, numerically equivalent to zero, to converge near $(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\text{BEST}}$, i.e. the model with the largest posterior probability. During this stage, the posterior probability asymptotically converges towards the Dirac distribution of equation 16. The absolute amplitude of the posterior probability is not important as long as the topology of $P_{\zeta}(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu})$ is preserved. Consequently, during this search for the best model, the posterior probability may be replaced, both in the Metropolis filtering and in the annealing anamorphosis, by any function

$$\vartheta_{\zeta}(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu}) = \chi [P_{\zeta}(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu})], \quad (17)$$

where χ is any strictly monotonously increasing function defined in \mathbb{R}^+ , $P_{\zeta}(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu})$ has then to be strictly positive. This condition is satisfied when the values of the unknown parameters are restricted to $\mathbf{\Lambda} > 0$ and $\mathbf{e} \in [0, 1]$ as required by equations 10a and 10b. From equation 9, this implies that the non normalised value of $P(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})$ is a constant on the whole restricted domain. The prior constraints represented by equations 10a and 10b can then easily be satisfied by bounding the parameter space. Consequently, for any model belonging

to this bounded space, the posterior probability of equation 7 is given by either equation 12c or 13 depending on the value of the parameters.

Choosing χ as the natural logarithm, equation 15 becomes :

$$\vartheta_{\zeta}(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu}) = \frac{\ln P(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu})}{\zeta}. \quad (18)$$

This equation gives :

$$\vartheta_{\zeta}(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu}) = \frac{1}{\zeta} \sum_{\alpha} \sum_{\nu_{i,j,k,l} \in \mathcal{N}_{\alpha}} \left(-\lambda_{\alpha,i,j,k,l} + \lambda_{\alpha,i,j,k,l} \ln \nu_{i,j,k,l} - \ln \nu_{i,j,k,l}! \right), \quad (19)$$

for the probability density of equation 12c, and

$$\vartheta_{\zeta}(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e} | \boldsymbol{\nu}) = -\frac{1}{\zeta} \sum_{\alpha} \sum_{\nu_{i,j,k,l} \in \mathcal{N}_{\alpha}} \left(\frac{(\nu_{i,j,k,l} - \lambda_{\alpha,i,j,k,l})^2}{2\lambda_{\alpha,i,j,k,l}} + 0.5 \ln(2\pi\lambda_{\alpha,i,j,k,l}) \right). \quad (20)$$

for the probability density of equation 13.

The use of ϑ_{ζ} instead of P_{ζ} allows to both save a significant amount of computational time and to gain in numerical accuracy by avoiding to estimate products of exponentials with either very large or very small arguments.

At the end of the first stage of the algorithm, the Markov sequence is supposed to have converged, and the second stage can start to construct the posterior probability in the vicinity of $(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\text{BEST}}$. In practice, this is done by initializing a new Markov Chain Monte Carlo sequence at $(\mathbf{\Lambda}, \mathbf{e})_{\text{BEST}}$, running a Metropolis loop with $\zeta = 1$ and using the actual posterior probability densities of equations 12c and 13. By this way, the so-obtained sequence models gives a large sampling of the posterior probability density (Moosegard & Tarrant, 1995). This sequence can be used to derive statistical quantities such as marginal probabilities.

4 SYNTHETIC EXAMPLES

4.1 Common detection direction constraint

We first discuss a synthetic example using a parametrisation where the $\lambda_{m,n}$'s are defined for all directions as indicated in equation 5. We simulate a synthetic data set, $\{\nu_{i,j,k,l}\}$, for a virtual telescope equipped with matrices of 5×5 pixels and oriented towards the zenith. The efficiencies of the scintillator bars are uniformly drawn in the $[0.8, 1]$ interval excepted for $a_5^y = 0.3$ and $b_5^x = 0.2$ which simulate two deficient bars. The Poissonian parameters, $\lambda_{m,n}$, are taken equal to $5 \times 10^3 \cos(\theta)$ with θ the zenith angle to generate the $n_{i,j,k,l}$'s. The synthetic data, $\nu_{i,j,k,l}$, are obtained through equation 4.

The annealing loop starts at $\zeta = 10^5$ and stops at $\zeta = 1$, and the decrease of temperature at the end of iteration K is given by $\zeta_{K+1} = 0.9\zeta_K$. Each Metropolis

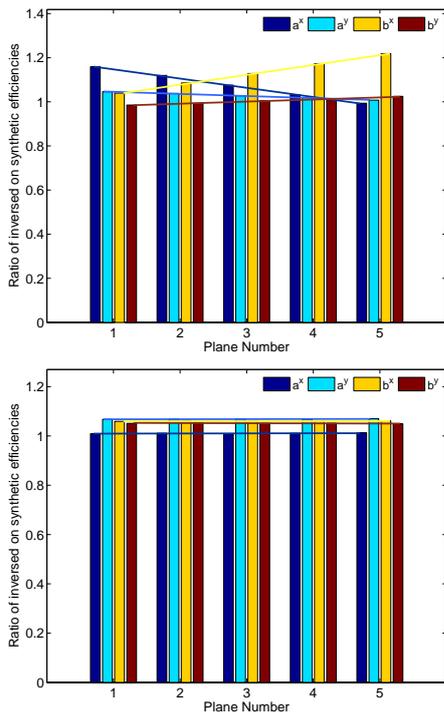


Figure 5. Top: Relative efficiencies inverted under the common-direction constraint. Observe the linear trend bias affecting each family of parameters. Bottom: same as top for an inversion performed with the common-zenith angle constraint. The linear trend bias have disappeared, but constant-offset bias remain.

sequence counts 5×10^5 iterations. The efficiencies obtained at the end of the annealing normalized by their true values are shown in the top part of Fig. 5. In this Figure, the relative efficiencies are ranked according to their geometrical arrangement, and the normalization emphasizes the presence of trends in the efficiency values. It can be observed that a trend for a given group of efficiencies (i.e. scintillator bars) is compensated by an opposite trend in the corresponding group of the other matrix.

These trends are understandable by considering equation 4 where the product of the (a^x, a^y, b^x, b^y) allows, for instance, a multiplicative bias α^x in the a^x 's to be compensated by an opposite multiplicative bias β^x in the b^x 's. The bias must be such that,

$$\alpha^x a^x \times \beta^x b^x = a^x \times b^x. \quad (21)$$

This synthetic example shows that such compensations are left possible despite the coupling imposed by the common direction constraint represented by equation 5. The trends belong to the null-space of the forward problem, making the inversion ill-posed and non-unique.

4.2 Common zenith angle constraint

We now consider a constraint which assigns a common λ_α to all data sharing the same zenith angle as introduced in Section 2.1. This constraint exploit the circular symmetry of the open-sky integrated flux of muons around the vertical axis (Gaisser & Stanev 2008). This

constraint merges data from several directions and is tighter than the common-direction constraint discussed in the preceding Section. It further reduces the number of λ_α parameters and reinforces the coupling between the a and b efficiencies. By this way, it is supposed to limit the non-uniqueness and, hopefully, to eliminate the trends observed in the top part of Fig. 5. For the telescope with two matrices of 5×5 pixels considered in the present synthetic example, the common-zenith angle constraint reduces the number of λ_α from 81 to 12.

The relative inverted efficiencies are show in the bottom part of Fig. 5. The most striking characteristic of the results is the disappearance of the trends observed in the first example performed with the common-direction constraint. All other inversions we performed with the common-zenith angle constraint also contained no trends. Although a formal demonstration remains to be done, this seems to indicate that the common-zenith angle constraint sufficiently couples the parameters to eliminate the null-space component represented by the multiplicative trends. However, a constant multiplicative bias remains. In the present example, the product of bias observed for the efficiencies amounts to 8% compensated by an opposite 8% bias on the λ_α 's.

5 INVERSION OF REAL DATA

We now turn to the inversion of the third data set of Table 1 which has been obtained for the telescope axis oriented at a zenith angle close to 0° . This vertical orientation of the telescope allows a full implementation of the common-zenith angle constraint. The number of events detected by each scintillator bar are given in Fig. 3. The telescope configuration, with two matrices of 16×16 pixels, imposes 961 unknown $\lambda_{m,n}$ and 64 efficiencies. By applying the common-zenith angle constraint, the number of λ_α 's decreases to 43 giving 107 unknown parameters in total. In practice, this reduction of the number of parameters not only reduces the non-uniqueness of the inversion but also dramatically shrinks the parameter space and speeds-up the annealing convergence. The values of the annealing parameters are identical to those used for the synthetic tests discussed above.

The inverted efficiencies are shown in the top part of Fig. 6. The failure of the b_{12}^y bar and, to a lesser extent, the one of b_3^z (both in the rear matrix) is confirmed as suspected by looking at the events distribution in Fig. 3. All inverted a^x efficiencies are lower than 1 and, because of the possible existence of a multiplicative constant bias, they could be multiplied by a constant factor in order to make $\max(a^x) = 1$. Of course, this arbitrary shift, must be compensated by a division of the λ_α 's by the same factor. This possibility illustrates the fact that an absolute determination of both the flux (i.e. the λ_α 's) and the acceptance (i.e. the a 's and b 's) is impossible. The inverted Poissonian parameters, λ_α , are shown in Fig. 7. The monotonous decrease expected as a function of the zenith angle is well reproduced.

The bottom part of Fig. 6 shows the number of

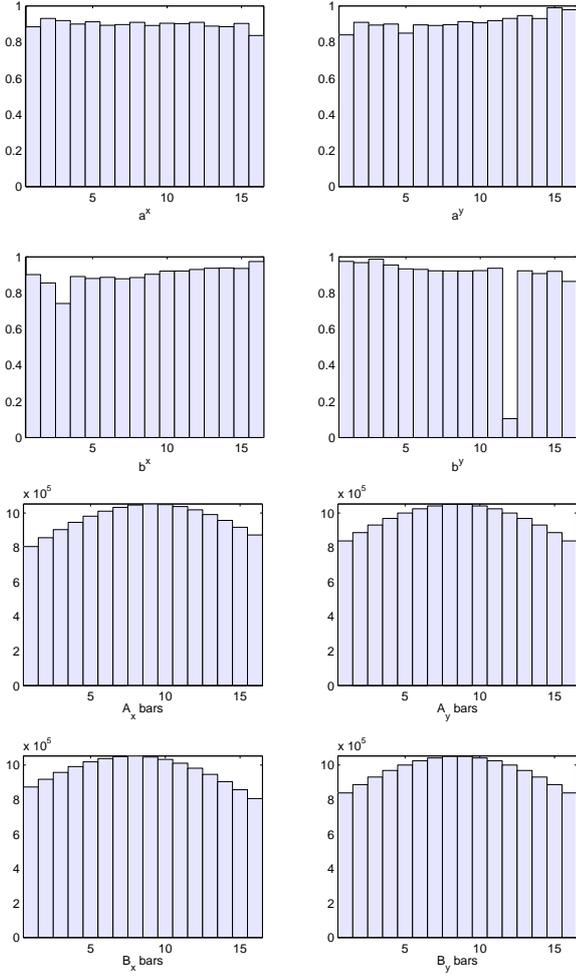


Figure 6. Top: Inverted efficiencies for the third data set in table 1. The a^y_2 bar clearly fails due to a bad optical coupling of the scintillator bar. Bottom: Reconstructed number of events for each scintillator bar obtained by correcting the measured number of events of Fig. 3 with the inverted efficiencies.

events that would have been measured with bars having a 100% efficiency. These numbers are obtained by dividing the number of events actually measured (Fig. 3) by the inverted efficiencies. The symmetrical distribution of event expected for a perfect telescope is recovered.

The inverted efficiencies of Fig. 6 can be used to derive a corrected acceptance, $\mathcal{T}(\mathbf{r}_{m,n})$, applied to the flux of Fig. 4 (top) corresponding to the three data sets of Table 1. The resulting undistorted flux is shown in the top part of Fig. 8, and the discrepancy between the measured flux and the undistorted flux is given in the bottom part of Fig. 8. The undistorted flux appears much more regular and symmetrical than the empirically-corrected flux shown at the bottom of Fig. 4.

6 CONCLUDING REMARKS

Combining individual muon radiographies to perform the tomography inversion of the 3D density distribution

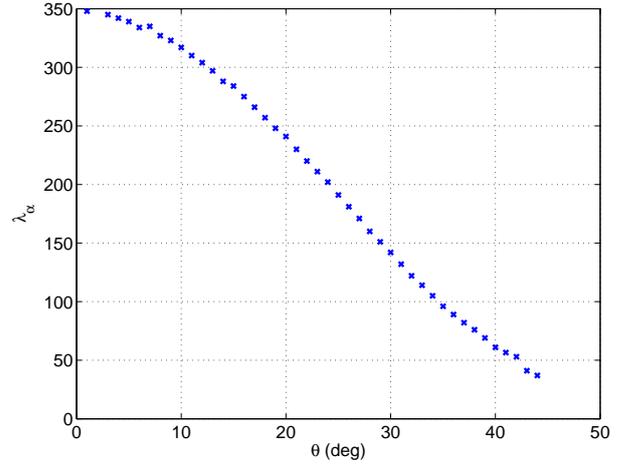


Figure 7. Inverted Poissonian parameters, λ_α , as a function of the zenith angle.

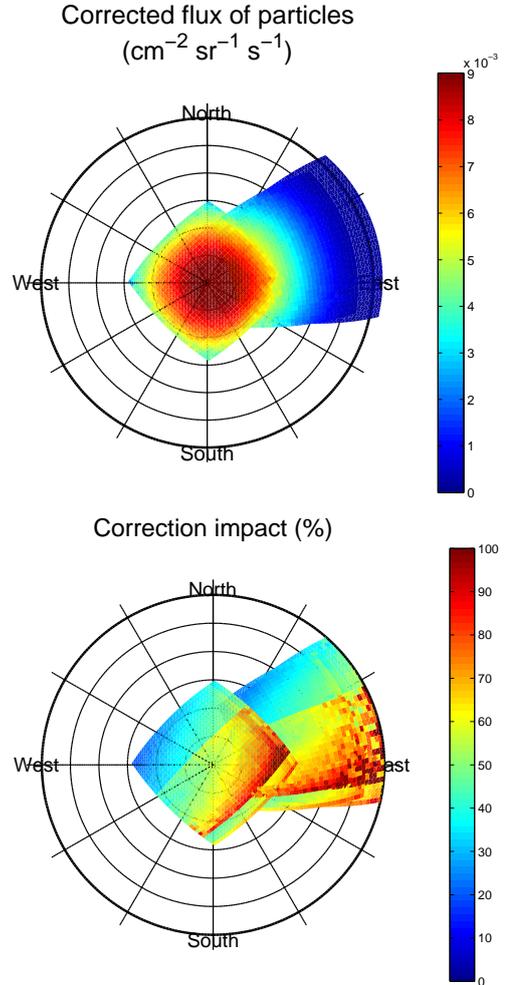


Figure 8. Top: Detected particles flux, corrected with the efficiencies displayed in Fig. 6. Bottom: Influence of the correction on the detected flux.

requires radiographies cleaned from spurious features due to defects of the telescope acceptance. Indeed, such artefacts may induce inconsistencies in the resulting linear system of equations leading to unpredictable reconstruction errors. Undistorting images from the telescope acceptance then constitutes an important issue in the processing sequence of muon tomography. In the present study, we implement a systematic method to account for the actual acceptance function of scintillator-based muon telescopes where low efficiency and even failure of detection bars may produce spurious features in the measured flux.

Using the number, $\nu_{i,j,k,l}$, of detected events for each pair of pixels of the telescope matrices, the determination of the acceptance cannot be separated from the determination of the unknown number of events, $n_{i,j,k,l} \geq \nu_{i,j,k,l}$, which actually hit the bars. This duality is expressed in eq. 4 where the efficiencies, a_i^x , a_j^y , b_k^x and b_l^y , play the same role as $n_{i,j,k,l}$. A fundamental non-uniqueness results from this coupling, its main expression being that the efficiencies may be decreased by an arbitrary factor without changing the fit to the data provided the n 's are increased by the same factor. Furthermore this unavoidable non-uniqueness increases generally due to the presence of trend bias in the efficiencies. Such trends come from insufficient couplings among the parameters of the inverse problem. A possibility to overcome this consists in merging data with the same zenith angle as illustrated in Fig. 5. This requires either an open-sky data flux measured towards the zenith or several measurements with different orthogonal orientations of the detection matrices in order to couple the x and y efficiency coefficients.

The Bayesian formalism discussed in the present paper also furnishes an inverted estimate of the number of muons $n_{i,j,k,l}$ – some of them being undetected due to imperfect efficiencies – which actually crossed the telescope. In practice, these numbers are represented by the Poissonian hyper-parameters λ_α which are the quantities actually inverted. The λ 's represent the parameters of the Poissonian stochastic processes from which the $n_{i,j,k,l}$ can be drawn. These stochastic processes then constitute the models for the flux of muon measured in the directions spanned by the telescope. As such, they form a stochastic model of the radiography from which other quantities like opacity and integrated density images may be derived (see Lesparre *et al.* for terminology) and subsequently be used for 3D tomography inversion.

ACKNOWLEDGMENTS

This paper is dedicated to the memory of our friend and colleague Albert Tarantola who participated with us to the launch of the DIAPHANE muon tomography project and who inspired many ideas developed in the present paper. The design and the construction of the telescopes greatly benefited from the skilled expertise of Bruno Carlus (computer), Bruno Kergosien (electronics), Pascal Rolland (mechanical engineering), and Sylvain Vanzetto (optical fibres). The DIAPHANE project is financially supported by the IPGP (www.ipgp.fr) BQR

grant, the DOMOSCAN ANR (www.agence-nationale-recherche.fr) project, the CNRS/IN2P3 (www.cnrs.fr) Astroparticles program and the MD experiment of the Mont Terri project (www.mont-terri.ch) funded by Swisstopo and CRIEPI partners. This is IPGP contribution ****.

REFERENCES

- Alvarez, L.W., Anderson, J.A., Bedwei, F.E., Burkhard, J., Fakhry, A., Girgis, A., Goneid, A., Hassan, F., Iverson, D., Lynch, G., Miligy, Z., Mousaa, A.H., Sharkawi & M., Yazolinio, L., 1970. Search for hidden chambers in the pyramids, *Science*, **167**, 832–839.
- Barrett, P.H., Bollinger, L.M., Cocconi, G., Eisenberg, Y. & Greisen, K., 1952. Interpretation of Cosmic-Ray Measurements Far Underground, *Rev. modern Phys.*, **24**, 133–178.
- Bhanot, G., 1988. The metropolis algorithm, *Rep. Prog. Phys.*, **51**, 429–457.
- Borozdin, K.N., Hogan, G.E., Morris, C., Priedhorsky, W.C., Saunders, A., Schultz, L.J. & Teasdale, M.E., 2003. Radiographic imaging with cosmic ray muons, *Nature*, **422**, 277.
- Cecchini, S. & Sioli, M., 2000. Cosmic Ray Muon Physics, arXiv:hep-ex/0002052v1.
- Conrad, J., Botner, O. & Hallgren, A., Pérez de los Heros, C., 2003. Including systematic uncertainties in confidence interval construction for Poisson statistics, *Phys. Rev. D*, **67**, 012002.
- Gaisser, T. & Stanev T., 2008. Cosmic Rays, *Phys. Lett. B*, **667**, 254–260, doi:10.1016/j.physletb.2008.07.028.
- Gibert, D. & Virieux J., 1991, Electromagnetic imaging and simulated annealing, *J. Geophys. Res.*, **96**, 80578067.
- Gibert, D & Le Mouél J.L., 2008. Inversion of polar motion data: Chandler wobble, phase jumps, and geomagnetic jerks, *J. Geophys. Res.*, **113**, B10405, doi:10.1029/2008JB005700.
- Gibert, D., Beauducel, F., Déclais, Y., Lesparre, N., Marteau, J., Nicollin, F. & Tarantola, A., 2010. Muon tomography: Plans for observations in the Lesser Antilles, *Earth Planets Space*, **62**, 153–165.
- Kirkpatrick, S., Gelatt, C.D. & Vecchi M.P., 1983. Optimization by simulated annealing, *Science*, **220**, 671–680.
- Lesparre, N., Gibert D., Marteau J., Déclais Y., Carbone D. & Galichet E., 2010. Geophysical muon imaging: feasibility and limits, *Geophys. J. Int.*, **183**, 1348–1361.
- Lesparre, N., Marteau, J., Déclais, Y., Gibert D., Carlus, B., Nicollin, F. & Kergosien, B., 2010. Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography, *Nucl. Instr. Methods A*, in revision.
- Metropolis, N., Rosenbluth, A., Rosenbluth, N., Teller, A. & Teller, E., 1953. Equation of the state calculations by fast computing machines, *J. Chem. Phys.*, **21**, 1087–1092.
- Moosegaard, K., & Tarantola, A., 1995. Monte-Carlo sampling of solutions of inverse problems, *J. Geophys. Res.*, **100**, 12431–12447.
- Nagamine, K., 1995a. Geo-tomographic observation of inner-structure of volcano with cosmic-ray muons, *J. Geography*, **104**, 998–1007.
- Nagamine, K., Iwasaki, M., Shimomura, K. & Ishida, K., 1995b. Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic eruption prediction, *Nucl. Instr. Meth. A*, **356**, 585–595.
- Nicollin, F., Gibert D., Lesparre N. & Nussbaum C., 2010. Anisotropy of Electrical Conductivity of the Excavation Damaged Zone in the Mont Terri Underground Rock Laboratory, *Geophys. J. Int.*, **181**, 303320, doi: 10.1111/j.1365-246X.2010.04517.x.

- Papoulis, A., Pillai, S.U. & Unnikrishna, S., 2002. *Probability, random variables, and stochastic processes*, 852 pp., McGraw Hill Higher Education, New York.
- Pessel, M. & Gibert, D., 2003. Multiscale electrical impedance tomography, *J. Geophys. Res.*, **108**, doi:10.1029/2001JB000233.
- Tanaka, H., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Takeo, M., Oikawa, J., Ohminato, T., Aoki, Y., Koyama, E., Tsuji, H., Ohshima, H., Maekawa, T., Watanabe, H. & Niwa, K., 2008. Radiographic imaging below a volcanic crater floor with cosmic-ray muons, *American J. Science*, **308**, 843–850.
- Tanaka, H., Uchida, T., Tanaka, M., Shinohara, H. & Taira, H., 2009a. Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L01304, doi:10.1029/2008GL036451.
- Tanaka, H., Uchida, T., Tanaka, M., Takeo, M., Oikawa, J., Ohminato, T., Aoki, Y., Koyama, E. & Tsuji, H., 2009b. Detecting a mass change inside a volcano by cosmic-ray muon radiography (muography): First results from measurements at Asama volcano, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L17302, doi:10.1029/2009GL039448.
- Tarantola, A., 2005. *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*, 342 pp., Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia.

4.8 Conclusion

Dans ce chapitre, l'évolution des détecteurs de particules chargées est décrite. Les premiers détecteurs, datant du début du XX^e siècle ont tout d'abord servi à étudier les rayons cosmiques. Ils ont permis d'identifier la nature des particules détectées et d'en déduire certaines de leur propriétés comme leur masse au repos et leur durée de vie. La détection actuelle des muons repose toujours sur le processus d'ionisation. Celui-ci révèle les particules chargées suite à leur interaction avec le capteur. La mise en coïncidence de plans de détection permet ensuite de retrouver la trajectoire des particules localisées.

Les télescopes construits au cours de cette thèse utilisent des scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs. Ce choix est motivé par la robustesse des composants et leur faible coût. De plus, ils montrent une sensibilité moins importante aux fluctuations de température par rapport aux détecteurs contenant du gaz. En outre, la préservation de mesures stables par ces derniers est particulièrement complexe sur le terrain. Il est en effet nécessaire de maintenir une pression constante du gaz dans l'enceinte de ces détecteurs. La construction des télescopes à scintillateurs conditionnés pour un fonctionnement en milieu tropical a été améliorée au fur et à mesure de leur élaboration et suite au retour des premières expériences réalisées sur le terrain.

Un premier article inséré en fin de chapitre reprend l'adaptation des télescopes aux conditions de terrain rencontrées en milieu tropical. Il décrit le fonctionnement des cartes électroniques et les calibrations à appliquer. Un premier jeu de données acquis au Mont Terri montre un bon accord entre les estimations réalisées à partir d'une modélisation de l'opacité de roche à traverser et les données acquises. Une étude plus approfondie de ces données est réalisée dans le chapitre 5. L'article suivant décrit la méthodologie à appliquer pour supprimer une éventuelle distorsion du signal due à un rendement inégal des différents barreaux de détection. Cette méthode est ici développée dans le cas où deux matrices de détection sont mises en place. Elle doit encore être adaptée au cas où une troisième matrice est ajoutée.

Quatre télescopes ont été construits composés chacun de deux matrices de détection. Le premier télescope a tout d'abord été installé en site test au Mont Terri pour valider le protocole de construction comme nous l'expliquons dans le chapitre suivant. Les télescopes suivants ont été installés sur des volcans. L'acquisition sur le terrain nous a montré que les télescopes doivent en fait comporter trois matrices de détection pour réaliser une tomographie. Cette troisième matrice permet de réduire le bruit lié aux coïncidences fortuites, voir l'annexe B. La réduction du bruit causé par des particules capables de traverser l'ensemble du télescope est effectuée par la mise en place d'écrans d'absorption, voir l'annexe C. Ainsi, en plus des conditions de faisabilité décrites dans le chapitre 3, il est important d'évaluer l'amplitude du bruit de fond dans chaque site d'acquisition. Il est alors possible d'appliquer les précautions nécessaires pour améliorer la qualité du signal.

Par la suite, il serait intéressant de remplacer les photomultiplicateurs par des compteurs de photons multi-pixels pour améliorer le rapport signal sur bruit. Ceci permettrait notamment d'appliquer des seuils de déclenchements plus élevés afin de supprimer les signaux produits par des particules dont la perte d'énergie ne correspond pas à celle des muons lors de la traversée du détecteur.

Chapitre 5

Expérimentations en laboratoire souterrain : Méthodologie de la tomographie par muons

5.1 Introduction

Nous avons tout d'abord appliqué la tomographie par muons en un lieu dont la géologie reste relativement simple. Il était en effet important de travailler avec des conditions de terrain aisées pour valider notre méthode d'assemblage de télescope et nos choix technologiques. Le site du Mont Terri présente l'intérêt d'être étudié depuis plus d'une quinzaine d'années. Il est donc bien connu et une infrastructure est déjà existante pour faciliter l'installation d'expériences de développement méthodologique. Ce laboratoire est placé dans une couche d'argile. Après une brève présentation du projet Mont Terri, les propriétés de cette strate géologique sont décrites. Nous avons ensuite situé la tomographie par muons dans le contexte de ce projet. Cette tomographie peut être perturbée par un bruit de fond que nous avons essayé d'estimer en prenant en compte les autres éléments issus des cascades de rayons cosmiques ainsi que la radioactivité présente dans l'environnement du laboratoire. Par la suite, la méthode de sélection des événements détectés est détaillée. Ces données sont ensuite comparées à des modèles de flux dont l'élaboration est expliquée. Ceci permet alors de juger de la qualité de la construction des différents modèles et également de la capacité de détection du télescope ainsi que de la pertinence de la méthode de sélection des données mesurées.

5.2 Présentation du laboratoire souterrain

Le laboratoire souterrain du Mont Terri est présenté ci-dessous de manière à introduire la problématique de l'étude tomographique qui y est menée à l'aide des muons issus des rayons d'origine cosmique. Ce laboratoire est creusé dans une couche d'argile étudiée depuis une quinzaine d'années pour ses propriétés particulièrement intéressantes pour le stockage de déchets radioactifs. Les argiles à opalinus présentent au Mont Terri ont en effet une très faible perméabilité et une capacité d'auto-cicatrisation suite à une fragilisation provoquée par exemple par le creusement d'une galerie (Blümling *et al.*, 2001). L'importance de l'étude de cette couche géologique est donc expliquée pour situer le contexte de l'expérience de la tomographie par muons dans ce laboratoire. Enfin, les différents sites d'acquisitions et les configurations du télescope correspondantes sont exposés.

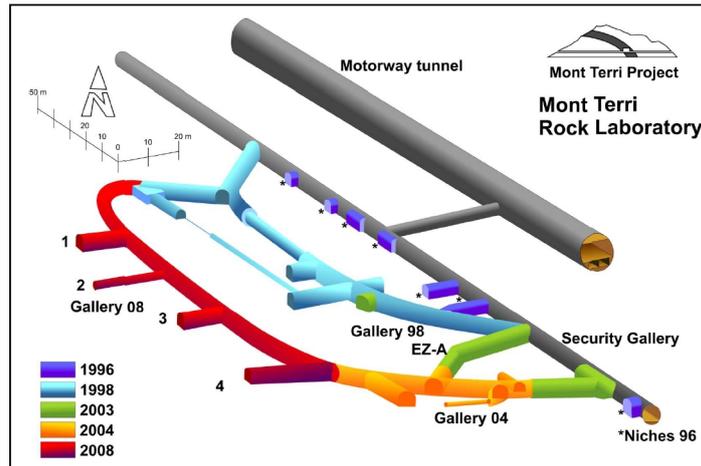


FIGURE 5.1 – Le laboratoire souterrain du Mont Terri est creusé à partir de la galerie de sécurité du tunnel autoroutier de la transjuranne, sous le Mont Terri. Les couleurs indiquent les périodes de creusement des différentes niches et galeries.

5.2.1 Le laboratoire souterrain du Mont Terri

Le laboratoire souterrain du Mont Terri se trouve dans le Jura Suisse, parallèlement à la galerie de sécurité d'un tunnel autoroutier, figure 5.1. Le projet de recherche lié à ce laboratoire a commencé en 1996 suite à la constatation de la présence d'argiles à opalinus lors du creusement de la galerie du tunnel (Heitzmann et Tripet, 2003). Cette roche imperméable présente en effet des propriétés favorables d'hébergement de sites de stockage géologique de déchets radioactifs ou chimiques. Le projet de recherche international du Mont Terri regroupe 14 partenaires¹ provenant de 7 pays différents.

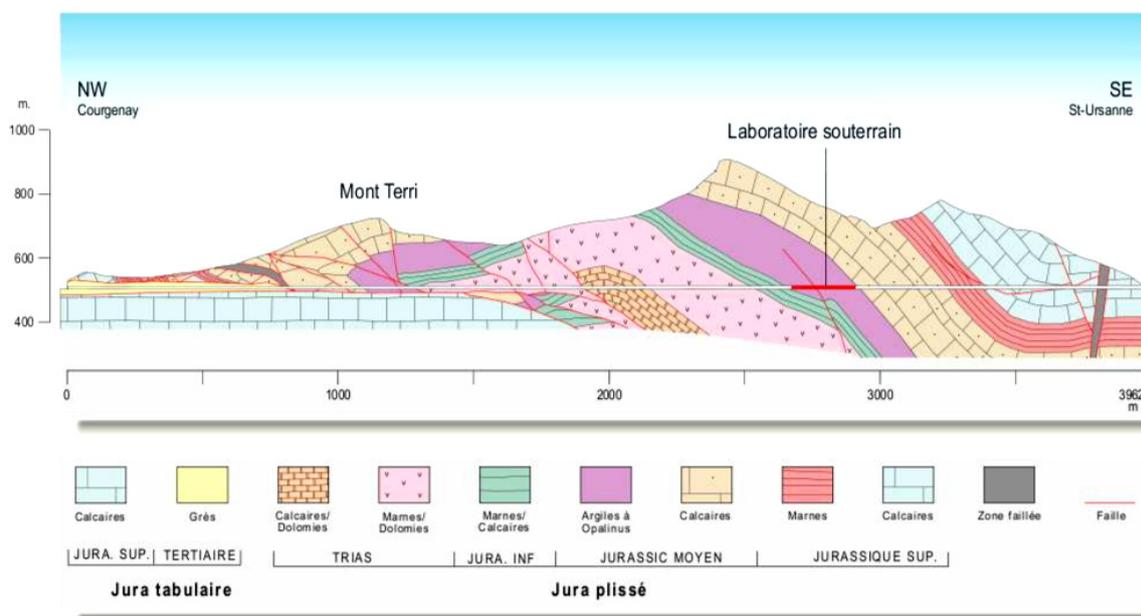
L'objectif de ce projet est de caractériser la géologie, l'hydrogéologie et la géochimie de cette formation d'argilite datant du Mésozoïque (Bossart *et al.*, 2002). Ces études sont développées pour pouvoir juger de la faisabilité et du degré de sûreté d'un dépôt final de déchets radioactifs ou chimiques. Les principaux axes d'investigation concernent l'évaluation des méthodes techniques liées au creusement de galeries, l'analyse du comportement des argiles à long terme, leurs caractéristiques mécaniques ainsi que les variations de leurs propriétés mécaniques induites par l'excavation de galeries ou par le réchauffement de la formation (Thury et Bossart, 2007). Des expériences de démonstration sont mises en place pour valider les différents résultats obtenus.

Parmi quelques unes des méthodes géophysiques appliquées à l'étude des propriétés de l'argilite, des tomographies électriques et sismiques ont notamment été réalisées pour caractériser et suivre temporellement la zone d'endommagement liée au creusement de la galerie (Schuster *et al.*, 2001; Gibert *et al.*, 2006; Nicollin *et al.*, 2008). Ces mesures permettent également de quantifier l'anisotropie présente dans les argiles compliquant les reconstructions tomographiques sismiques et électriques de cette région endommagée (Wang *et al.*, 2009; Nicollin *et al.*, 2010). La mesure du flux de muons dans le laboratoire souterrain du Mont Terri a quant à elle l'objectif d'estimer le volume de la couche d'argile présente au-dessus du laboratoire. La tomographie par muons permet en effet d'affiner la représentation géométrique de cette couche géologique. De plus, les mesures du flux de muons réalisées dans ce laboratoire équipé de prises d'alimentation et d'un réseau Ethernet nous permet de développer la méthodologie de la tomographie par muons et d'estimer la faisabilité de cette expérience.

1. ANDRA, BGR, CHEVRON, CRIEPI, ENRESA, ENSI, GRS, IRSN, JAEA, NAGRA, NWMO, OBAYASHI, SCK-CEN et SWISSTOPO, www.mont-terri.ch.

5.2.2 Importance de la connaissance de la couche d'argile

La couche d'argiles à opalinus s'est formée il y a environ 180 millions d'années (Dogger), elle constitue une couche relativement homogène et dense, issue d'une sédimentation régulière. On la retrouve sur de grandes étendues dans le Nord de la Suisse (Thury et Bossart, 2007). La NAGRA² a déterminé la géométrie de cette formation par des études sismiques tridimensionnelles alors que le forage vertical de Benken, profond de plus de 1000 m, renseigne sur la structure de la roche d'accueil et des formations encaissantes (Marchant *et al.*, 2005). L'anticlinal du Mont Terri s'est formé il y a environ 10 millions d'années, la couche d'argile à opalinus d'environ 200 m d'épaisseur présente une pente de 45° vers le sud-est au-dessus du laboratoire souterrain, on y observe une faille importante, voir la coupe géologique sur la figure 5.2. Il n'est pas envisagé de stocker des déchets radioactifs dans ce laboratoire à cause de la sismicité défavorable de la région, cependant l'étude des différents paramètres nécessaires à l'analyse de sûreté d'un site de stockage peut y être menée puis transférée sur des zones plus propices comme dans le Weinland Zürichoïse où la tectonique est moins perturbée.



Michael Freivogel (2001, Université de Bâle)

FIGURE 5.2 – Coupe géologique à travers l'anticlinal du Mont Terri le long du tunnel de l'autoroute. Schéma réalisé à partir de la coupe dessinée par M. Freivogel, 2001, université de Bâle. L'argile à Opalinus est représentée en violet, la couche de calcaire est en beige.

De manière générale, les argiles ont un effet colmatant et isolant, dû aux minéraux argileux agencés en feuillets, qualités intéressantes pour accueillir les centres de dépôts géologiques. Les argiles à opalinus du Mont Terri présentent un environnement géochimique stable et des caractéristiques géomécaniques favorables au stockage de déchets radioactifs. Le faible coefficient de diffusion de ces argiles leur donne en effet une bonne capacité de rétention des radionucléides³ (Blümling *et al.*, 2007). Ils ont également une très faible perméabilité, celle-ci varie en effet entre 1 nD et 100 nD⁴ (Marschall *et al.*, 2004). L'eau contenue dans les pores

2. Société coopérative nationale pour le stockage des déchets radioactifs, équivalent suisse de l'ANDRA.

3. Les radionucléides sont des atomes dont le noyau est instable à cause d'un excès de protons et/ou de neutrons et présente une forte probabilité de désintégration. Lors de la désintégration il y a un dégagement d'énergie sous forme de rayonnements (α , β ou γ) qui peuvent interagir avec la matière environnante.

4. Une perméabilité de 1 Darcy correspond à une conductivité hydraulique d'environ 1.10^{-5} m/s. Pour comparaison le granite a une perméabilité de quelques dizaines de μ D, le calcaire de quelques mD et le sable d'environ 1D.

de la roche est donc stagnante et l'éventuel transport de radionucléides s'effectue plutôt par diffusion.

5.2.3 Tomographie par muons au Mont Terri

L'objectif de la tomographie par muons du Mont Terri est d'imager les structures géologiques présentes au-dessus du laboratoire souterrain et de la galerie de sécurité. Le laboratoire se trouve dans la formation d'argiles à Opalinus, recouverte par une couche de calcaire, figure 5.2. Les masses volumiques de ces roches ont été mesurées à partir d'échantillon : la masse volumique de l'argile est de $2.45 \pm 0.05 \text{ g.cm}^{-3}$ et celle du calcaire de $2.65 \pm 0.05 \text{ g.cm}^{-3}$. Il s'agit ici d'affiner la localisation de l'interface entre ces deux couches. Cette interface est localisée le long de la galerie de sécurité où son pendage a également été mesuré. Une carte géologique du Mont Terri (Nussbaum C., Swisstopo, communication personnelle) nous permet de localiser la position de l'interface en surface. Le Mont Terri est un anticlinal⁵, on suppose ainsi que l'interface recherchée a une forme concave. La géométrie de cette interface est donc bien contrainte, ce qui va nous permettre, dans un premier temps, de valider la méthodologie développée sur la tomographie de masse volumique par analyse de l'atténuation du flux de muons à travers la roche.

Le premier télescope mis au point, UmMit, a été installé au Mont Terri afin d'estimer sa capacité de détection. L'évaluation de la qualité des mesures a pour objectif la validation du protocole de construction des télescopes. Les premiers tests ont conduit à revoir certains détails de la conception. La géométrie et le matériau utilisé pour les connecteurs optiques ont été revus et le cookie a été simplifié, voir chapitre 4. La géologie du Mont Terri est relativement simple et bien connue, ainsi notre imagerie est comporte déjà une quantité d'informations *a priori* importante. Ceci nous permet de construire des modèles géologiques relativement précis. D'autre part, la température ambiante et le taux d'humidité faible sont constants tout au long de l'année, n'altérant pas les performances du photomultiplicateur. Celui-ci est alors plus apte à révéler l'intensité de l'énergie déposée par les particules chargées dans le scintillateur. Les conditions sont donc idéales pour valider la construction et la calibration de nos capteurs, le protocole d'analyse des données, ainsi que les choix des modèles de flux de muons et d'atténuation à travers la matière.

Pour des raisons pratiques les mesures ont tout d'abord été réalisées à l'intérieur du laboratoire où l'accès au réseau Ethernet et à des prises d'alimentation est plus aisé. Le télescope a ainsi acquis des données depuis quatre niches avec des configurations géométriques différentes, figure 5.3. Des mesures ont également été réalisées à ciel ouvert dans l'atelier du Mont Terri pour pouvoir réaliser une calibration du capteur. Les durées et les configuration d'acquisition sont reportées dans la table 5.1.

5.3 Origine et quantification du bruit de fond

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le télescope détecte les muons grâce au processus d'ionisation au cours duquel le muon chargé interagit avec la matière. Ce processus peut cependant être déclenché par n'importe quelle particule chargée, il est donc important de connaître quelles sont les sources de bruit qui sont susceptibles d'être détectées par le télescope. En effet, il faut pouvoir distinguer le signal déclenché par le passage d'un muon et le bruit ambiant. Si ce bruit ne peut être retiré du signal, il faut alors connaître quelle est son

5. Un anticlinal est une structure géologique formée par un plissement du terrain dont la convexité est orientée vers le haut. Suite à ce processus, l'érosion peut faire ressortir les couches géologiques les plus anciennes en surface.

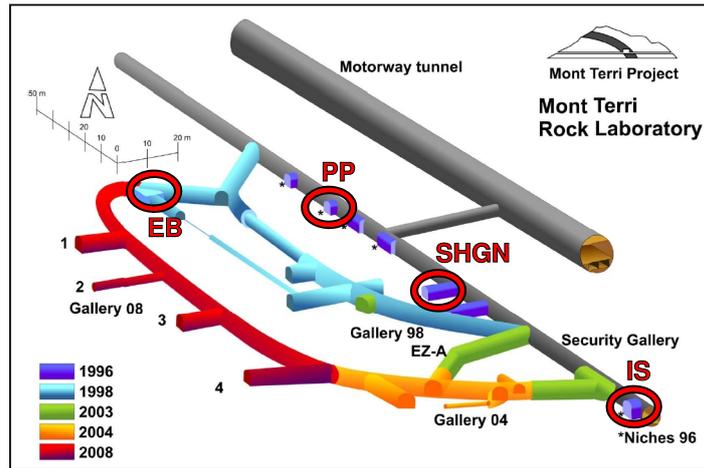


FIGURE 5.3 – Localisation des quatre niches d’installation du télescope dans le laboratoire souterrain du Mont Terri.

Point de mesure		Atelier	IS	SHGN	PP	EB
Inclinaison des matrices		0°	0°	0°	0°	37°
Distance inter-matrices (cm)		141	100	80	100	120
Acceptance (cm ² .sr)		8	16	25	16	12
Angle solide (×10 ⁻³ sr)		1	10	16	10	2
Ouverture angulaire		2°	5.7°	6.9°	5.7°	2.4°
Date d’installation		Fév. 2011	Sept. 2010	Oct. 2009	Fév. 2011	Fév. 2010
Temps d’acquisition analysé (jours)		2.7	47	42	48	177
Épaisseur de roche (m)	minimale	0	220	250	277	331
	à la normale des plans	0	227	268	304	421
	maximale	0	337	456	462	531

TABLE 5.1 – Caractéristiques des différents points de mesures réalisées au Mont Terri, dans la galerie souterraine (SHGN, EB, IS, PP) et à ciel ouvert (Atelier), les points de mesures sont classés par ordre croissant d’épaisseur de roche au-dessus du télescope.

amplitude et dans quelle mesure il peut nuire à la réalisation de tomographies. Deux sources principales de particules sont identifiées : les particules secondaires des rayons cosmiques et la radioactivité naturelle. La première source peut générer un bruit de fond corrélé ou décorrélé alors que la seconde génère un bruit de fond décorrélé. Le bruit de fond corrélé correspond à des particules dont l’énergie est suffisante pour traverser le télescope. Le bruit de fond décorrélé est provoqué, quant à lui, par la détection de deux particules simultanément sur chacune des matrices, simulant un événement. Les moyens à utiliser pour réduire ces bruits sont étudiés.

5.3.1 Les particules secondaires des rayons cosmiques

Parmi les rayons cosmiques secondaires, se trouvent d’autres particules chargées en plus des muons : les électrons et les positrons, les pions, les protons... Ces particules ont cependant un flux au niveau de la mer beaucoup plus faible que celui des muons, voir la figure 1.7 et la table 1.2 du chapitre 1 (Anchordoqui *et al.*, 2004; Bogdanova *et al.*, 2006; Gaisser et Stanev, 2008). Par exemple, les électrons et les positrons qui arrivent à la verticale avec une énergie de 640 MeV ont un flux de $2.75 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ alors que les muons de même énergie ont un flux de $2.90 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (Grieder, 2001). D’autre part ces particules n’ont

pas la possibilité de traverser 200 m de roche, soit 530 hg.cm^{-2} , figure 5.4 (Berger *et al.*, 2006). Ces électrons ou positrons ne peuvent donc atteindre le laboratoire souterrain du Mont Terri (Bichsel *et al.*, 2010). Cependant, ils peuvent causer un bruit conséquent sur les mesures réalisées à ciel ouvert, voir les annexes B et C.

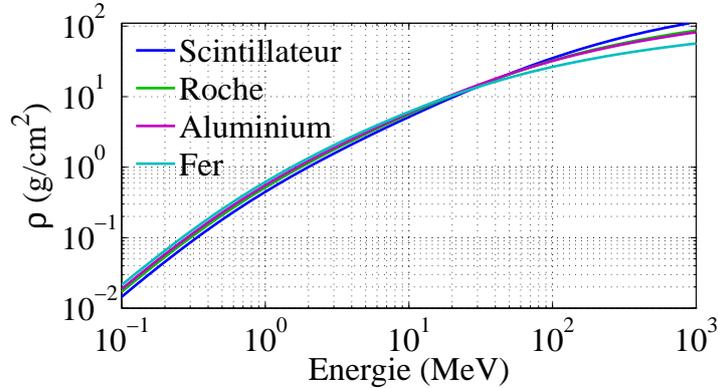


FIGURE 5.4 – Profondeur de pénétration des électrons et positrons en fonction de leur énergie cinétique dans différents matériaux. Ces courbes sont construites à partir des tables du site : <http://physics.nist.gov/PhysRefData> (Berger *et al.*, 2006).

Les rayons γ , photons de haute énergie, font également partie des rayons cosmiques secondaires. Cependant, les processus d'interaction des photons avec la matière sont différents de ceux des particules chargées. En effet, les particules chargées perdent de l'énergie au fur et à mesure qu'elles traversent une certaine opacité. Un faisceau de photons est en revanche atténué à travers la matière : les photons qui émergent dans la direction du faisceau ont la même énergie que celle des photons incidents mais ils sont en nombre moins important (Valentin, 1995). Cette atténuation peut être calculée en fonction de l'opacité traversée et de la longueur d'atténuation λ exprimée en g.cm^{-2} . Cette dernière dépend de l'énergie E du photon ainsi que du milieu traversé, elle est effectivement plus importante dans les milieux de faible masse volumique, figure 5.5(a). Ainsi un faisceau d'intensité initiale I_0 possède une intensité $I(\varrho)$ après la traversée d'une opacité ϱ :

$$I(\varrho) = I_0 \exp\left(-\frac{\varrho}{\lambda(E)}\right) . \quad (5.1)$$

À partir de cette formule, il est alors possible de retrouver quelle opacité permet d'éliminer par exemple 99.99% de l'intensité du faisceau :

$$\varrho = -\lambda(E) \ln\left(\frac{0.01}{99.99}\right) . \quad (5.2)$$

Les photons ont donc la possibilité de traverser une épaisseur de roche allant jusqu'à près de 200 g.cm^{-2} , soit environ 75 cm de roche avant que l'intensité initiale du faisceau ne soit atténuée de 99.99%, figure 5.5(b). Ils peuvent donc difficilement atteindre le laboratoire souterrain situé sous plus de 200 m de roche. Cependant, les muons qui ont la capacité de passer à travers cette épaisseur de roche peuvent émettre des γ le long de leur parcours suite aux interactions qu'ils subissent en traversant le milieu.

Les photons peuvent en effet être produits dans les dernières dizaines de centimètres de roche au-dessus du détecteur le long de la trajectoire d'un muon. Ces particules sont formées par exemple suite au processus de bremsstrahlung où les muons de haute énergie, supérieure à 700 GeV, ont une probabilité non négligeable de produire des rayons γ (Bichsel *et al.*, 2010). Ceux-ci peuvent ensuite à leur tour interagir avec la matière pour produire une paire

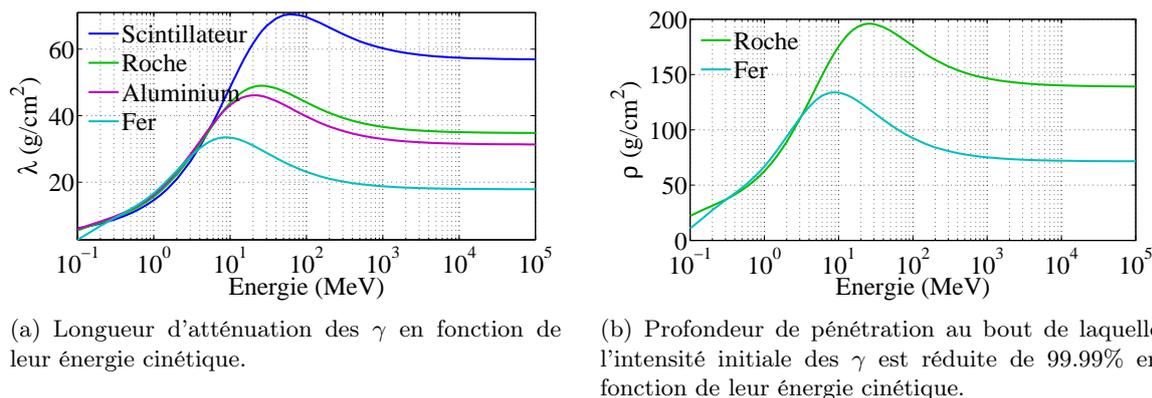


FIGURE 5.5 – Ces courbes sont construites à partir des tables du site : <http://physics.nist.gov/PhysRefData> (Berger *et al.*, 1998).

d'électron-positron ou bien ioniser le milieu par diffusion Compton. Au cours de ce dernier processus, le rayon γ est diffusé de manière inélastique sur l'électron d'un atome du milieu et l'électron est éjecté de l'atome. Si l'énergie des électrons/positrons émis est suffisamment importante ils peuvent alors traverser le télescope ou au minimum atteindre la première matrice. L'estimation du bruit causé par ces particules mérite une étude approfondie, pour cela des modélisations peuvent être réalisées avec le logiciel Géant 4 (<http://www.geant4.org/geant4/>).

Si ces particules suivent ensuite une trajectoire différente de celle du muon parent, elles peuvent produire un bruit de fond corrélé si elles ont la capacité de traverser l'ensemble du télescope ou un bruit de fond décorrélé si deux de ces particules sont détectées simultanément par les matrices. Le muon parent peut également être accompagné de particules chargées si elles suivent une trajectoire proche de celle du muon. Elles peuvent alors interagir avec le détecteur au même instant que le muon. Ces muons font partie intégrante du flux à mesurer, il ne faut donc pas les retirer du signal. Il est alors nécessaire d'autoriser la détection de signaux simultanément sur quelques barreaux. Ce seuil de multiplicité doit donc être déterminé de manière précise pour ne pas retirer du signal les événements pertinents constitués d'un muon accompagné de particules chargées. Ce nombre de barreaux en coïncidence doit tout de même être restreint pour limiter le bruit de fond.

5.3.2 La radioactivité naturelle

La radioactivité issue de la roche environnante peut également être source de bruits. Les différents éléments radioactifs présents au Mont Terri sont reportés dans la table 5.2, avec l'énergie des particules émises. Il s'agit des éléments présents dans la chaîne de désintégration du ^{222}Ra dont la présence est révélée dans l'une des niches du Mont Terri (Ramseier, 2003). Si l'activité est relativement importante dans l'espace confiné de la niche MI, elle est certainement beaucoup moins importante dans la galerie de sécurité, ventilée, où se trouve le télescope, figure 5.7. Nous allons tout de même nous intéresser aux émissions β . En effet, les rayons α sont de toute façon stoppés par les premières épaisseurs d'aluminium du télescope et ne peuvent même pas atteindre le premier plan de scintillateur. D'autre part, les rayons γ émis par la désintégration du ^{40}K doivent à leur tour se désintégrer électrons/positrons pour causer un bruit détectable par notre télescope. L'énergie initiale de ces γ est de 1.4 MeV et elle est répartie entre les produits de la réaction dont l'énergie est alors trop faible pour pouvoir traverser les premières couches d'aluminium du télescope, tables 5.2 et 5.3.

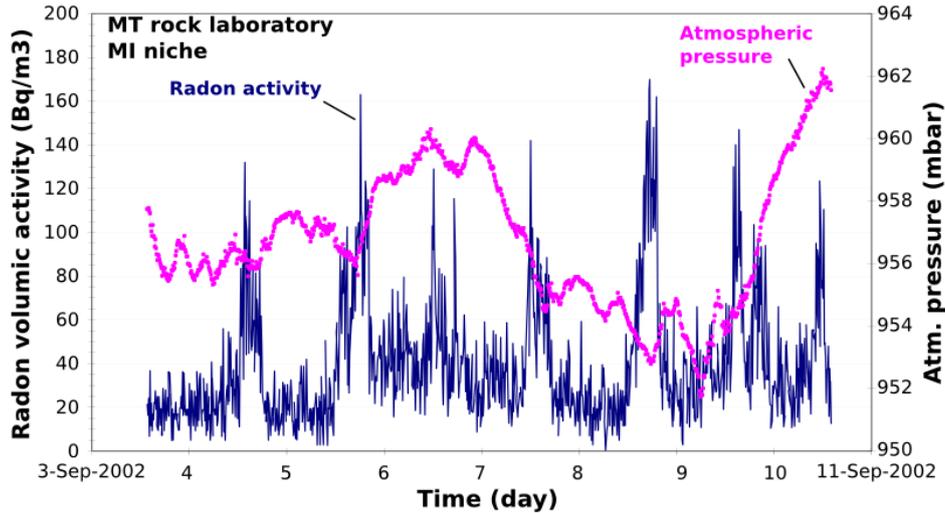


FIGURE 5.6 – Activité du radon mesurée dans la niche MI du Mont Terri en septembre 2002, d’après Ramseier (2003).

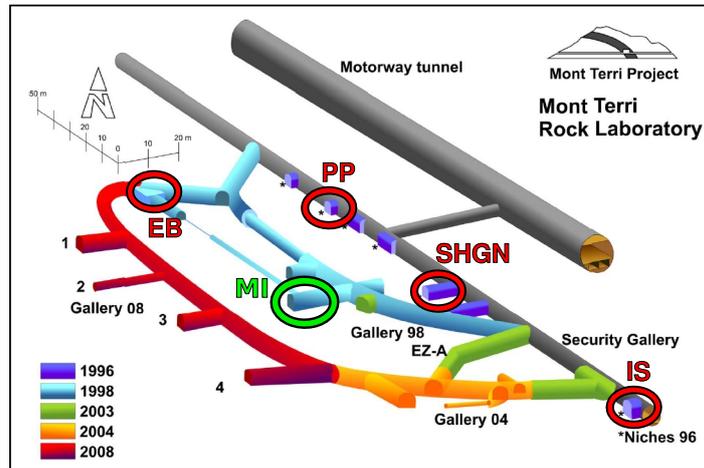
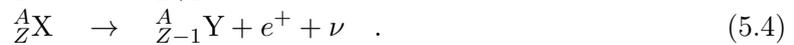


FIGURE 5.7 – Situation du laboratoire souterrain du Mont Terri, localisation des niches d’installation du détecteur et de la niche MI où les mesures de l’activité du radon ont été réalisées.

Lors de la désintégration β , le rayon éponyme est émis avec un neutrino ou un antineutrino suivant qu’il s’agisse de l’une ou l’autre des réactions β^- ou β^+ :



Les électrons/positrons sont alors émis avec une énergie dont le spectre continu varie entre 0 et l’énergie de liaison libérée par la désintégration. Cette énergie est en effet répartie entre l’électrons/positrons et le neutrino ou l’antineutrino (Valentin, 1995).

5.3.3 Particules susceptibles de produire un bruit de fond

Afin d’estimer quelles sont les particules susceptibles de produire un bruit de fond, leur énergie cinétique minimale est estimée en fonction de l’opacité des différentes couches du télescope à traverser pour être détectées, table 5.3. Ainsi seuls les électrons dont l’énergie cinétique est supérieure à 1.2 MeV peuvent atteindre le premier plan de scintillateur. Une énergie cinétique minimale de 3.1 MeV est nécessaire pour qu’ils atteignent le second plan de détection. Enfin, il faut que ces électrons aient une énergie cinétique supérieure à 9.9 MeV pour qu’ils

Élément	β produits		γ produits
	Énergie (MeV)	Épaisseur écran (g/cm ²)	Énergie (MeV)
²³⁴ Th	0.3	0.1	0.09
²³⁴ Pa	2.2	1.4	1.0
²¹⁴ Pb	1.0	0.6	0.03
²¹⁴ Bi	3.3	2.1	1.7
²¹⁰ Pb	0.06	0.0	0.04
²¹⁰ Bi	1.1	0.6	0.6
⁴⁰ Ar	1.5	0.9	-
⁴⁰ K	1.3	0.8	1.4

TABLE 5.2 – Éléments radioactifs présents au Mont Terri. La présence de radon a été relevée dans une niche, les éléments de la première partie du tableau sont issus de sa chaîne de désintégration (Ramseier, 2003). La présence de potassium a également été détectée dans des échantillons, cet isotope provient de la désintégration de l'argon (Christophe Nussbaum, swisstopo, communication personnelle).

puissent atteindre le quatrième plan de détection. Il faut ajouter à ces énergies 0.25 MeV, seuil à partir duquel les particules chargées peuvent être détectées par le scintillateur. En effet, le seuil de détection des événements est situé à 1 photo-électron, ce qui correspond ici à une énergie de 0.25 MeV. Ainsi, les électrons d'énergie cinétique supérieure à 1.4 MeV sont susceptibles de produire des coïncidences quadruples si ils sont détectés simultanément par les quatre plans de détection. Les électrons d'énergie cinétique supérieure à 3.3 MeV peuvent quant à eux produire des coïncidences doubles lors d'une détection simultanée de deux particules par les matrices. Enfin, les électrons d'énergie cinétique supérieure à 10.1 MeV ont la capacité de traverser le télescope et de produire un bruit de fond corrélé.

Écrans	1 Plan	1 Matrice	2 Matrices
Aluminium (cm) 2.7 g.cm ⁻³	0.25	0.4	1.05
Scintillateur (cm) 1 g.cm ⁻³	0	1	3
Inox (cm) 9.7 g.cm ⁻³	0	0	0
Opacité totale (g/cm ²)	0.7	2	5.8
$E_{\min} \beta$ (MeV)	1.2	3.1	9.9

TABLE 5.3 – Écrans du télescope. L'énergie cinétique minimale des β pour traverser les différents écrans du télescope est estimée en fonction de l'opacité à traverser pour atteindre le plan de scintillateur susceptible de détecter un électron/positron.

Plusieurs éléments de la chaîne de désintégration du ²³⁴Th sont susceptibles d'émettre des β avec une énergie proche de l'énergie nécessaire pour atteindre le premier plan de scintillateur, égale à 1.4 MeV, tables 5.2 et 5.3. L'isotope ²¹⁴Bi est susceptible de produire des β avec une énergie suffisante pour atteindre le second plan de scintillateurs. Cependant la radioactivité ne peut pas produire des rayons d'énergie suffisante leur permettant de traverser l'ensemble du télescope. Le bruit correspondant à la radioactivité est donc décorrélé.

Enfin si les rayons γ se désintègrent en paires d'électrons/positrons ou s'ils produisent une diffusion Compton, un signal peut alors être détecté par le télescope. Chacune des particules

ainsi créées possède cependant une énergie deux fois moins importante que celle de la particule parente. Ainsi les γ issus de la radioactivité ne peuvent produire des particules d'énergie suffisante pour atteindre le premier plan de scintillateur comme nous l'avons vu plus haut. Pour provoquer un signal décelable par le télescope, il faut donc que le rayon γ soit issu de l'interaction des muons dans les derniers centimètres de roche. Ce signal peut être corrélé ou décorrélé.

Le signal laissé par les électrons et positrons de haute énergie est difficilement distinguable de celui qui est émis par les muons. Ces électrons et positrons sont alors à l'origine d'un bruit de fond. Les conséquences de ce dernier sont d'autant plus néfastes que l'épaisseur de roche est importante puisque le flux de muons est alors plus ténu. De plus, il est difficile d'estimer théoriquement le flux du bruit de fond corrélé. Les électrons ont cependant tendance à se désintégrer en une gerbe de particules lorsqu'ils rencontrent de la matière, il est donc préférable de ne garder que les événements détectés simultanément sur un minimum de barreaux d'un même plan, comme nous le verrons par la suite. Le bruit de fond corrélé peut en revanche être estimé en réalisant des mesures en anticoïncidence.

5.3.4 Estimation du bruit de fond décorrélé

Le signal analysé pour la tomographie par muons concerne les événements détectés simultanément par les deux matrices du télescope. Les événements détectés en coïncidences fortuites par nos matrices peuvent donc dégrader la qualité du signal qui nous intéresse. Ces coïncidences fortuites peuvent être causées par les électrons/positrons issus de la radioactivité, mais également par deux muons interagissant simultanément avec les matrices. L'acceptance du télescope pour détecter ces événements est cependant très faible, figure 5.8. Des mesures ont effectivement été réalisées en anticoïncidence dans la niche PP où les matrices sont placées horizontalement à une distance d'un mètre. Les angles zénithaux concernés par ce signal sont donc supérieurs à 40° . Les muons issus de ces angles ont en conséquence un flux plus faible que ceux qui nous intéressent puisque les épaisseurs de roche concernées sont plus importantes.

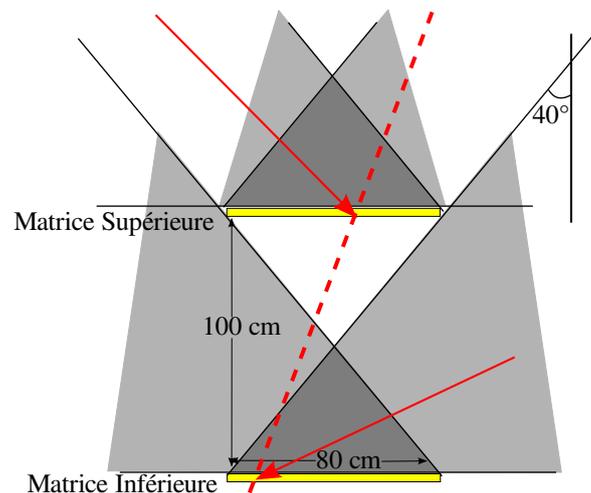


FIGURE 5.8 – Configuration de détection des muons en anticoïncidence dans la niche PP. Les parties grisées représentent le domaine des angles zénithaux qui correspondent à des muons qui peuvent éventuellement être détectés en anticoïncidence. Ce domaine est défini entre 40° et 490° . Les flèches rouges représentent deux particules chargées détectées simultanément par les matrices, simulant un événement produit par une particule chargée traversant le télescope (tirets rouges).

Le taux de coïncidences fortuites N_{12} produites par un bruit en double coïncidence est estimé avec la formule suivante :

$$N_{12} = 2N_1N_2dt_{12} \quad , \quad (5.5)$$

où N_1 et N_2 sont les fréquences de détection des plans 1 et 2 respectivement et dt_{12} représente la fenêtre temporelle de détection entre ces deux plans. Les taux N_1 et N_2 peuvent être estimés en regardant le nombre d'événements détectés par les deux matrices en antioïncidence (Lecomte, 1963). Ceci a été réalisé dans la niche PP où le télescope se trouve actuellement.

Ainsi il y a $N_1 = 19.6$ et $N_2 = 20.1$ événements par seconde détectés en antioïncidence par la matrice supérieure et inférieure, respectivement. La fenêtre temporelle de détection en antioïncidence dt_{12} est de 20 ns. Les mesures réalisées révèlent donc un bruit de fond avec un taux de 1.6×10^{-5} coïncidences fortuites par seconde. Ce taux est plus de quinze fois plus faible que celui mesuré en Bretagne évalué à 4.4×10^{-4} et 2.5×10^{-4} coïncidences fortuites par seconde pour des angles zénithaux de 0 et 57° degrés respectivement, annexe B. Les matrices sont ici plus rapprochées et situées en souterrain ce qui peut réduire le taux de fortuits lié aux cosmiques. De plus la radioactivité naturelle peut être plus élevée en Bretagne, à Pont Péan, à cause de la présence des matériaux détritiques constituant le sol sur lequel est posé le télescope.

Ce bruit est réparti sur l'ensemble des angles de vue actifs⁶ des matrices de détection. Ce taux est à comparer avec les taux de muons mesurés et attendus dans chacune des niches comme considéré en fin de chapitre. Ce taux est considéré comme étant le même dans les différentes niches d'acquisition car il n'existe qu'une seule série de mesures en antioïncidence. D'autre part, si l'on installe une troisième matrice de détection et que les taux de détection en antioïncidence sur chaque plan restent du même ordre de grandeur, la fréquence des coïncidences fortuites chute alors à 1.3×10^{-11} par seconde réparties sur l'ensemble des angles de vue actifs des matrices de détection.

Pour les particules qui peuvent atteindre uniquement le premier plan de scintillateur, le bruit est donc enregistré si l'on a une détection simultanée sur les 4 plans de détection. L'occurrence d'un tel événements a une très faible probabilité de se réaliser puisque sa fréquence N_{1234} peut alors être estimée à :

$$N_{1234} = 2N_{12}N_{34}dt_{1234} \quad (5.6)$$

$$N_{1234} = 2(2N_1N_2dt_{12})(2N_3N_4dt_{34})dt_{1234} \quad (5.7)$$

Ici, l'intervalle de temps de détection simultanée entre deux plans d'une même matrice, dt_{12} ou dt_{34} vaut 10 ns et l'intervalle de temps de détection simultanée entre les deux matrices dt_{1234} est de 20 ns. Aussi il y a un facteur 10^{-27} dans le taux de coïncidences quadruples qui est négligeable par rapport au flux de muons détecté.

5.4 Méthode de sélection des données

Les événements détectés par les télescopes ne correspondent pas toujours aux muons. Il peut s'agir d'électrons/positrons dont l'énergie est suffisante pour traverser au minimum une matrice de détection. Une méthode rigoureuse de sélection des événements est décrite ci-après. Le flux de muons, tenu en profondeur, suit une statistique poissonienne et la valeur moyenne du nombre d'événements détectés par unité de temps se définit de mieux en mieux au cours de l'acquisition. Chaque matrice de détection est composée de deux plans de détection : un pour la direction X et un autre pour la direction Y. Ceci permet de localiser la position de l'interaction de la particule chargée avec la matrice de détection. Chaque matrice possède sa propre électronique qui va réaliser une première sélection des événements. Les événements ne sont en effet enregistrés que s'il leur correspond au moins un barreau en X et un barreau

6. Comme expliqué plus loin, nous avons dû retirer du signal les événements détectés par certains barreaux défectueux. Le nombre d'angle de vue actif, *i.e.* pour lesquels il existe des données, est donc restreint.

Y, touchés simultanément, avec une fenêtre temporelle de 10 ns. De plus, les deux matrices doivent également enregistrer un signal en coïncidence dans un intervalle de temps de 100 ns. Toutes les données sont alors envoyées à l'ordinateur et un second traitement permet d'affiner la sélection des données.

Voyons comment la méthode de sélection a été mise en place. Dans un premier temps il a fallu retirer du signal les événements qui ne semblaient vraiment pas pertinents. La sélection est ensuite affinée en déterminant la multiplicité, *i.e.* le nombre maximal de barreaux en coïncidence. Cette coïncidence est distinguée du phénomène de diaphonie au niveau du photomultiplicateur, au cours duquel les canaux voisins du canal relié à un barreau qui a détecté une particule peuvent également être excités et émettre un signal simultanément. La fenêtre temporelle optimale entre les deux matrices de détection est ensuite déterminée. La variation d'efficacité observée d'un barreau de détection à un autre doit ensuite être corrigée pour améliorer la qualité de l'image.

5.4.1 Identification des données aberrantes

La représentation de tous les événements détectés par heure au cours du temps montre que ce nombre présente des pics qui ne peuvent être expliqués par des hausses brutales du taux de muons d'origine cosmique, figure 5.9. Ce phénomène est également difficilement explicable par la radioactivité naturelle qui crée un bruit de fond continu. Ces pics apparaissent plus d'une vingtaine de fois dans les niches peu profondes IS et SHGN alors qu'ils ne sont présents que quelques fois dans les niches PP et EB situées sous des épaisseurs de roche plus importantes, table 5.1. Ces pics observés qui ne correspondent pas à des muons doivent être retirés du signal. Ils peuvent être provoqués par une mauvaise qualité d'alimentation. L'alimentation au départ était effectivement à découpage. Suite à la constatation de la présence de ces pics, une alimentation stabilisée a été mise en place. D'autre part, dans la niche SHGN se trouve un groupe électrogène prêt à démarrer en cas de coupure de courant dans la galerie. Celui-ci peut alors être une source de bruit. Enfin, alors que les télescopes sont en cours d'acquisition, des travaux de creusement de galerie sont effectués. La galerie est alors très poussiéreuse et le passage régulier d'engins peut affecter les mesures.

Les statistiques de la distribution de l'ensemble des événements sont reportées dans la table 5.4. Il faut noter que les pics observés induisent un biais dans la moyenne calculée λ . Si l'on suppose que les événements détectés doivent suivre une statistique poissonnienne, comme on pourrait l'attendre du flux de muons, l'écart type de la distribution devrait être de l'ordre de $\sqrt{\lambda}$. Cependant, quelque soit le lieu de la prise de données, l'écart type est bien supérieur à $\sqrt{\lambda}$ et plus d'une vingtaine de points ont un écart à la moyenne supérieur à $4\sqrt{\lambda}$ dans les niches SHGN et IS. Dans les niches PP et EB on retrouve respectivement six et deux points qui présentent ce même écart. Ces points sont représentés en rouge figure 5.9.

Point de mesure	IS	SHGN	PP	EB
Nombre d'événements moyen par heure : λ	62.5	62.2	25.8	15.4
$\sqrt{\lambda}$	7.9	7.9	5.1	3.9
Écart type de la distribution	48.5	62.9	6.0	6.5
Nombre de points au delà de $\lambda \pm 4\sqrt{\lambda}$	21	21	6	2

TABLE 5.4 – Statistiques de l'ensemble des données acquises dans les différentes niches du Mont Terri.

Ces phénomènes risquent de nuire à la tomographie, il est donc important de pouvoir les distinguer du signal pour pouvoir les extraire. Les acquisitions ont été réalisées par ordre

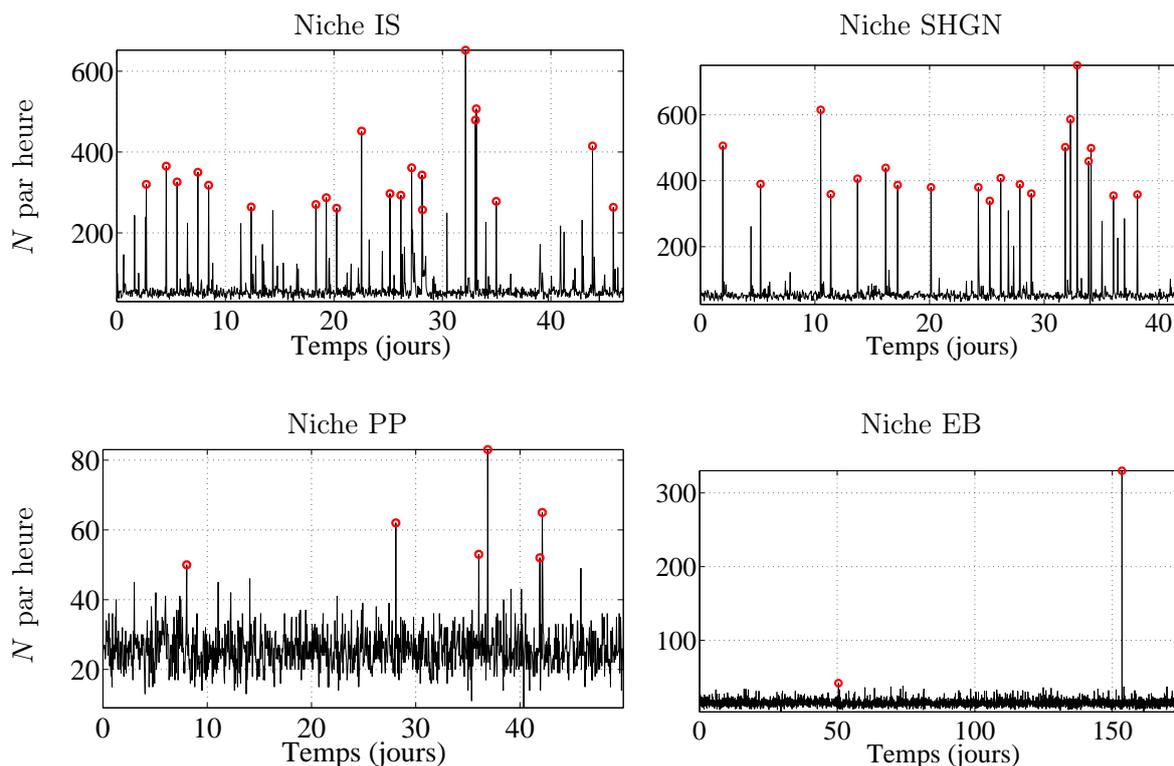


FIGURE 5.9 – Nombre d'événements N détectés par heure dans les différentes niches, au cours du temps. Les cercles rouges indiquent les points qui présentent un écart à la moyenne supérieur à $4\sqrt{\lambda}$.

chronologique dans les niches SHGN, EB, IS et PP. On ne peut ainsi déduire une dégradation progressive du signal détecté au cours du temps, malgré les vibrations causées lors du déplacement du détecteur dans la galerie. Afin de mieux comprendre l'origine de ces pics la distribution du nombre d'événements détectés par chacun des barreaux est étudiée ci-après.

Cette distribution est en effet très révélatrice, figure 5.10. Quatre barreaux montrent un signal particulièrement élevé. Ces barreaux situés sur chacun des plans de détection sont les mêmes sur les plans avant et arrière et concernent les barreaux X_{16} et Y_2 , figure 5.10. Ces barreaux montrent des taux trois fois plus élevés que ceux des autres barreaux dans les niches IS et SHGN. L'écart est moins important dans les niches PP et EB. Ces barreaux sont justement reliés aux coins des photomultiplicateurs, comme nous le verrons plus loin. Il est donc possible qu'il y ait eu quelques fuites de lumière. Le nombre d'événements détectés par heure par chacun des barreaux est représenté au cours du temps pour le cas des plans avant X et Y dans la niche IS, figure 5.11. Les barreaux X_{16} et Y_2 détectent régulièrement un nombre d'événements conséquent par rapport aux taux détectés par les autres barreaux. Suite au retrait de ces barreaux, les taux de détection particulièrement élevés n'apparaissent plus, figure 5.11.

Tous les événements détectés par les quatre barreaux dont les taux sont particulièrement élevés sont donc retirés du signal. Le nombre d'événements détectés par heure au cours du temps sans ces barreaux défectueux ne présentent alors plus de pics très élevés, figure 5.12. Les données des barreaux X_2 et Y_{15} de la matrice avant ont également été retirées du signal comme leur taux de détection est particulièrement faible. La distribution du taux d'événements sans les 6 barreaux défectueux est maintenant plus stable. Les taux détectés varient d'une niche à l'autre étant donné que les épaisseurs de roche et surtout les durées d'acquisition peuvent être différentes. Le traitement du signal doit cependant encore être développé.

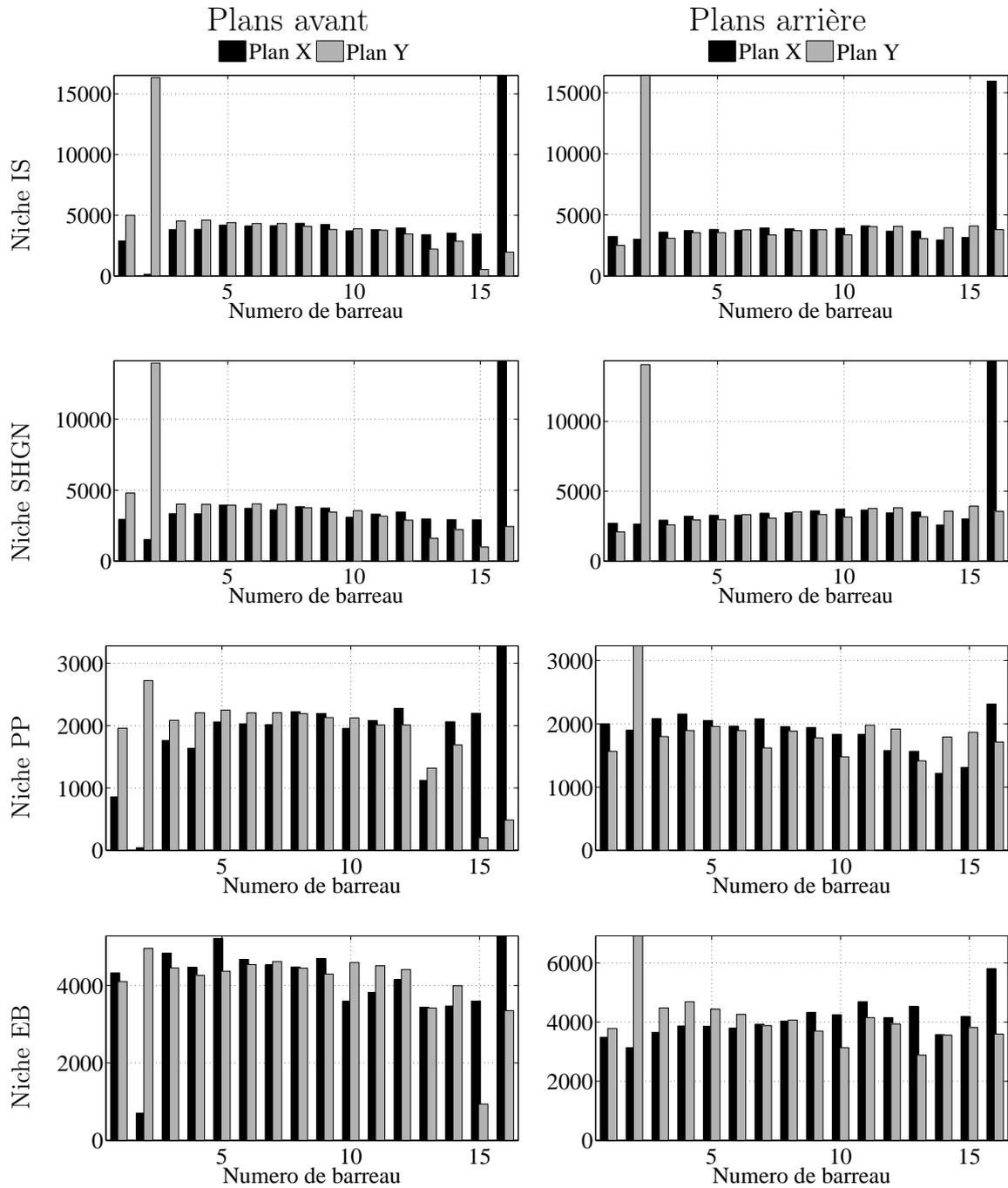


FIGURE 5.10 – Répartition du nombre d'événements en fonction du numéro de barre dans les différentes niches d'acquisition.

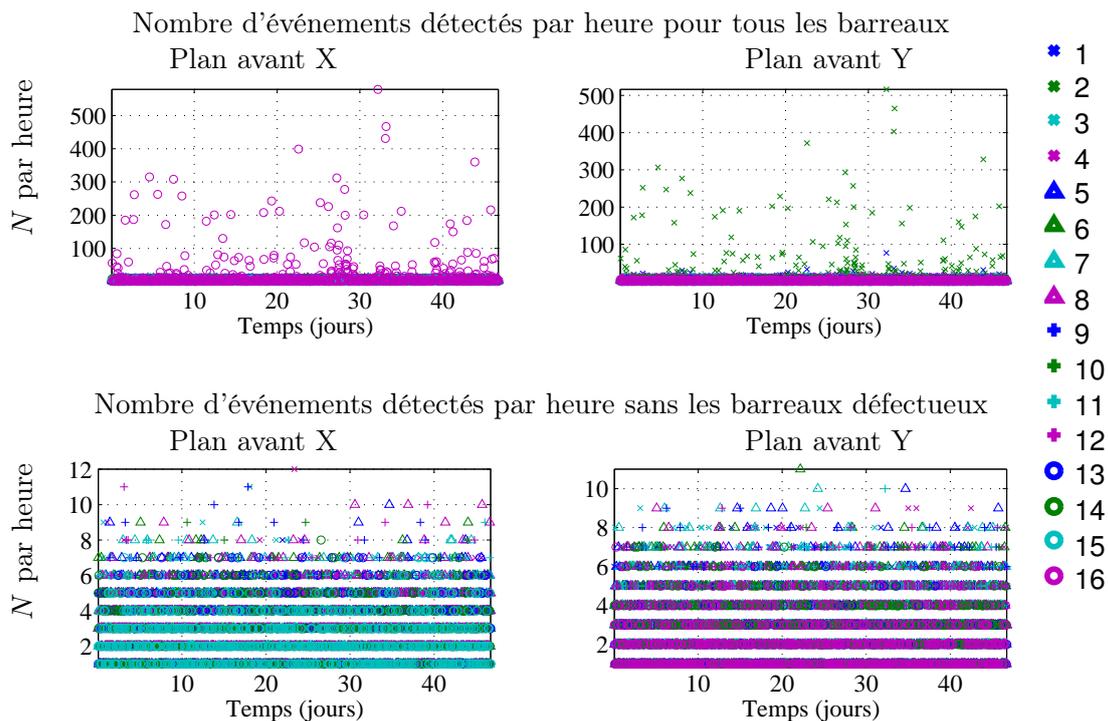


FIGURE 5.11 – Nombre d'événements N en fonction du temps détectés par chaque barre durant une heure d'acquisition dans la niche IS. La légende sur la droite fait correspondre les différents signes représentés aux numéros de barre des deux plans. Pour les faibles valeurs, le nombre d'événements détectés par heure par les différents barreaux est confondu.

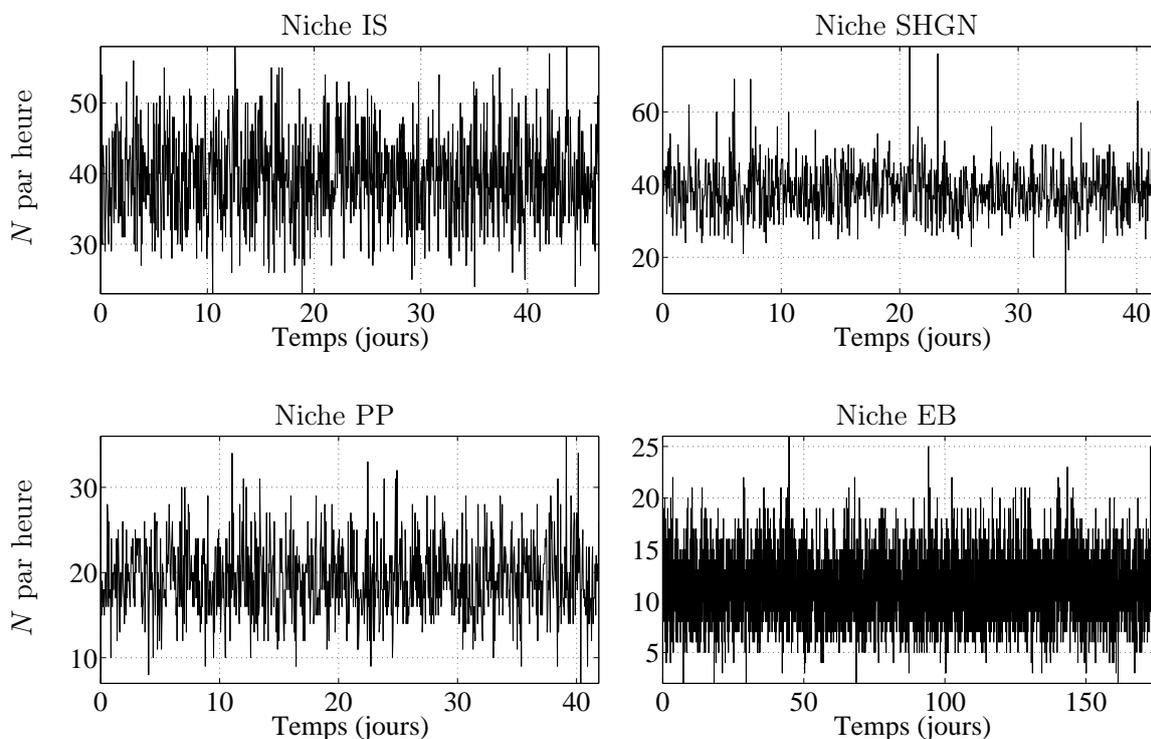


FIGURE 5.12 – Nombre d'événements N détectés par heure dans les différentes niches, au cours du temps. Ici, les barreaux défectueux ont été retirés.

5.4.2 Répartition des événements détectés

Les muons sont des particules plutôt solitaires qui ont une tendance moindre à produire des gerbes (Leprince-Ringuet, 1945; Abraham, Snow, *et al.*, 2007) contrairement aux électrons et aux pions. Pour distinguer les muons des autres particules et réduire les coïncidences fortuites, les signaux présentant de la multiplicité sont alors éliminés. Il s'agit d'événements pour lesquels plusieurs barreaux d'un même plan de détection sont touchés. La distribution de cette multiplicité est représentée dans la première colonne figure 5.13 pour les différentes niches d'acquisition. Ce nombre diminue rapidement avec le nombre de barreaux touchés simultanément jusqu'à environ 10 barreaux en coïncidence. Tous les événements enregistrés par les barreaux défectueux sont maintenant retirés.

Il est possible d'avoir jusqu'à 20 barreaux en coïncidence. Cependant ces événements ne sont pas déclenchés par le passage d'un muon à travers le détecteur. Il est en revanche possible que quelques barreaux en plus de ceux traversés par un muon émettent un signal simultanément à celui produit par le muon. Ce phénomène peut être dû au processus de bremssstrahlung produit le long de la trajectoire du muon dans les derniers centimètres de roche (Bichsel *et al.*, 2010). Un rayon γ est émis, s'il est suffisamment énergétique, il peut se désintégrer en une cascade électromagnétique constituée d'électrons et de positrons. Ceux-ci sont susceptibles de se désintégrer à leur tour en rayons γ et ainsi de suite, voir le paragraphe 5.3. Ce phénomène devient significatif quand l'épaisseur de roche est suffisamment importante pour que seuls les muons d'énergie proche de l'énergie critique puissent traverser le milieu. Cette énergie correspond en effet au seuil à partir duquel le processus de bremssstrahlung devient aussi important que la perte d'énergie par ionisation (Bichsel *et al.*, 2010). Dans la roche cette énergie critique vaut 693 GeV mais les muons de 300 GeV sont déjà susceptibles de subir des interactions bremssstrahlung. À cette énergie, les muons peuvent traverser jusqu'à 1000 hg.cm^{-2} , ce qui correspond à une épaisseur de roche d'environ 370 m, voir chapitre 3. Il est alors justifié de ne pas supprimer tous les événements pour lesquels plus de 2 barreaux par plan sont touchés simultanément et un seuil limite de la multiplicité doit être déterminé. Le pourcentage d'événements détectés en fonction de ce seuil est représenté dans la seconde colonne figure 5.13.

Ainsi, le seuil le plus sévère correspond à 2 barreaux en coïncidence pour lequel environ 70% des événements sont détectés dans chacune des niches. Si ce critère de sélection n'est pas appliqué, la totalité du signal est alors conservée. En fonction du lieu d'acquisition le pourcentage d'événements détectés augmente plus ou moins rapidement avec le nombre de barreaux touchés simultanément. Pour travailler avec plus de 90% du signal, dans les niches les moins profondes IS et SHGN, il faudrait accepter 3 barreaux en coïncidence par plan de détection. Dans les niches localisées sous des épaisseurs de roches plus importantes, PP et EB, 4 barreaux en coïncidence sont nécessaires pour travailler avec 90% des événements détectés. On distingue en effet dans les niches PP et EB une occurrence plus conséquente des événements en coïncidence sur plus de 15 barreaux. Par la suite, nous avons choisi de ne garder que les événements qui présentent au maximum 3 barreaux touchés par plan de détection. Il peut ainsi y avoir jusqu'à 6 barreaux touchés par matrice de détection. Pour ce seuil, plus de 95% des événements sont conservés quelque soit le site d'acquisition, figure 5.13. Cette analyse du signal a pu être réalisée en sachant que les coïncidences observées sont bien issues d'événements détectés simultanément par les barreaux. Les coïncidences fortuites ne peuvent en effet venir d'un effet d'une diaphonie produite au niveau du photomultiplicateur.

5.4.3 Diaphonie au niveau du photomultiplicateur

Des pixels voisins du canal de détection du photomultiplicateur peuvent détecter un signal simultanément à l'événement sélectionné. Il s'agit alors de diaphonie. Cependant, les 32 fibres d'une matrice de détection sont disposées dans un canal sur deux de lecture des barreaux

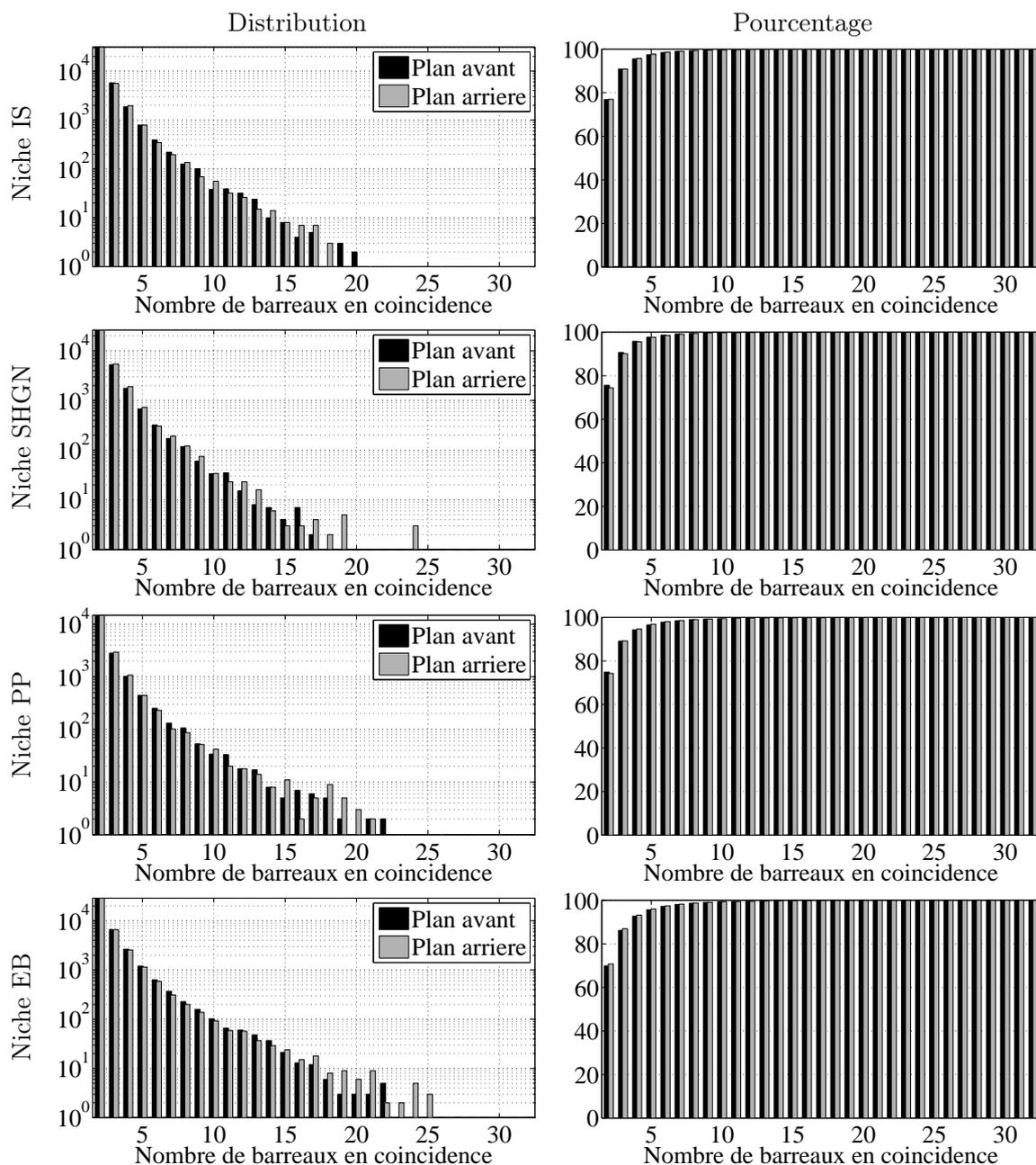


FIGURE 5.13 – À gauche, distribution du nombre de barreaux touchés simultanément sur chacun des plans pour les différents sites de mesure. À droite, pourcentage du nombre d'événements détectés en fonction du seuil de multiplicité. Le nombre de barreaux en coïncidence varie entre 2 et 32. Les événements détectés par les barreaux défectueux ont été retirés du signal.

par le photomultiplicateur qui en possède 64, figure 5.14. Ce phénomène ne peut donc pas être lié à une particule chargée détectée par un barreau de scintillateur. Ces événements sont donc interprétés par le phénomène de diaphonie. La proportion du nombre de canaux voisins sur lesquels le signal du canal centré est détecté peut alors être étudiée. Quelle que soit la sélection des événements et la configuration de détection, la proportion du nombre d'événements présentant de la diaphonie est comprise entre 18 et 20%. La répartition du nombre de canaux voisins sur lesquels un signal est détecté est représentée figure 5.15(a). Les données utilisées sont celles acquises à ciel ouvert qui présentent une statistique importante. Il est beaucoup plus courant d'avoir un seul pixel voisin touché que quatre voisins affectés par la diaphonie. Entre ces deux occurrences, il y a effectivement plus de deux ordres de grandeurs

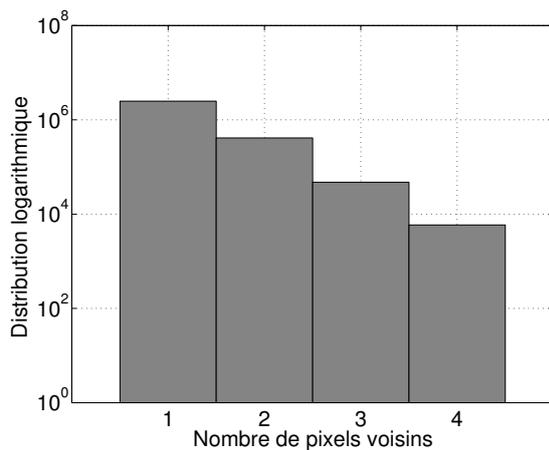
observés dans les données analysées ici. La proportion d'événements présentant ce phénomène augmente avec l'intensité du signal enregistré par le canal central, figure 5.15(b). Plus le signal est important et plus il est susceptible de produire de la diaphonie.

	8	7	6	5	4	3	2	1
	x2		x1		y1		y2	
	16	15	14	13	12	11	10	9
x4		x3		y3		y4		
	24	23	22	21	20	19	18	17
	x6		x5		y5		y6	
	32	31	30	29	28	27	26	25
x8		x7		y7		y8		
	40	39	38	37	36	35	34	33
	x10		x9		y9		y10	
	48	47	46	45	44	43	42	41
x12		x11		y11		y12		
	56	55	54	53	52	51	50	49
	x14		x13		y13		y14	
	64	63	62	61	60	59	58	57
x16		x15		y15		y16		

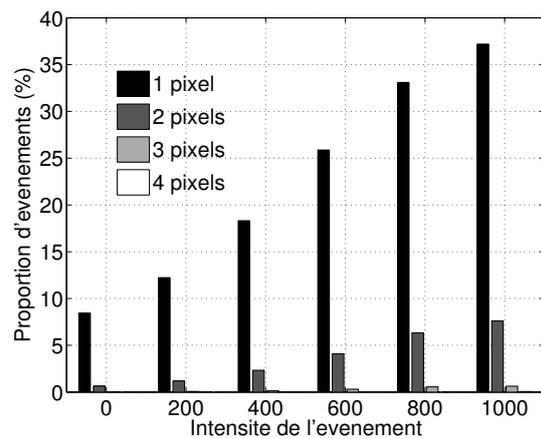
FIGURE 5.14 – Schéma de correspondance entre les numéros de canaux du photomultiplicateur (en rouge) et les numéros de barreaux des plans de détection X et Y (en noir). Un canal sur deux du photomultiplicateur n'est relié à aucun barreau.

On note sur la figure 5.14 que les barreaux X_{16} et Y_2 pour lesquels nous avons un bruit important sont situés dans les coins du photomultiplicateur et sont donc plus sensibles aux fuites de lumière que les autres canaux. Les photomultiplicateurs ont tous été testés à vide avant l'installation du télescope au Mont Terri. Des mesures de calibration ont en effet été effectuées avant qu'ils ne soient reliés aux barreaux de scintillateur et aucun bruit particulier n'a été observé sur ces canaux.

Nous avons choisi un nombre maximal de barreaux en coïncidence pour la sélection des événements et ces coïncidences ne peuvent pas venir de la diaphonie au niveau du photomultiplicateur. Afin de diminuer la probabilité d'avoir des coïncidences fortuites au niveau des barreaux il est encore nécessaire de choisir l'intervalle de temps de détection entre les deux matrices.



(a) Répartition du nombre de pixels voisins ayant détecté un signal.



(b) Proportion d'événements présentant de la diaphonie sur 1, 2, 3 ou 4 pixels en fonction de l'intensité du signal enregistré par le pixel central. L'intensité est en unité Convertisseur Analogique Numérique.

FIGURE 5.15 – Analyse de la diaphonie. Les données ont été acquises en configuration ciel ouvert.

5.4.4 Intervalle de temps entre les matrices de détection

Les événements sont marqués avec le temps auquel ils ont été détectés. Le temps de l'horloge présente un pas de 10 ns. Les événements détectés par les deux plans d'une même matrice sont enregistrés dans le même coup d'horloge. Ils sont ensuite sélectionnés lorsqu'ils ont été détectés dans un intervalle de temps de 100 ns par les deux matrices. La distribution du nombre d'événements détectés en fonction de cet intervalle de temps est représentée dans la première colonne figure 5.16. Sur cette figure, tous les événements enregistrés par les barreaux défectueux sont retirés. Plus de 95% des événements présentent un intervalle de temps de détection inférieur à 20 ns, seconde colonne figure 5.16.

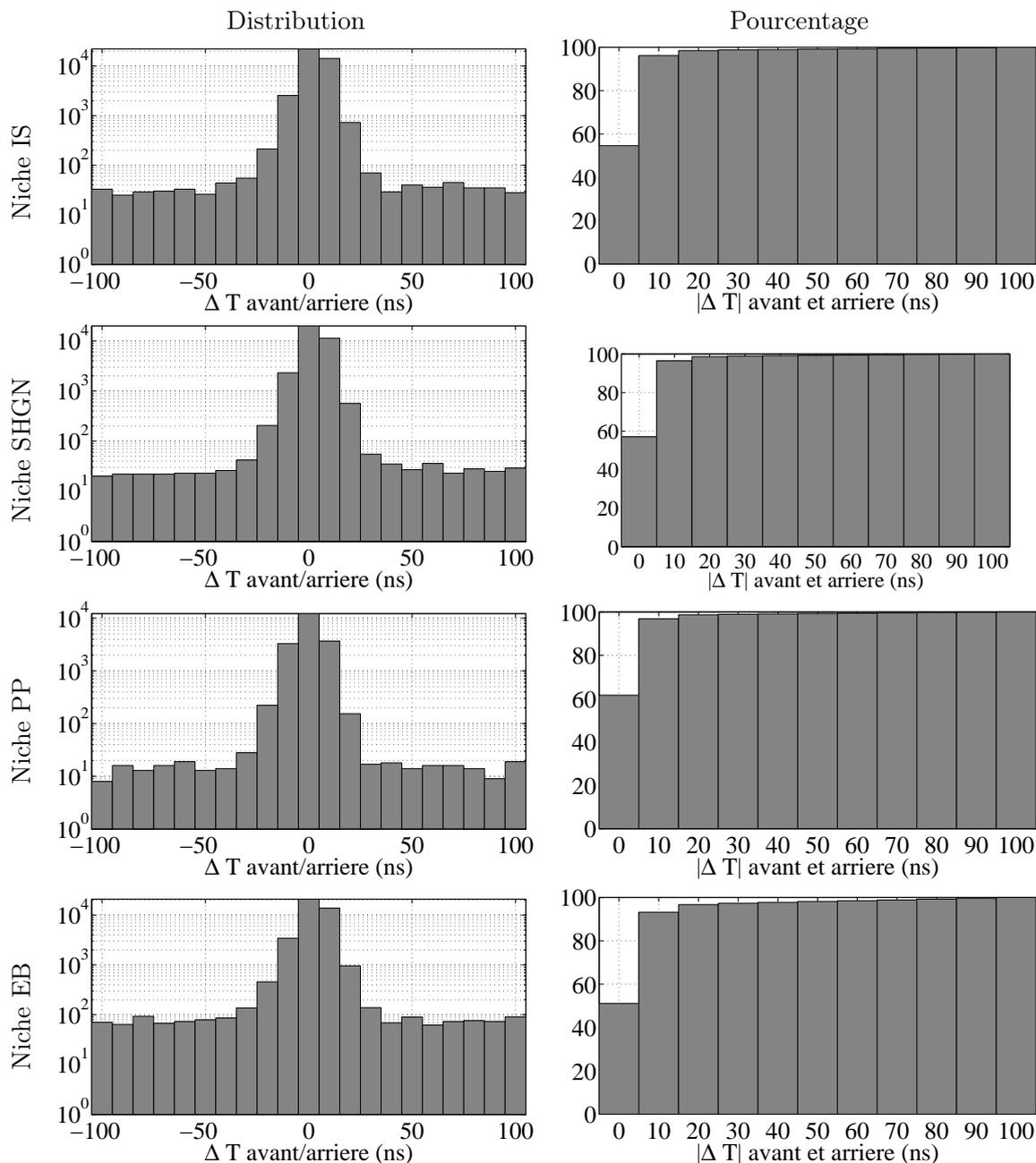


FIGURE 5.16 – Intervalle de temps entre les deux plans de détection. À droite, pourcentage du nombre d'événements détectés en fonction du seuil de coupure déterminé par un intervalle de temps maximal entre les deux plans de détection. Les événements détectés par les barreaux défectueux ont été retirés du signal.

Les muons issus des rayons d'origine cosmique se déplacent à une vitesse proche de celle de la lumière. Il leur faut donc environ 3 ns pour parcourir la distance qui sépare les deux matrices de détection. Il n'est donc pas possible de distinguer si la particule provient de l'avant ou de l'arrière du télescope avec l'électronique actuelle. D'autre part, les scintillateurs et les photomultiplicateurs ont un temps de réponse d'environ 5 ns. De plus, l'électronique présente un temps de montée d'environ 10 ns pour le déclenchement de la détection d'un signal. Ce temps de délai entre le passage d'une particule à travers un barreau et sa détection par le photomultiplicateur est commun aux deux matrices. En revanche, un écart en temps peut être produit lorsque la particule interagit par exemple en bout de scintillateur, les temps de propagation du signal dans la fibre peuvent alors être différents. D'autre part les coups d'horloge sont discrétisés avec un pas de 10 ns. Un même événement peut donc être enregistré dans deux coups d'horloge différents s'il est détecté au moment où le temps est incrémenté. Afin de restreindre la présence de coïncidences fortuites dans le signal, il est cependant important de garder la plus petite fenêtre temporelle possible de détection des événements entre les deux matrices. Nous avons donc choisi de garder uniquement les événements qui présentent au maximum un écart temporel de 20 ns entre les deux matrices de détection.

Ainsi, les événements que nous avons sélectionnés pour être analysés n'ont pas été détectés par les barreaux X_{16} et Y_2 des deux matrices de détection ni par les barreaux X_2 et Y_{15} de la matrice avant. Ils présentent au maximum 3 barreaux en coïncidence sur chaque plan de détection et un intervalle de temps maximal de 20 ns entre les deux matrices. L'image correspondant aux événements détectés répartis suivant leur angle de vue peut encore être améliorée. En effet, tous les barreaux de scintillateur n'ont pas la même efficacité ce qui peut induire une déformation de l'image. Il est alors nécessaire de réaliser une calibration du télescope.

5.4.5 Calibration à ciel ouvert du télescope

L'objectif de la calibration du capteur est de retrouver les efficacités a^x, a^y, b^x, b^y des plans de détection A_x, A_y, B_x, B_y ainsi que le nombre de particules $n_{i,j,k,l}$ qui auraient pu être détectées si tous les barreaux avaient une même efficacité, à partir du nombre d'événements détectés $\nu_{i,j,k,l}$ par le télescope :

$$\nu_{i,j,k,l} = a_i^x \times a_j^y \times b_k^x \times b_l^y \times n_{i,j,k,l} \quad , \quad (5.8)$$

où a_i^x et a_j^y représentent respectivement les efficacités des barreaux X_i et Y_j de la matrice avant et b_k^x et b_l^y représentent les mêmes paramètres pour la matrice arrière. Les efficacités sont des nombres réels compris dans l'intervalle $[0, 1]$, et le nombre de a et b vaut $2(N_x + N_y)$ (e.g. 64 pour $N_x = N_y = 16$). Les $n_{i,j,k,l}$ représentent le nombre inconnu de particules qui a effectivement traversé les barreaux et sont tels que $n_{i,j,k,l} \geq \nu_{i,j,k,l}$. Le nombre de $n_{i,j,k,l}$ vaut $(N_x \times N_y)^2$ (e.g. 65536 pour $N_x = N_y = 16$).

Les événements sont regroupés par paires de pixels de même directions, comme décrit dans le second article (Lesparre *et al.*, 2011), inséré à la fin du chapitre 4. Une série de mesure est réalisée à ciel ouvert, dans un atelier à l'extérieur de la galerie pour avoir un flux qui ne dépendent que de l'angle zénithal. Le flux en extérieur est beaucoup plus important, ce qui permet d'avoir une grande quantité de données en un temps restreint. Le flux de muons est donc considérable et trois jours d'acquisition suffisent alors pour appliquer la procédure de calibration. La configuration géométrique du détecteur est décrite dans le tableau 5.1.

Comme les mesures sont réalisées à ciel ouvert, le flux de muons dépend uniquement de l'angle zénithal. Les événements sont donc regroupés par direction de même angle zénithal. De plus, les angles zénithaux sont regroupés par pas de 1° et seuls les angles zénithaux inférieurs à 30° sont inversés. En effet, au-delà de cette valeur, le nombre de paires de pixels

est peu important : pour un angle zénithal de 36° il n'y a que 4 paires de pixels de même direction alors qu'à 0° il y en a 256. En outre, pour ces grands angles, l'angle solide est plus faible, le nombre d'événements détectés par paire de pixels est donc moins élevé. Ce nombre a une moyenne de 120 à 0° contre 37 à 36° . Ainsi, le nombre de paramètres à inverser est réduit et l'inversion s'en trouve plus stable, comme expliqué dans le second article (Lesparre *et al.*, 2011), inséré à la fin du chapitre 4. L'inversion est réalisée *via* un recuit simulé et les températures initiales et finales sont respectivement de $\zeta = 10^5$ et $\zeta = 1$, la réduction de la température à la fin de chaque itération K est donnée par $\zeta_{K+1} = 0.98\zeta_K$. Chaque séquence de Métropolis compte 5×10^3 itérations.

Comme nous l'avons vu précédemment, deux barreaux présentent un taux d'événements détectés très faible par rapport aux autres barreaux de détection (inférieur à 5% pour A_2^z et inférieur à 40% pour A_{15}^y par rapport au barreau qui enregistre le plus d'événements). De plus leur taux d'événements fluctue d'une niche à l'autre avec une tendance à se réduire au cours du temps. Les valeurs enregistrées par ces barreaux n'ont donc pas été prises en compte dans l'inversion et par la suite ont été retirées de l'analyse des données. D'autre part les données enregistrées par les quatre barreaux qui donnent un signal trop élevé sont également retirées lors de l'inversion. Les résultats des efficacités des barreaux déterminées lors de l'inversion sont représentés pour chaque plan de détection figure 5.17.

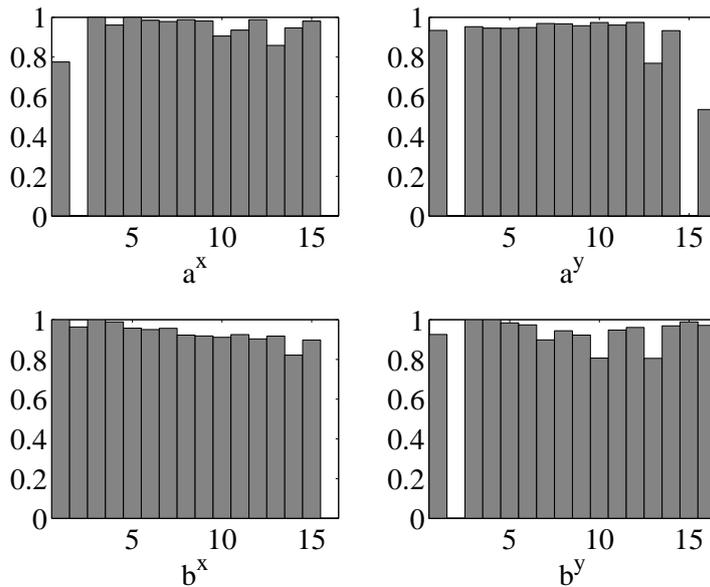
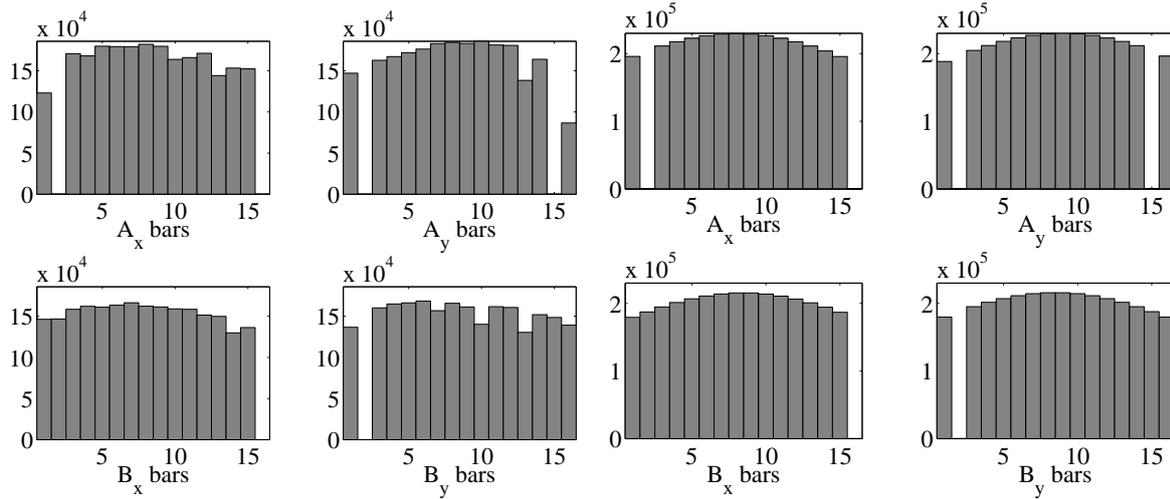


FIGURE 5.17 – Résultat des efficacités des barreaux déterminés lors de l'inversion des données à ciel ouvert.

L'application de ces efficacités au nombre d'événements détectés par paires de pixels permet de corriger le nombre d'événements détectés pour chaque barreau, figure 5.18. Avant correction, le nombre d'événements détectés fluctue d'un barreau à un autre. Cette fluctuation n'existe plus après inversion, cependant une tendance se dessine : le nombre d'événements est plus important pour les barreaux au centre des matrices que pour les barreaux placés aux extrémités. Ceci est dû au fait que le flux de muons est plus important lorsque leur trajectoire est verticale par rapport au flux de muons de trajectoire inclinée. Le nombre d'événements détectés est donc légèrement plus élevé pour les barreaux centraux.

La correction sur les efficacités a tendance à augmenter le flux de muons, il est alors plus proche des modèles de flux de muons, figure 5.19. Avant correction pour un angle zénithal de 0° , il existe un facteur 1.3 entre le modèle de flux de Gaisser et les données, ce même facteur



(a) Nombre d'événements par barreau avant correction. (b) Nombre d'événements par barreau après correction.

FIGURE 5.18 – Influence de la correction de l'efficacité sur le nombre d'événements détectés par barreau à ciel ouvert.

est de 0.9 après la correction.

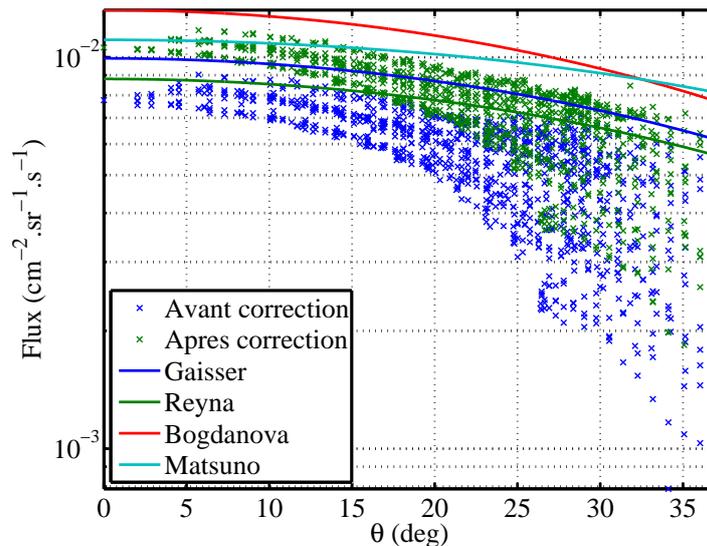


FIGURE 5.19 – Influence de la correction de l'efficacité sur le flux de particules détectées à ciel ouvert et comparaison avec les modèles de flux de muons de Gaisser, Reyna, Bogdanova et Matsuno intégrés sur l'énergie.

Les efficacités calculées ne sont pas appliquées ici aux événements détectés dans les différentes niches d'acquisition. Elle fonctionne pour l'instant lorsque tous les barreaux sont utilisés, voir le second article (Lesparre *et al.*, 2011), inséré à la fin du chapitre 4. Cependant, le télescope utilisé au Mont Terri est le premier construit, avec ses connecteurs optique en laiton, le signal transmis de la fibre WLS à la fibre claire en sortie des barreaux est certainement moins bon que le signal des télescopes suivants. Deux barreaux dont le signal est très faible ont donc été retirés de l'analyse. De plus quatre autres barreaux ont également été ôtés. Il reste encore à adapter l'application de cette méthode de calibration à ce cas particulier. Les données présentées par la suite ne sont donc pas corrigées des efficacités. Cependant, l'acceptance du télescope est modélisée sans ces barreaux défectueux dans l'analyse ci-après.

5.5 Analyse des mesures

L'étude de la qualité de ces données peut maintenant être réalisée. Elles sont représentées en fonction de profils le long desquels les événements sont regroupés. Le nombre d'événements détecté est ensuite converti en flux de muons à partir de la modélisation de l'acceptance du télescope. Les modèles de flux de muons sont ensuite détaillés, à partir desquels le domaine de faisabilité de la tomographie par muons est estimée. Ces modèles sont ensuite confrontés aux données pour juger de la qualité des différentes modélisations et du détecteur.

5.5.1 Données sélectionnées

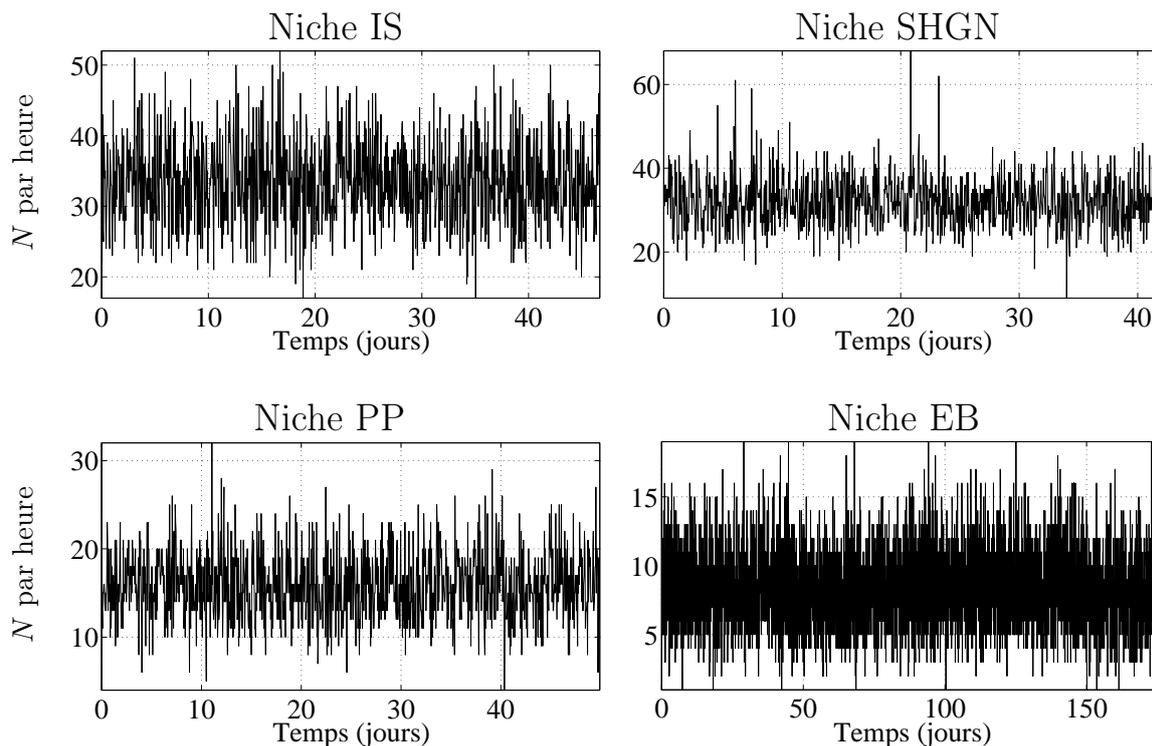


FIGURE 5.20 – Nombre d'événements N détectés par heure dans les différentes niches, au cours du temps, les barreaux défectueux ayant été retirés.

Point de mesure	IS	SHGN	PP	EB
λ Nombre d'événements moyen par heure	33.5	31.9	15.8	8.3
$\sqrt{\lambda}$	5.8	5.7	4	2.9
Écart type de la distribution	5.9	6.2	3.9	2.8

TABLE 5.5 – Statistiques de l'ensemble des données acquises dans les différentes niches du Mont Terri.

Les événements sélectionnés sont représentés au cours du temps, figure 5.20. Les pics initiaux ont globalement disparu même si les données présentent toujours des irrégularités, notamment dans la niche SHGN. Ces fluctuations hors statistiques peuvent être expliquées par le fait qu'une alimentation à découpage est utilisée pour fournir de l'énergie aux différentes cartes électroniques. La carte *front-end* qui est située juste derrière le photomultiplicateur est particulièrement sensible aux hautes fréquences présentes dans le courant d'alimentation. Cette alimentation a donc été remplacée par une alimentation stabilisée. Cependant, suite à la sélection réalisée, les données sont nettement plus proches d'une statistique poissonnienne. En particulier, les écarts types des différents jeux de données sont proches, voir inférieurs à

l'écart type d'une distribution poissonnienne $\sqrt{\lambda}$, mis à part dans la niche SHGN où trois pics sont écartés de la moyenne, table 5.5. Ainsi, si la qualité de ces données peut encore être améliorée il est tout de même possible de les utiliser afin de les comparer à des estimations du flux de muons.

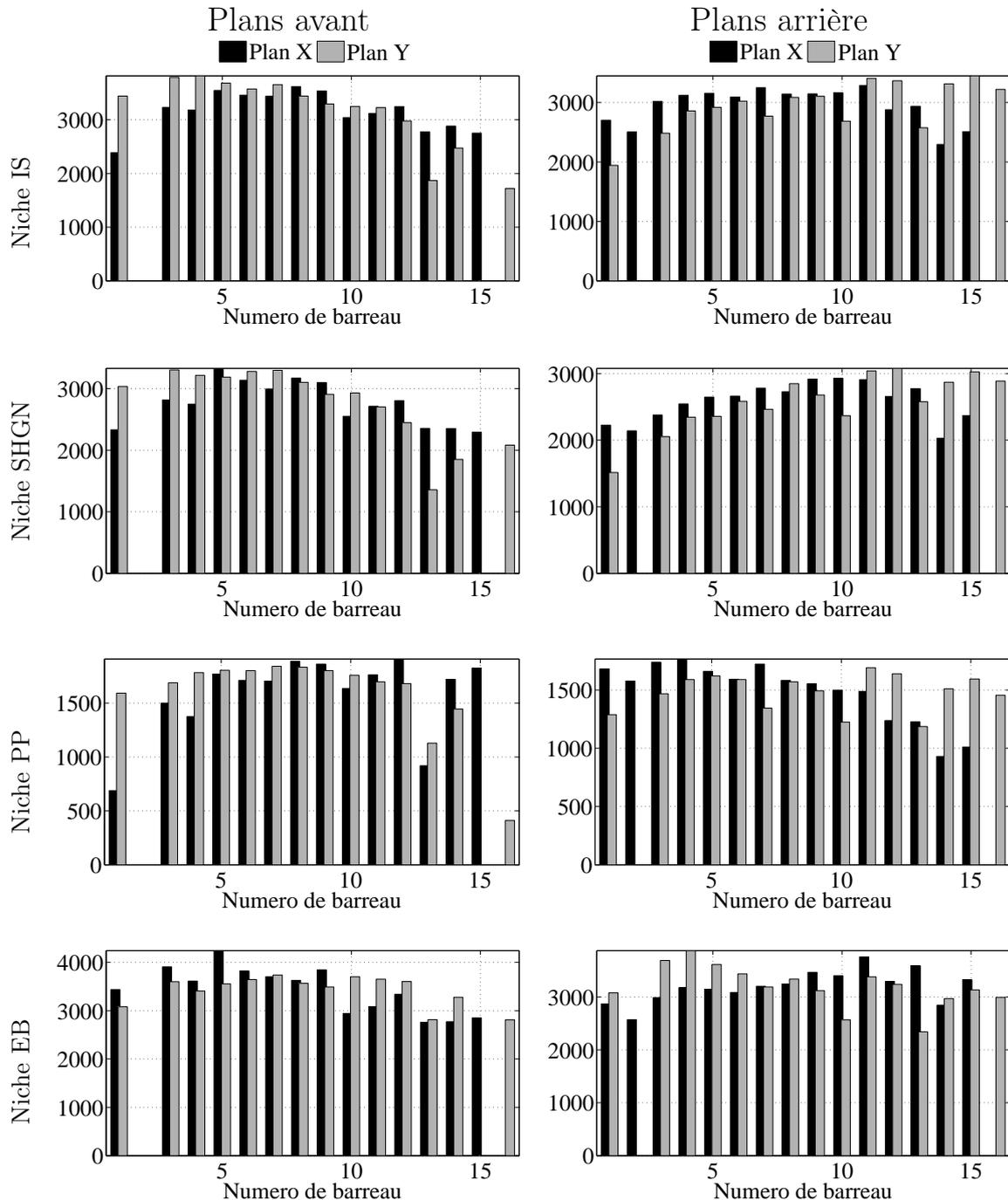


FIGURE 5.21 – Répartition du nombre d'événements total détectés par chaque barreau dans les différentes niches d'acquisition.

La sélection des données a permis d'adoucir les histogrammes de la répartition du nombre d'événements par barreaux de détections, figure 5.21. Quelques irrégularités devront être corrigées à partir de l'évaluation des variations d'efficacité des barreaux. Ceci pourra être réalisé avec le jeu de données acquis dans l'atelier. Une certaine tendance est observée : les barreaux centraux semblent globalement détecter un plus grand nombre d'événements. Ceci vient de

leur position privilégiée qui leur confère plus de possibilités d'association en paires de pixels avec les barreaux de l'autre matrice.

Avant de comparer les données aux modélisations, les données sont regroupées par ensemble de quelques angles de vue le long des deux profils liés à l'axe d'orientation du télescope pour augmenter la statistique des événements. Ces profils correspondent aux angles de vue centraux du télescope et les événements détectés sont donc sommés sur une largeur de sept angles de vue, voir le schéma figure 5.22. Les régions situées aux angles de vue les plus extrêmes dans le référentiel du télescope (situées dans les coins non surlignées, figure 5.22) correspondent à de faibles acceptances et ne sont pas étudiées ici.

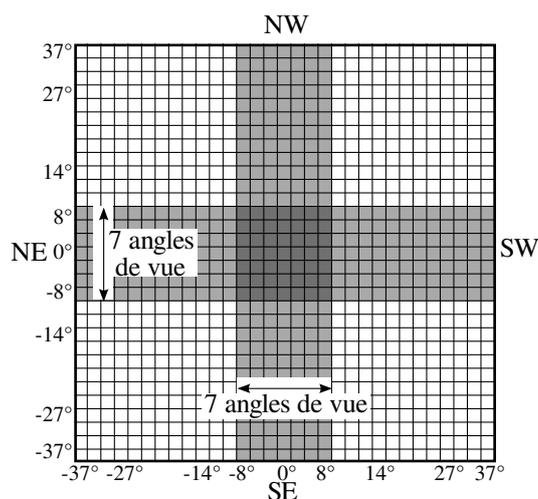


FIGURE 5.22 – Regroupement des angles de vue du télescope. Les angles sont donnés dans le référentiel du télescope et correspondent à une distance d'un mètre entre les deux matrices. Les profils étudiés par la suite correspondent aux régions surlignées.

Dans les différentes niches, le télescope est orienté parallèlement à la galerie de sécurité deux profils de données sont obtenus. L'un est orienté nord-ouest/sud-est et parallèle à la galerie. Le second est orienté nord-est/sud-ouest, perpendiculairement à cette galerie. Les données sélectionnées et regroupées sont représentées figure 5.23 en fonction de leur angle de vue. Le taux d'événements est maximal à la normale des détecteurs puisque l'acceptance du télescope est la plus élevée dans cette direction. Les courbes présentent quelques irrégularités liées à la suppression des barreaux défectueux.

Le taux d'événements varie d'une niche à l'autre, il est d'environ 30 par jour dans les niches les moins profondes, IS et SHGN. L'épaisseur de roche qui les recouvre est d'environ 250 m au zénith du télescope. Dans la niche PP, située à plus de 300 m sous la roche, il n'y a plus que 15 événements par jour au zénith du télescope. Le taux chute à 6 événements par jour dans la niche EB dont l'épaisseur de roche au zénith du télescope est supérieure à 400 m. Pour pouvoir analyser ces données et distinguer l'influence de la topographie et de l'angle zénithal de mesure, il est nécessaire de convertir le nombre d'événements détectés par jour en flux de particules.

5.5.2 Conversion en flux de particules

Les mesures sont converties en flux afin de comparer les mesures à une modélisation du flux de muons dans le laboratoire souterrain du Mont Terri. Ceci permet notamment de mieux discerner les variations d'opacité au-dessus du télescope. La conversion du nombre

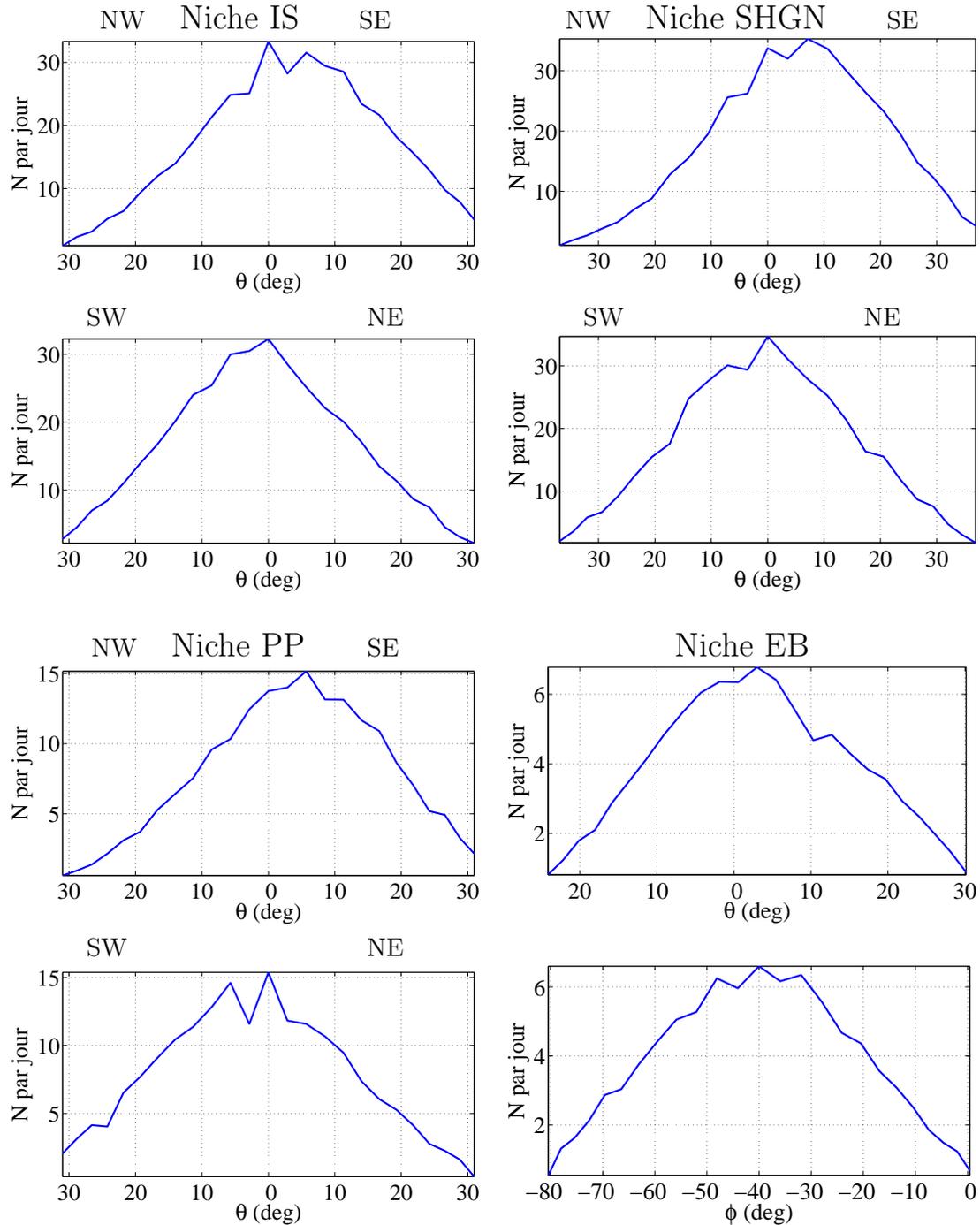


FIGURE 5.23 – Nombre moyen d'événements détectés N par jour dans chacune des niches, suivant les deux profils des angles de vue centraux du télescope.

d'événements N détectés par angle de vue, en flux I est réalisé à l'aide de l'équation suivante :

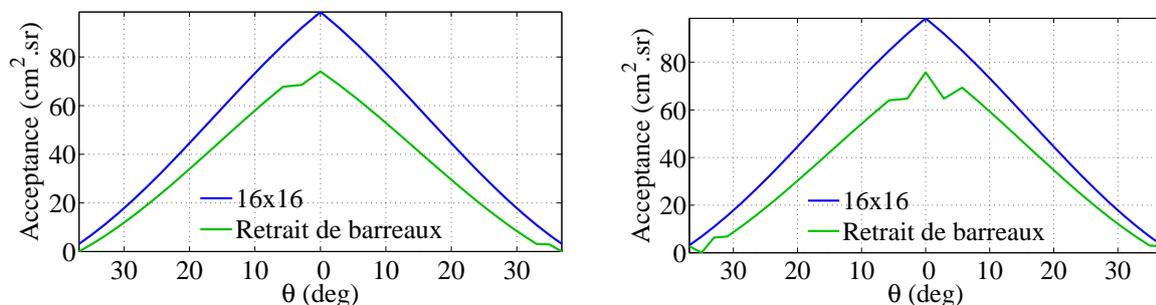
$$I = \frac{N}{\Delta T \mathcal{T}} \quad , \quad (5.9)$$

où ΔT est la durée d'acquisition et \mathcal{T} est l'acceptance. Les barres d'erreur correspondent à celle d'une distribution de Poisson de paramètre N , elles représentent ici un intervalle δI

$$\delta I = \frac{2\sqrt{N}}{\Delta T \mathcal{T}} \quad , \quad (5.10)$$

autour du flux calculé, ce qui correspond à un intervalle de confiance de 0.95.

L'acceptance du télescope doit tenir compte du retrait des barreaux défectueux qui a pour effet de réduire sa capacité de détection, figure 5.24. En plus de cette réduction globale en fonction des angles de vue, ce retrait de quelques barreaux induit également des irrégularités de l'acceptance. Il est donc primordial de tenir compte du retrait des barreaux pour éviter un artefact dans la variation du flux de muons. La comparaison d'un modèle de flux de muons au flux mesuré peut alors être réalisée.



(a) Acceptance du profil analysé le long de l'axe des X du télescope.

(b) Acceptance du profil analysé le long de l'axe des Y du télescope.

FIGURE 5.24 – Influence du retrait des barreaux sur l'acceptance du télescope. La courbe bleue représente l'acceptance d'un télescope complet, la courbe verte correspond à un télescope dont on a retiré les barreaux X_{16} et Y_2 des matrices avant et arrière ainsi que les barreaux X_2 et Y_{15} de la matrice avant. Les angles sont donnés dans le référentiel du télescope et correspondent à une distance d'un mètre entre les deux matrices

5.5.3 Modélisation du flux de muons

La géométrie des couches géologiques du Mont Terri est relativement bien contrainte le long de la galerie de sécurité. Des relevés ont en effet pu être réalisés dans la galerie. Ils nous permettent d'y connaître la position des interfaces et leur pendage. Le profil perpendiculaire à la galerie est cependant peu contraint. Dans un premier temps la géométrie des couches géologiques est considérée comme étant symétrique et invariante de part et d'autre de la galerie. Cette approximation permet de simplifier la modélisation des couches géologiques, cependant cette approximation ne représente pas fidèlement la réalité (Freivogel et Huggenberger, 2003).

La position du télescope dans le laboratoire souterrain a été relevée par un géomètre et est connue au centimètre près. Elle permet de le positionner par rapport au modèle numérique de terrain du Mont Terri. Celui-ci est construit à partir de données LIDAR par l'office fédéral Suisse de topographie Swisstopo (www.swisstopo.admin.ch). Le pas de ce modèle numérique de terrain est de 10 m. Les angles de vue du télescope sont ensuite représentés à travers l'antiformal du Mont Terri pour estimer les épaisseurs de roche des différents milieux traversés, figure 5.25. Ces épaisseurs sont ensuite pondérées par la masse volumique des différentes roches rencontrées pour obtenir l'opacité du milieu. Enfin, à l'aide de la formule de Gaisser et de l'estimation de l'atténuation du flux de muons, le flux de muons est évalué pour chacun des angles de vue à partir des opacités et des angles zénithaux correspondants, voir le chapitre 3.

Deux modèles ont été construits : le premier correspond à une minimisation de l'opacité et donc à une maximisation du flux de muons. La masse volumique de la couche d'argile est de 2.4 g.cm^{-3} et celle de la couche de calcaire est de 2.6 g.cm^{-3} . Le second modèle minimise le flux de muons, les masses volumiques des couches d'argile et de calcaire sont respectivement de 2.5 g.cm^{-3} et 2.8 g.cm^{-3} . Il serait également possible de jouer avec la géométrie des interfaces dans le volume de roche au-dessus de la galerie pour ainsi donner plus ou moins d'épaisseur à la couche d'argile à traverser. Le flux de muons serait alors plus élevé si l'épaisseur d'argile était augmentée puisque sa masse volumique est plus faible que celle du calcaire.

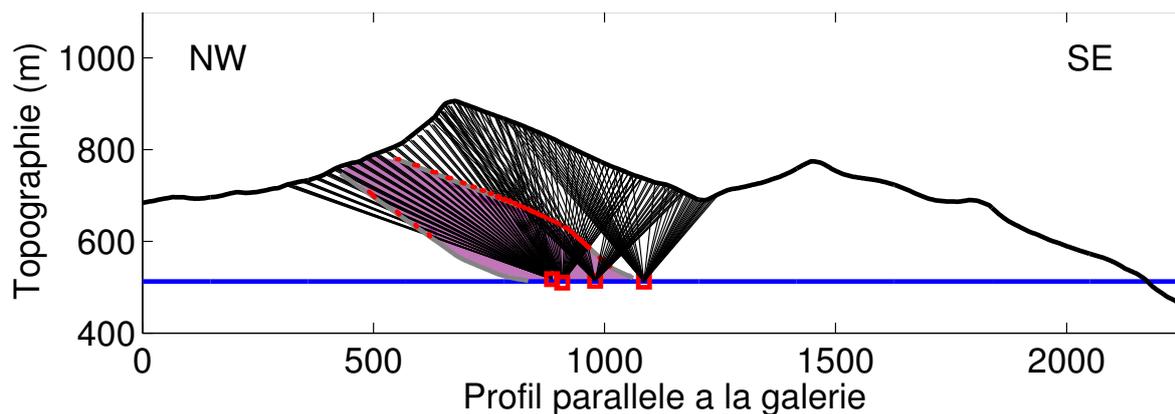


FIGURE 5.25 – Coupe simplifiée du Mont Terri, en noir, dans le plan de la galerie de sécurité représentée en bleue. Les carrés rouges représentent les emplacements des télescopes et les lignes noires leurs angles de vue. La couche d’argile est en violet, entre les deux interfaces représentées en gris. L’intersection des angles de vue avec les interfaces délimitant la couche d’argile correspondent aux points rouges.

5.5.4 Domaine de faisabilité

Le domaine de faisabilité de la tomographie par muons est établi dans l’article Lesparre *et al.* (2010), inséré à la fin du chapitre 3. L’équation de faisabilité est appliquée aux différents profils étudiés. Celle-ci peut en effet s’écrire sous la forme :

$$\Delta I > \sqrt{\frac{I}{\Delta T \mathcal{T}}} . \quad (5.11)$$

ΔI représente l’écart entre les deux flux modélisés, I est l’amplitude du flux qui varie en fonction de l’opacité du milieu et de l’angle zénithal. ΔT correspond à la durée d’acquisition, elle diffère d’une niche à l’autre. Enfin, \mathcal{T} est l’acceptance du télescope qui varie avec la distance entre les deux matrices. Elle tient compte ici du retrait des 6 barreaux défectueux. Nous avons donc regardé si cette condition est bien satisfaite le long de chacun des profils étudié pour nous assurer que les conditions d’acquisitions sont suffisantes pour au moins distinguer les deux modèles extrêmes. Ainsi, sur la figure 5.26 la courbe verte correspond à l’écart constaté entre les deux modèles ΔI . La courbe noire est quant à elle sensible aux conditions d’acquisition et à la géométrie du télescope, elle correspond au second terme de l’équation 5.11. Sur l’ensemble du domaine étudié la condition de faisabilité est globalement satisfaite. Pour les angles les plus extrêmes, il est cependant possible que les conditions de faisabilité ne soient plus satisfaites. Ils correspondent en effet à des flux trop faibles pour que l’écart entre les deux modèles puisse être distingué. Les trois valeurs situées aux extrémités des profils n’ont donc pas été prises en compte, leurs nombres d’événements étant très faibles pour être significatifs, figure 5.23. Ceci s’explique par le fait que l’acceptance de ces angles de vue est très basse par rapport à celle de l’angle de vue central, figure 5.24.

En plus de ces considérations théoriques, il est important de tenir compte du bruit de fond présent dans la galerie. Il est en effet nécessaire de connaître le domaine à l’intérieur duquel ce bruit est plus faible que l’écart entre les flux correspondant à des opacités différentes. Le résultat du taux de coïncidences fortuites calculé à partir des mesures réalisées en anticoincidence dans le paragraphe 5.3 est donc repris ici. Le bruit est considéré comme étant réparti de manière équitable sur les différents angles de vue, son taux est donc divisé suivant $961-91=870$ angles de vue du télescope. En effet, le retrait de barreaux aux extrémités des plans entraîne la suppression de 91 angles de vue. Le taux est ensuite multiplié par 7 puisque les données sont groupées par ensembles de 7 angles de vue. Le taux du bruit s’élève donc à 1.3×10^{-7} coïncidences fortuites par seconde, comme représenté en rose sur la figure 5.26.

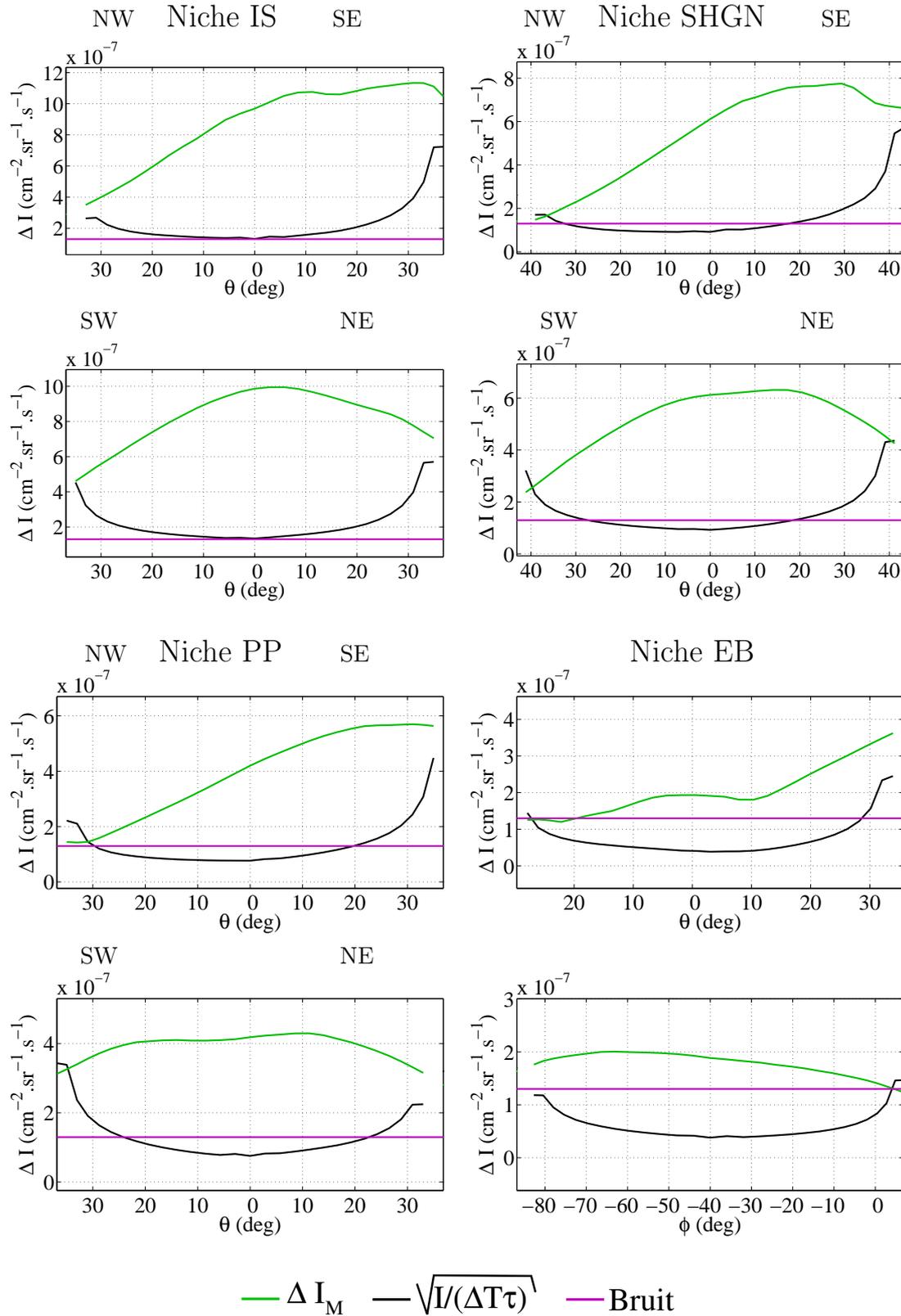


FIGURE 5.26 – Étude du domaine de faisabilité de la tomographie par muons. La courbe verte correspond à l'écart constaté entre les deux modèles ΔI qu'il faut pouvoir distinguer. La courbe noire est quant à elle sensible aux conditions d'acquisition et à la géométrie du télescope, elle correspond au second terme de l'équation 5.11. Pour distinguer les deux modèles, la courbe verte doit se trouver au-dessus de la courbe verte. La courbe rose représente le bruit de fond mesuré dans la niche PP.

L'écart entre les flux modélisés extrêmes est donc quasiment toujours inférieur au bruit dû aux coïncidences fortuites, mis à part pour certains angles de vue dans les niches IS et SHGN. En effet, dans ces niches, les écarts entre les flux sont plus importants étant donné qu'ils concernent des opacités de roche moins élevées. Les écarts à observer y sont donc supérieurs au bruit de fond pour certains angles. Pour travailler avec un bruit de fond inférieur aux écarts entre les modèles, il est possible de ne pas grouper les angles de vue. Cependant les nombres d'événements détectés sont alors plus faibles et plus d'irrégularités sont observées sur les courbes de flux. La mise en place d'un troisième plan de détection nous permettra de réduire fortement ce bruit à 6×10^{-14} coïncidences fortuites par seconde, il sera alors bien inférieur aux écarts que nous cherchons à observer.

5.5.5 Confrontation des modèles aux données observées

Bien que le signal détecté soit entaché d'un bruit important, les flux de muons modélisés ont tout de même été confrontés aux événements détectés et convertis en flux de muons. Le bruit de fond est en effet constant le long des différents profils. Dans toutes les niches, les flux de muons mesurés montrent la même tendance et le même ordre de grandeur que les flux de muons modélisés, figures 5.27 et 5.28. Dans l'ensemble, le flux de particules observé reste bien dans la région délimitée par les flux minimaux et maximaux estimés. Lorsque l'on regarde les profils NW/SE, la géologie des couches est mieux contrainte et l'accord est alors meilleur. Cependant lorsque l'opacité de la roche est supérieure à 1000 hg.cm^{-2} , le flux mesuré est supérieur aux flux estimés. Ce phénomène intervient pour les angles orientés vers le NW dans les niches SHGN et PP et pour les angles inférieurs à 20° dans la niche EB. Dans ces régions, l'écart moyen entre un flux de muons intermédiaire modélisé⁷ et le flux mesuré est estimé à $5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ dans la niche SHGN, $2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ dans la niche PP et $3 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ dans la niche EB. Les écarts sont donc inférieurs au bruit mesuré, ceci peut venir du fait que les données ne sont pas encore corrigées des variations des efficacités des barreaux ou bien indiquer que l'on est plus proche d'un modèle à forte masse volumique. Pour pouvoir choisir entre ces deux hypothèses, il est nécessaire d'installer un troisième plan de détection et de réitérer les mesures. Dans la niche PP, le flux est particulièrement faible vers le SE. Ceci peut venir du fait que les efficacités des barreaux X_1 et Y_{16} de la matrice avant semblent s'être dégradées, figure 5.21. L'acquisition dans cette niche est en effet la dernière et il semble que la qualité de ces barreaux se soit dégradée au cours du temps.

Pour les profils SW-NE, les écarts observés sont plus conséquents notamment pour les profils SHGN et IS. Le modèle géologique est effectivement moins bien contraint dans cette direction perpendiculaire à la galerie de sécurité. L'approximation d'une couche d'argile dont la géométrie est invariante dans cette direction est erronée comme le souligne l'étude de Freivogel et Huggenberger (2003).

7. Pour l'estimation du flux de muons intermédiaire, la masse volumique de l'argile est fixée à 2.5 g.cm^{-3} et à 2.7 g.cm^{-3} pour le calcaire.

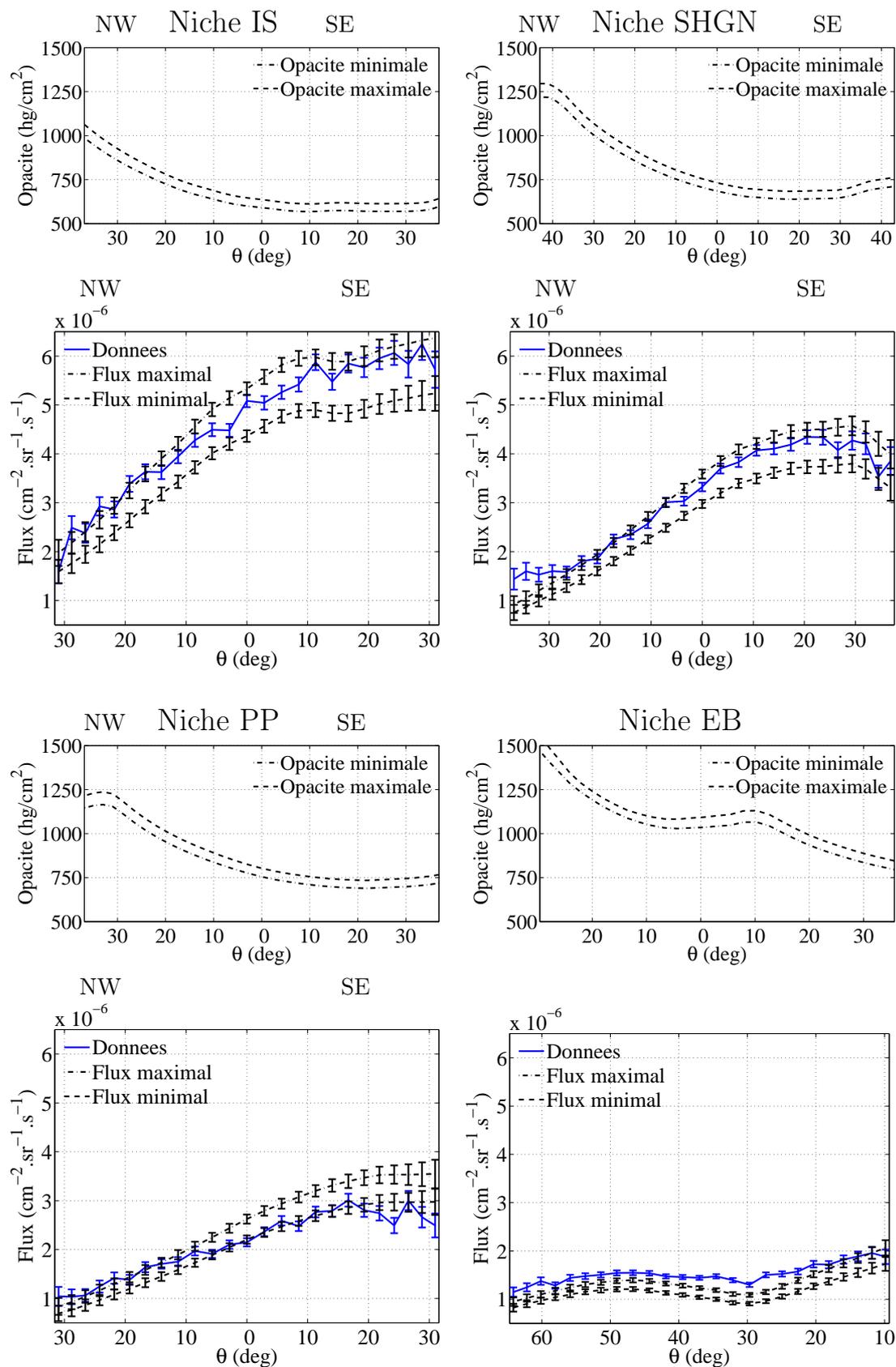


FIGURE 5.27 – Flux de particules dans les différentes niches, le long du profil NW-SE. La courbe bleue correspond au flux mesuré. Les courbes noires représentent les flux de muons modélisés. Les variations d’opacités le long du profil sont également représentées.

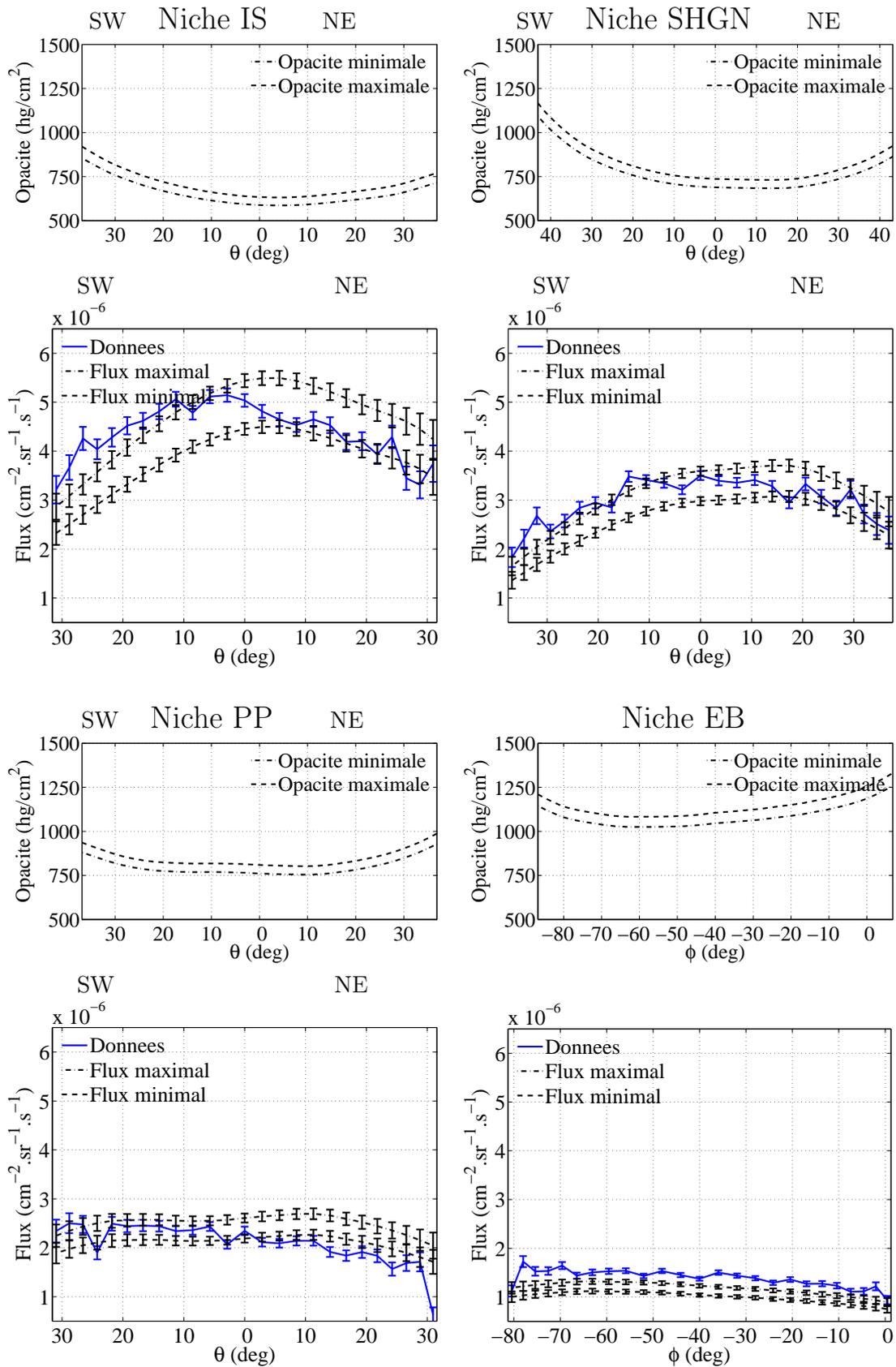


FIGURE 5.28 – Flux de particules dans les différentes niches, le long du profil SW-NE. La courbe bleue correspond au flux mesuré. Les courbes noires représentent les flux de muons modélisés. Les variations d'opacités le long du profil sont également représentées.

5.6 Conclusion

Nous avons vu ici l'importance de la prise en compte du bruit de fond présent dans l'environnement. Les sources de bruit et leur influence sur le signal généré par les muons a été étudié. Le bruit de fond décorréolé a pu être estimé dans l'une des niches d'acquisition et celui-ci est alors supérieur aux écarts en flux que nous cherchons à distinguer. Pour réduire l'amplitude de ce bruit de manière à ce qu'il soit bien plus faible que les fluctuations causées par des variations d'opacité sur le flux de muons, il est nécessaire d'installer une troisième matrice de détection. Par la suite, il serait important d'avoir toujours une série de données en anticoïncidence par configuration et lieu d'acquisition à faire correspondre au flux de muons qui y est mesuré. En effet, ce taux peut varier par exemple avec l'inclinaison du télescope, voir l'annexe B. D'autre part le bruit de fond corréolé n'a pas été étudié ici. Il serait important de pouvoir quantifier son importance. Il aurait également été intéressant de réaliser des mesures de calibration à ciel ouvert entre les acquisitions dans les différentes niches pour suivre l'évolution de la qualité de détection des barreaux. D'autre part la correction des efficacités n'est pas appliquée ici comme elle est en cours d'adaptation au cas de barreaux supprimés. Cette correction devrait permettre de rééquilibrer le signal.

Pour l'instant nos matrices de détection possèdent 32 barreaux de détection et il est donc possible de ne pas utiliser tous les canaux du photomultiplicateur. Or nous avons observé de la diaphonie au niveau du photomultiplicateur et par la suite nous aimerions agrandir nos matrices en leur ajoutant des barreaux. Il sera sans doute alors nécessaire de faire une répartition aléatoire des barreaux sur les canaux du photomultiplicateur et de réaliser une analyse de l'intensité des signaux détectés. Le remplacement des photomultiplicateurs par des compteurs de photons multi-pixels éviterait toute confusion étant donnée que pour cette option, un de ces capteurs est branché sur chacun des barreaux de scintillateur, voir chapitre 4.

Le domaine de faisabilité de la tomographie par muons est étudié dans les différentes niches. Les conditions d'acquisition, liées à l'acceptance des angles de vues et aux durées de mesure, sont satisfaisantes pour distinguer les deux modèles géologiques construits. Ces modèles correspondent à une minimisation et à une maximisation du flux de muons attendu dans chacune des niches. Mis à part pour les angles les plus éloignés de la normale aux matrices de détection, l'écart entre ces deux modèles est toujours supérieur au second terme de l'équation de faisabilité 5.11, comme requis. Cependant le bruit de fond lié aux coïncidences fortuites est élevé par rapport aux écarts de flux à observer, mis à part pour certains angles de vue des niches situées sous les épaisseurs de roche les moins importantes. Pour s'affranchir de ce bruit de fond, il est nécessaire de réitérer les mesures avec une troisième matrice de détection.

Les données acquises au Mont Terri ont permis de mettre en place la méthode de traitement du signal. Les événements détectés sont convertis en flux. La prise en compte de la suppression d'éventuels barreaux défailants dans la modélisation de l'acceptance est alors primordiale. La comparaison de ce flux mesuré aux modélisations montre des ordres de grandeur similaires. Les mêmes tendances sont observées sur ces deux flux. Les variations d'opacité de la couverture rocheuse sont notamment bien distinguées par les mesures. Cependant un écart relativement conséquent est observé entre le flux de muon mesuré et les prédictions dans la direction perpendiculaire à la galerie de sécurité. Dans cette direction le modèle géologique est nettement moins bien contraint (Freivogel et Huggenberger, 2003). Le modèle utilisé est très simplifié, il suppose en effet une invariance de la forme des couches géologiques suivant cette direction. Il serait donc pertinent d'étudier l'influence de la géométrie des interfaces sur la modélisation du flux de muons. De plus, les couches géologiques supposées homogènes peuvent également contenir des hétérogénéités. Un réseau karstique peut par exemple être

présent dans le calcaire.

Après correction des efficacités sur les événements sélectionnés, l'inversion simultanée des différents jeux de données permettrait d'ajuster au mieux la modélisation des couches géologiques. Cette inversion contient déjà un nombre d'informations *a priori* conséquent puisque la géométrie des couches géologiques est déjà bien contrainte et la masse volumique des différentes roches a pu être mesurée. Il serait intéressant de paramétrer l'inversion de manière à chercher la position de l'interface argile/calcaire le long des différents angles de vue. Les masses volumiques des deux couches pourraient avoir la possibilité de fluctuer légèrement autour des valeurs mesurées. Avec des données recueillies dans les niches où le télescope a déjà été installé, il est possible de travailler sur la région située au sud-est du sommet du Mont Terri. Nous avons en effet préféré démarrer les acquisitions dans cette région où l'épaisseur de roche est moins importante et il existe des croisements de rais apportant des informations redondantes ce qui permettra d'avoir un problème inverse mieux défini. L'imagerie de l'interface sous le sommet du Mont Terri est en revanche moins bien contrainte par les données que nous détenons actuellement. Pour augmenter la précision de cette inversion, notamment sous le sommet du Mont Terri, il est nécessaire d'acquérir des données en plaçant le télescope plus loin le long de la galerie de sécurité. Par la suite, des prises de courant seront installées dans les niches situées plus loin et le réseau sera alors accessible *via* une antenne WiFi.

Chapitre 6

Tomographie de la Soufrière de Guadeloupe

6.1 Introduction

L'application de la tomographie par muons en géophysique permet de révéler les structures internes des objets étudiés pour reconstruire une image des masses volumiques. Cependant la source de signal provient du ciel, aussi cette méthode peut être appliquée lorsqu'il est possible d'installer un détecteur sous ou encore en contrebas de l'édifice géologique. L'étude des volcans est donc possible avec cette méthode, pourvu qu'ils soient de petite dimension. En effet, le flux de muons diminue très rapidement quand l'opacité du milieu traversé augmente (Gaisser, 1990; Bichsel *et al.*, 2010). Pour que le signal soit suffisamment important dans un délais de quelques mois, il est préférable de s'attacher à des cibles de dimension inférieure au kilomètre étant donné que nos détecteurs sont de petite taille.

La Soufrière de Guadeloupe, volcan culminant des petites Antilles, présente effectivement un dôme dont le diamètre à la base est de l'ordre de 800 m. L'histoire du complexe volcanique est présentée en début de chapitre, elle montre que cet édifice actif mais actuellement au repos peut s'avérer fort dangereux (Le Friant *et al.*, 2006). En conséquence, il est important de définir les aléas qu'il représente. Pour cela il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance du volcan, comme son passé éruptif mais également la géométrie et les propriétés de ses structures internes. La réalisation d'études tomographiques du dôme est donc primordiale et la tomographie par muons permet d'apporter des informations complémentaires aux tomographies déjà réalisées.

Le traitement des données acquises sur les flancs du volcan par le télescope à muons reprend en partie ici les seuils déterminés lors de l'étude des données du Mont Terri. De cette expérience souterraine et suite aux premières mesures réalisées sur le volcan avec uniquement deux matrices, l'importance d'une troisième s'est avérée primordiale pour distinguer le flux de muons d'un bruit de fond décorrélé. Les mesures en extérieur requièrent également la présence d'un écran d'absorption et le suivi des conditions d'acquisition, comme nous avons pu le mettre en évidence dans ce chapitre. Deux premières tomographies par muons du dôme ont pu être réalisées. Leur validité est estimée avant de réaliser une comparaison de ces images avec des méthodes géophysiques plus usuelles. Enfin, des procédés d'amélioration de la qualité des images sont présentés.

6.2 La Soufrière de Guadeloupe

Le complexe volcanique "Grande découverte - La Soufrière" en Guadeloupe présente une histoire éruptive où l'on retrouve fréquemment des formations et effondrements de dômes. Le dôme actuel date de 1530 et montre des traces d'altération dues à la présence du système hydrothermal (Boudon *et al.*, 2008). D'autre part, les éruptions phréatiques qu'il a subies ont laissé des marques de fragilisations : des fractures radiales parcourent le dôme parsemé de gouffres (Le Friant *et al.*, 2006). L'imagerie de ce dôme est donc particulièrement pertinente pour pouvoir représenter ses structures afin d'apporter des contraintes aux modèles de déstabilisation et ainsi mieux définir les aléas du volcan.

Le passé éruptif du complexe volcanique est ici présenté avant une description de la morphologie du dôme actuel de la Soufrière. La connaissance de l'histoire tumultueuse de ce volcan et les observations de signes de fragilisation du dôme mettent en avant l'importance de son étude. Parmi les paramètres importants dans la définition des aléas liés au volcan, l'imagerie des structures internes permet de contraindre les différents scénarii éruptifs possibles. Dans ce contexte, une étude supplémentaire visant à réaliser une imagerie en masse volumique du dôme est alors pertinente. La tomographie par muons apporte une résolution particulièrement fine pour réaliser ces images. Le choix des sites d'installation d'un premier télescope sur les flancs de la Soufrière sont ici exposés.

6.2.1 Histoire éruptive du complexe volcanique

L'île de la Guadeloupe est située au centre de l'arc volcanique des petites Antilles, consécutif à la subduction de la plaque nord américaine sous la plaque des caraïbes, figure 6.1. Le

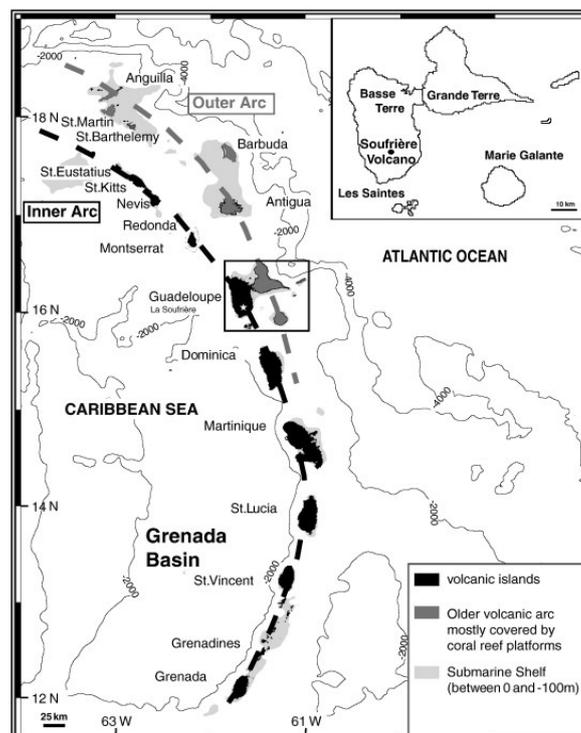


FIGURE 6.1 – Localisation de l'île de Guadeloupe dans les petites Antilles (Boudon *et al.*, 2008).

complexe volcanique "Grande découverte - la Soufrière", au sud de l'île de Basse-Terre est le seul volcan actif de Guadeloupe, il s'est formé il y a 250000 ans (Boudon *et al.*, 1987). Ce volcan forme un large massif d'un diamètre d'environ 4 km, figure 6.2, il s'est construit en trois phases :

- Durant la phase de la Grande Découverte (-250000 ans à -42000 ans), le complexe s’est édifié par une série d’éruptions effusives produisant des coulées de lave andésitique. Cette phase s’est terminée par trois effondrements de caldeira entraînant des éruptions qui ont généré des coulées pyroclastiques associées à des retombées de cendres et de ponces (Boudon *et al.*, 2008).
- Lors de la phase Carmichaël (-42000 ans à -11500 ans), le volcan Carmichaël s’est formé à l’intérieur de la caldeira de la Grande Découverte par une succession d’éruptions pyroclastiques et de formations de dômes. La dernière partie de cette phase est caractérisée par une altération hydrothermale progressive de l’édifice volcanique et se termine par deux effondrements du volcan (Komorowski *et al.*, 2005).
- La phase actuelle de la Soufrière, (-11500 ans à nos jours) est associée à une période d’activité magmatique au niveau du dôme actuel. Les effondrements sont profus (8 dans les 7800 dernières années) et conduisent à des avalanches de débris sur le flanc sud-ouest du volcan. Le dôme actuel de la Soufrière date de 1530, il se dresse à l’intérieur du cratère de la Soufrière inclus dans le cratère Amic, plus large, en forme de fer à cheval et ouvert vers le sud-ouest, figure 6.3 (Komorowski *et al.*, 2008).

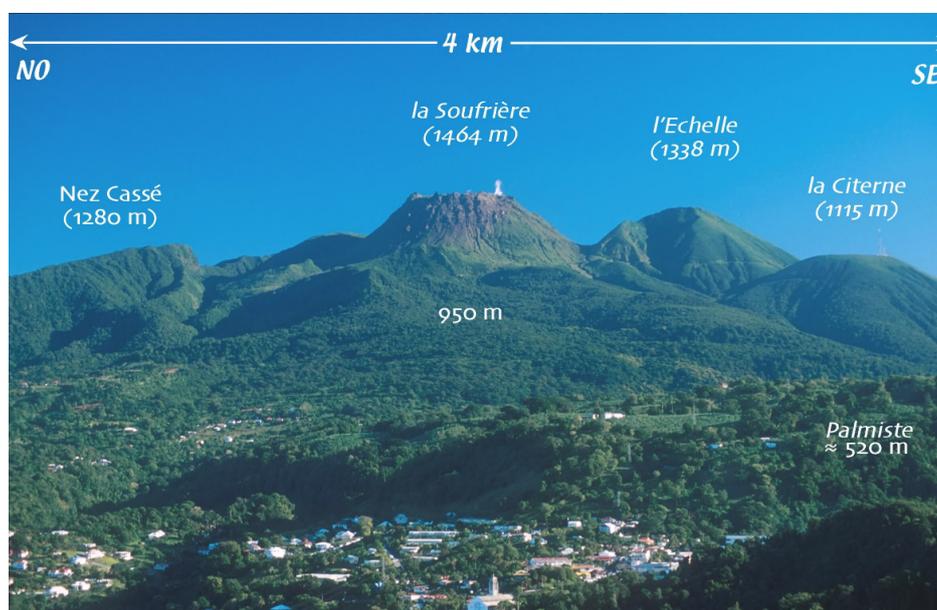


FIGURE 6.2 – Vue nord-ouest sud-est du dôme de la Soufrière de Guadeloupe et des sommets voisins (Komorowski *et al.*, 2005).

6.2.2 Morphologie du dôme de la Soufrière

La Découverte, sommet culminant des petites Antilles avec ses 1467 m d’altitude, présente des flancs à fortes pentes et un sommet relativement plat parsemé de pitons et de gouffres, figure 6.4. La base et le plateau sommital du dôme ont un diamètre respectif d’environ 900 et 400 m. Le volume du dôme est estimé à 0.05 km^3 (Boudon *et al.*, 2008). Depuis 1530, 6 éruptions phréatiques ont taillé des fractures à géométrie radiale dans le dôme de La Soufrière, figure 6.4 (Le Friant *et al.*, 2006). La dernière éruption, en 1976, a entraîné l’évacuation des 73000 habitants des villes proches du volcan pendant 6 mois.

La combinaison du climat tropical humide et de l’activité volcanique associée aux anomalies thermiques et au dégazage du magma entraînent une activité hydrothermale importante. Celle-ci est en effet présente sur le dôme et étendue sur une surface de 20 km^2 autour du dôme (Le Friant *et al.*, 2006). Cette activité hydrothermale s’intensifie depuis le début des années

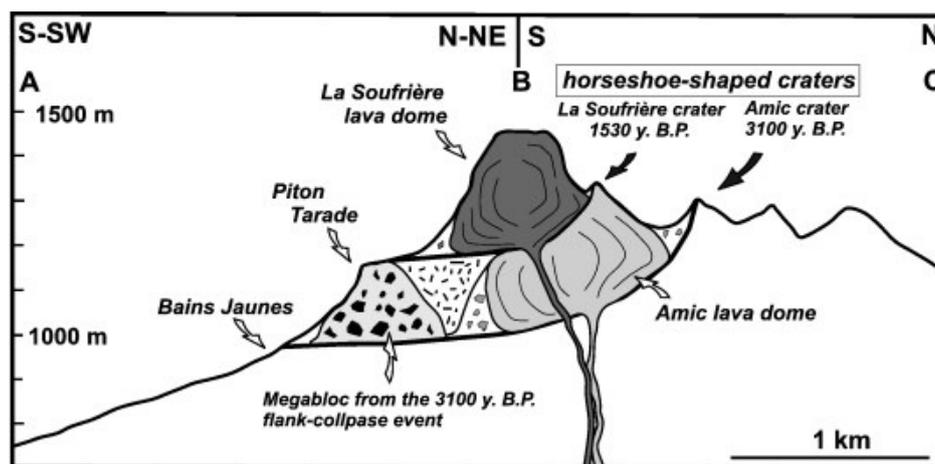


FIGURE 6.3 – Le dôme de la Soufrière de Guadeloupe se trouve à l'intérieur des anciens cratères imbriqués (Boudon *et al.*, 2008).

1990 et les fluides émis se trouvent de plus en plus acides ce qui provoque une recrudescence de l'altération de l'édifice déjà fragilisé et susceptible de subir de nouvelles instabilités du dôme (Villemant *et al.*, 2005).

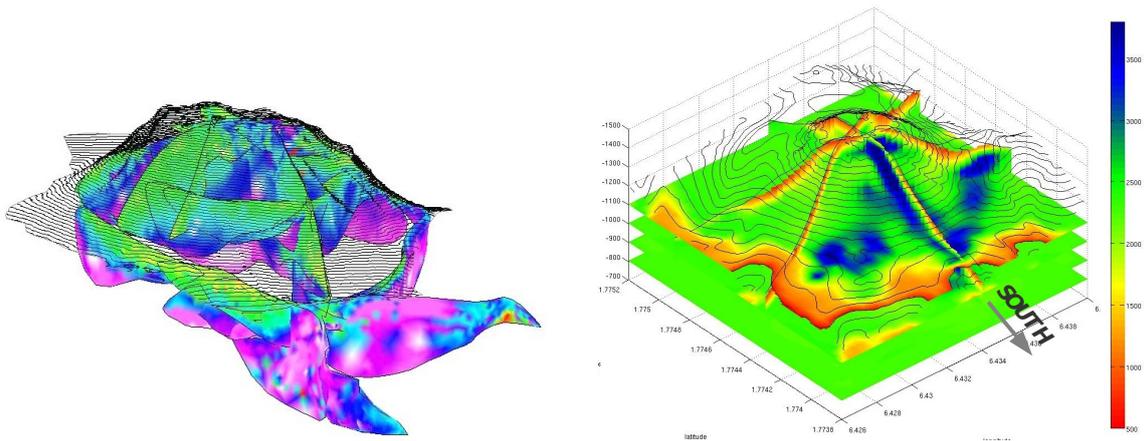
Les imageries géophysiques par tomographie électrique, acoustique et gravimétrique (Nicollin *et al.*, 2006; Coutant *et al.*, 2010) ont montré que le dôme de lave de la Soufrière est une structure fortement hétérogène constituée de plusieurs massifs de lave compétents relativement non altérés, figure 6.5. Ils se trouvent sur une base inclinée vers le sud constituée d'un milieu conducteur interprété comme des roches altérées par le système hydrothermal et mécaniquement plus faibles. L'analyse des données de mesures gravimétriques réalisées sur le volcan montre que celui-ci est globalement peu massif avec une masse volumique moyenne de 2.2 g/cm^3 (Gunawan, 2005).

6.2.3 Importance de l'imagerie du volcan

La tomographie tridimensionnelle du dôme de la Soufrière par analyse de l'atténuation du flux de muons cosmiques permettrait donc d'apporter des contraintes supplémentaires concernant sa structure interne. On pourrait retrouver, par exemple, les dimensions des gouffres et des pitons qui constellent le sommet et constituent respectivement des régions potentielles de très faible masse volumique et des régions éventuellement plus denses. Le gouffre Tarissan, dont le diamètre est d'environ 30 m au niveau du sommet, a une profondeur sans doute supérieure à 300 m (Gibert *et al.*, 2010). Dans les années 1980, Joël Rodet¹ a laissé tomber une pierre dans ce gouffre et mesuré un temps de chute de 14 secondes (communication personnelle à D. Gibert, janvier 2007). Le gouffre Tarissan est maintenant rempli d'un liquide dont l'acidité a augmenté ces dernières années, figure 6.6 (Gibert *et al.*, 2010). Ce liquide est essentiellement composé d'acide chlorhydrique et de cendres, et constitue donc une zone peu dense. En revanche, si son altération n'est pas trop avancée, le sommet de la Découverte, de 100 m de diamètre, mis en place lors de la formation du dôme de lave par une coulée andésitique définit une région de masse volumique éventuellement plus élevée.

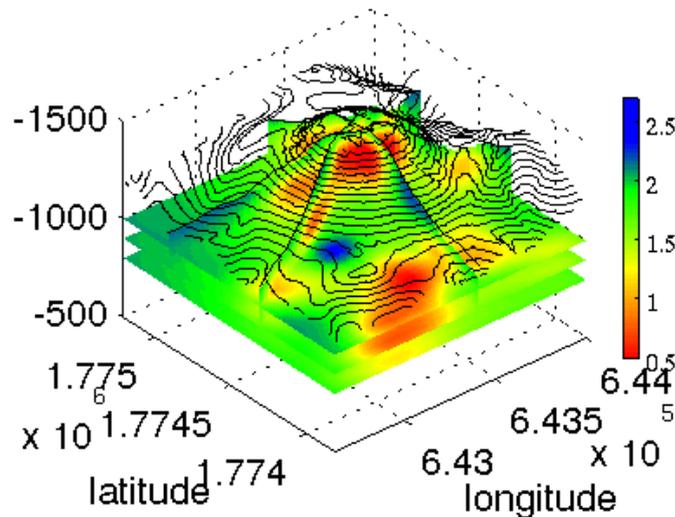
Une tomographie multi-paramètre de la Soufrière de Guadeloupe, utilisant les jeux de données déjà existants enrichis des données du flux de muons en cours d'acquisition, permettrait d'identifier les différents matériaux formant le dôme et fixerait des contraintes importantes aux modèles de déstabilisation déjà existant en déterminant la géométrie des unités structu-

1. Chargé de Recherche au CNRS à Rouen, spécialiste des karsts et spéléologue de haut niveau



(a) Distribution de la résistivité électrique de la Soufrière de Guadeloupe (Nicollin *et al.*, 2006). Les régions conductrices sont en violet et les résistives sont en vert.

(b) Tomographie de la vitesse des ondes P sur le dôme de la Soufrière de Guadeloupe (Coutant *et al.*, 2010). Les régions de propagation rapides des ondes P sont en bleu et celles qui correspondent à des propagations lentes sont en rouge.



(c) Tomographie gravimétrique de la Soufrière de Guadeloupe, l'échelle de couleurs indique les masses volumiques en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ (O. Coutant communication personnelle)

FIGURE 6.5 – Imageries géophysique de la Soufrière de Guadeloupe.

de différents scénarii éruptifs. Elle apporte en effet des informations sur la géométrie et les propriétés physiques des différentes unités formant le dôme. Les modèles représentent par exemple des déstabilisations, la circulation hydrothermale, la déformation du dôme, *etc.* Pour ensuite estimer les aléas de chaque scénario possible, il est nécessaire d'évaluer le transport de fluides (magma, gaz, eau, coulées pyroclatiques) ou l'évolution physico-chimique des matériaux volcaniques par l'altération hydrothermale. Ainsi la tomographie par muons apporte des informations sur les structures en masse volumique de l'intérieur du volcan avec une résolution fine qui vont être fort utile pour estimer les risques provoqués par une prochaine éruption. Voyons maintenant quels sites ont été choisis pour réaliser les premières mesures. Celles-ci, en plus des visées de reconstruction tomographique, ont également un objectif de développement méthodologique nécessaire pour vérifier la fiabilité et démontrer l'intérêt des

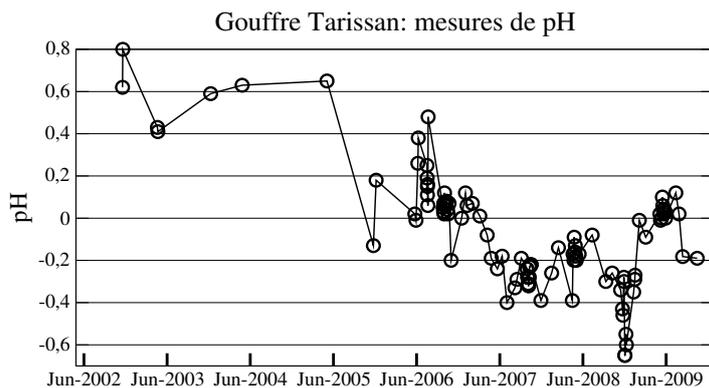


FIGURE 6.6 – Évolution du pH du liquide du gouffre Tarissan au cours du temps, données OVSG (Gibert *et al.*, 2010).

acquisitions réalisées.

6.2.4 Sites d'installation du télescope

Grâce aux résultats des différents tests réalisés avec le télescope installé au Mont Terri, le protocole de construction de nos détecteurs a pu être modifié pour construire trois autres télescopes à deux matrices : RaCoon, MusTang et SansfoiNiloï, tous trois également testés. Après une série de mesures réalisées en extérieur, MusTang a pu être envoyé en Guadeloupe, où Sanfoï l'a rejoint quelques mois plus tard quand il s'est avéré qu'il était nécessaire de travailler avec trois matrices de détection. Des tests ont été réalisés à l'observatoire, puis le télescope a été installé sur le flanc sud de la Soufrière aisément accessible. La possibilité d'accéder en voiture à ce premier site a facilité les interventions requises par les nouvelles conditions d'acquisition. Pour suivre ces dernières, des capteurs environnementaux ont été ajoutés permettant de stopper les mesures du flux de muons quand les circonstances ne sont plus adaptées. Le second site choisi, sur le flanc est du volcan, est relativement plat pour faciliter l'atterrissage des éléments après un premier transport en hélicoptère. Les matrices, et plus particulièrement, les connections de fibres optiques ont bien supporté les vibrations causées durant ce transport, confirmant la robustesse du capteur.

Les configurations du télescope pour les différentes acquisitions sont reportées dans la table 6.1. On note que le temps d'acquisition analysé à Ravine Sud est faible par rapport à la durée d'installation sur le site. En effet, les données présentées ici correspondent aux acquisitions effectuées suite à la mise en place du troisième plan de détection. À Roche Fendue, les panneaux solaires sont à l'ombre du volcan le matin et à l'ombre de l'Échelle le soir, de plus comme l'altitude est plus importante et que nous sommes situés dans une vallée, les nuages sont présents plus fréquemment. Il est donc plus difficile de fournir une énergie suffisante au télescope qui a été éteint plusieurs jours.

La géométrie du système d'acquisition destiné à réaliser l'imagerie de la Soufrière de Guadeloupe est représentée figure 6.7(a). Le premier site d'acquisition, Ravine Sud, apporte des informations sur les variations d'opacité dans le plan ouest-est. Les épaisseurs de roche traversées sont importantes et varient entre 13 et 1264 m, table 6.1 et figure 6.7(b). Le second site, Roche Fendue, fournit des informations dans un plan nord-nord-est sud-sud-ouest approximativement perpendiculaire au premier. L'altitude de ce télescope est légèrement plus élevée, aussi l'épaisseur de roche explorée est moins importante et varie entre 13 et 778 m, table 6.1 et figure 6.7(c). 35% des angles de vue du télescope détectent un flux de particules provenant directement du ciel, au-dessus du volcan, en bleu figures 6.7(b) et 6.7(c). Une proportion de

Point de mesure		Ravine Sud			Roche Fendue
Altitude (m)		1160	1160	1160	1270
Angle azimutal principal		355°	355°	175°	299°
Inclinaison des matrices		67°	0°	67°	75°
Distance inter-matrices (cm)		95	90	95	95
Acceptance (cm ² .sr)		18	20	18	18
Angle solide ($\times 10^{-3}$ sr)		2.8	3.1	2.8	2.8
Ouverture angulaire		3°	3.2°	3°	3°
Date d'installation		Août 2010	Février 2011	Février 2011	Mars 2011
Temps d'acquisition analysé (jours)		86.7	3.5	3.25	36
Épaisseur de roche (m)	minimale	13	0	0	13
	à la normale des plans	714	0	0	597
	maximale	1264	0	0	778

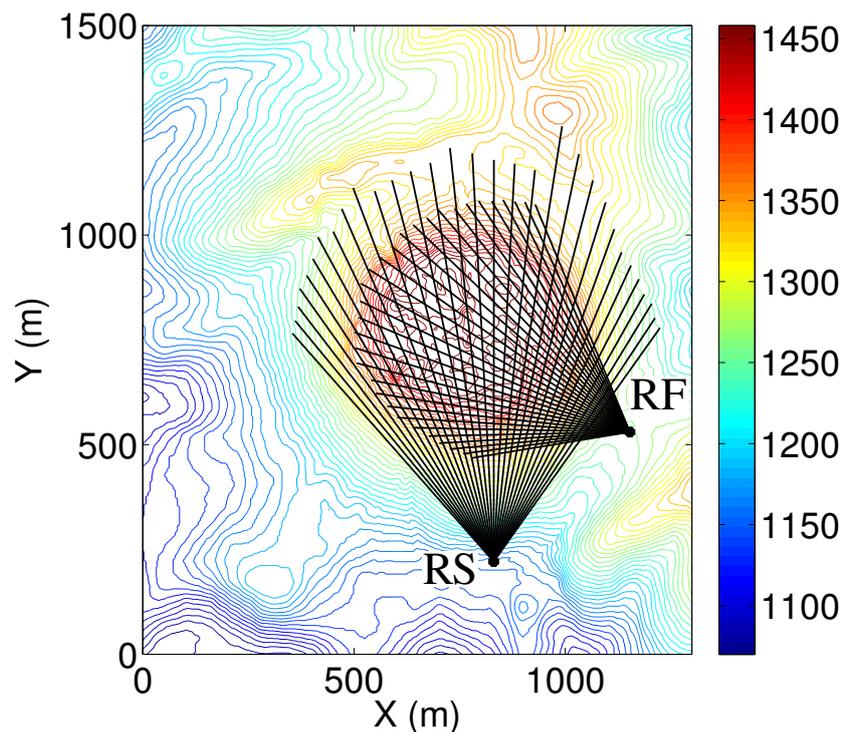
TABLE 6.1 – Caractéristiques des différentes mesures réalisées sur la Soufrière de Guadeloupe, à Ravine Sud et Roche Fendue.

25% et 34% des angles de vue du télescope détectent un flux de particules provenant du volcan à Ravine Sud et Roche Fendue, respectivement. Ces angles de vue sont représentés en noir figures 6.7(b) et 6.7(c). Enfin, pour les angles de vue dont l'angle zénithal est supérieur à 83°, il est possible de détecter un flux provenant de l'arrière en plus du flux qui nous intéresse. Aussi, les valeurs de flux correspondant à ces angles de vue, en gris figures 6.7(b) et 6.7(c), ne sont pas représentées par la suite.

6.3 Présentation des données

Les acquisitions réalisées sur la Soufrière présentent la particularité d'être effectuées en extérieur alors que le flux de muons mesuré provient d'un milieu dont l'épaisseur peut atteindre le kilomètre. Le flux mesuré varie alors sur plusieurs ordres de grandeurs entre les données provenant du volcan et celles qui arrivent directement du ciel, au-dessus du volcan. De plus, le télescope placé en extérieur est plus passible d'enregistrer un bruit provenant des particules chargées présentes dans l'environnement. Ce bruit est alors susceptible d'altérer la qualité du signal et de lisser les fluctuations permettant la tomographie. Son influence est d'autant plus néfaste que le flux est ténu. Aux grandes épaisseurs de roches, le flux qui est alors plus faible peut en effet être submergé par le bruit.

L'installation d'un télescope en extérieur nécessite donc quelques précautions. En plus de l'adaptation aux conditions de terrain particulièrement rudes sous les tropiques, un système de filtrage du bruit de fond doit être mis en place pour obtenir un signal de qualité. Après une présentation des données acquises à ciel ouvert, le traitement des données est décrit et l'influence de chaque filtrage sur le signal est étudiée. La méthode de sélection des événements s'inspire des expériences réalisées au Mont Terri. Une troisième matrice de détection est donc ajoutée pour supprimer le bruit de fond décorré. De plus, un écran d'absorption est installé entre ces matrices afin de réduire le bruit de fond corrélé. Ce système permet en effet de stopper les particules chargées comme les électrons, positrons, pions, *etc.* susceptibles de traverser le télescope. Enfin, il est important de considérer les fluctuations environnementales lors de l'acquisition. Divers capteurs ont ainsi été mis en place pour suivre les variations de température et d'humidité qui peuvent affecter les photomultiplicateurs ou les cartes d'acquisitions.



(a) Topographie de la Soufrière de Guadeloupe et angles de vue depuis Ravine Sud (RS) et Roche Fendue (RF). L'échelle de couleurs correspond à l'altitude, en mètres.

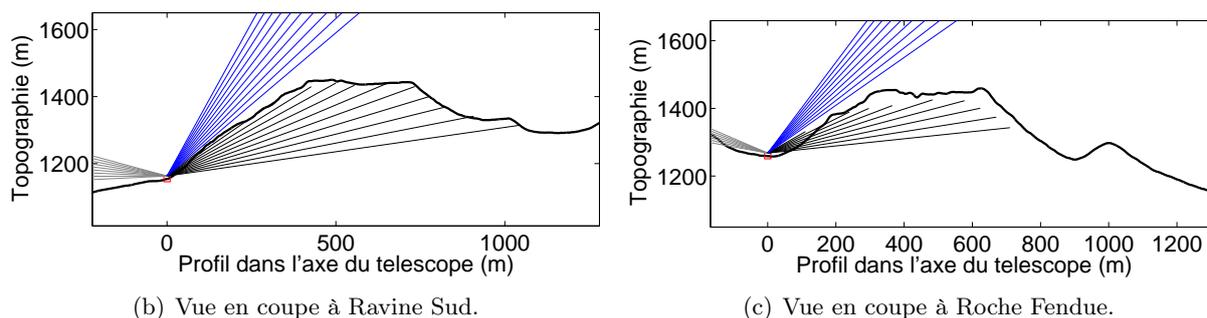


FIGURE 6.7 – Angles de vue du télescope, depuis Ravine Sud (RS) et Roche Fendue (RF). Les coupes (b) et (c) correspondent à l'angle azimutal d'orientation du télescope. Les lignes droites représentent les angles de vue du télescope. En noir les angles de vue apportent une information sur le flux de particules traversant le volcan, les lignes bleues sont orientées vers le ciel et enfin les lignes grises représentent les angles de vue pour lesquels le télescope détecte un flux provenant de l'arrière.

La tension d'alimentation et la consommation du télescope sont également contrôlées afin de s'assurer que le détecteur peut fonctionner de manière optimale.

6.3.1 Mesures à ciel ouvert

Tout comme au Mont Terri, des mesures du flux ont été réalisées à ciel ouvert en regardant au zénith pour calibrer les matrices de détection. À Ravine Sud, des mesures ont également été effectuées en orientant le télescope dans une direction opposée au volcan. Ceci est réalisé afin de connaître le flux entrant dans le volcan, l'inclinaison du télescope étant identique à celle des mesure destinées à la tomographie, figure 6.8. On constate que la sélection réalisée avec 3 matrices en coïncidence réduit en moyenne d'un facteur 1.6 le flux détecté à ciel ouvert. D'autre part, il existe un facteur 4.3, en moyenne, entre les données avec 3 matrices en coïncidence et le modèle de flux de Gaisser. Cependant ces données ne sont pas encore corrigées des variations d'efficacité des barreaux car la méthode reste effectivement à mettre

en place pour le cas où il y a trois matrices de détection. Cette correction entraînera alors une augmentation du flux de muons, voir le second article Lesparre *et al.* (2011), inséré à la fin du chapitre 4.

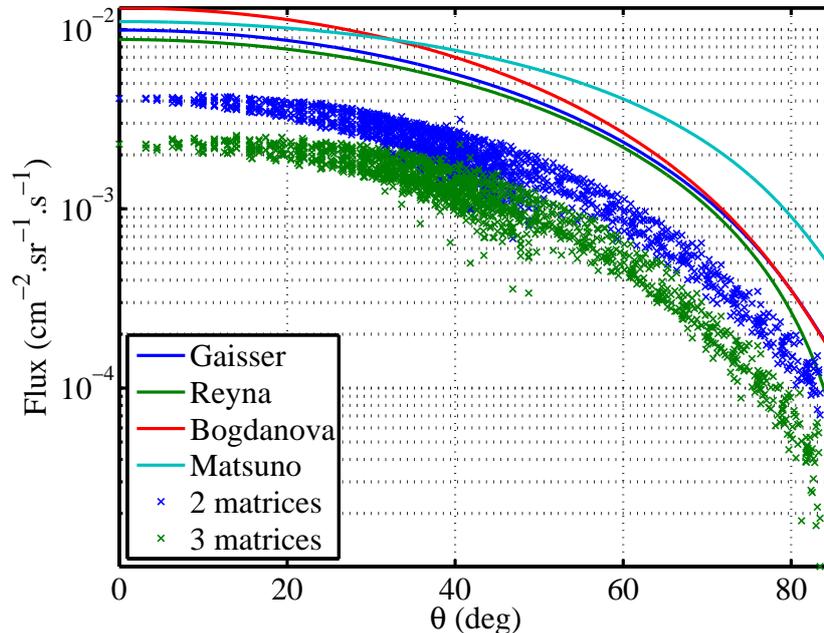


FIGURE 6.8 – Flux de particules détectées à ciel ouvert avec 2 ou 3 matrices en coïncidence, comparaison avec les modèles de flux de Gaisser, Reyna, Bogdanova et Matsuno intégrés sur l'énergie. Les flux mesurés n'ont pas été corrigé de l'efficacité.

6.3.2 Sélection des données

La méthodologie de sélection des événements développée avec les données acquises au Mont Terri est appliquée au cas de la Soufrière. Ainsi, la multiplicité choisie vaut également 3 pour chacun des plans de détection. Il peut donc il y avoir jusqu'à 6 barreaux en coïncidence par matrice de détection. Plus de 95% du signal est donc conservé par cette sélection, figure 6.9. Suite à l'ajout d'une troisième matrice de détection, le câblage de l'horloge aux matrices est légèrement modifié. Comme l'horloge ne possède que deux prises pour être reliée aux matrices, la troisième est branchée en dérivation sur l'une de ces deux matrices. Le temps de propagation du signal de l'horloge jusqu'à la troisième matrice est donc légèrement plus long. Ceci a une incidence sur le temps affecté aux événements détectés par cette matrice. La distribution des écarts temporels entre les trois matrices doit être ajustée. Pour recalibrer les temps de détection, il est donc nécessaire d'ajouter 10 ns aux temps de détection des événements repérés par la matrice en dérivation. Suite à cette opération, la distribution temporelle est centrée, figure 6.10. Ainsi, l'écart temporel maximal autorisé entre la détection d'événements par les matrices avant et arrière est ici aussi de 20 ns. Cette fenêtre qui doit être la plus faible possible permet tout de même de conserver plus de 95% du signal total. La présence d'une troisième matrice de détection réduit fortement l'impact des coïncidences fortuites qui créent un bruit de fond gênant lorsque des épaisseurs de roche supérieures à quelques centaines de mètres sont étudiées, voir le chapitre 5 et l'annexe B.

6.3.3 Filtrage des coïncidences fortuites

Après une première série de mesures sur la Soufrière, le taux d'événements détectés au niveau des épaisseurs de roche les plus importantes semblait trop élevé. Une troisième matrice

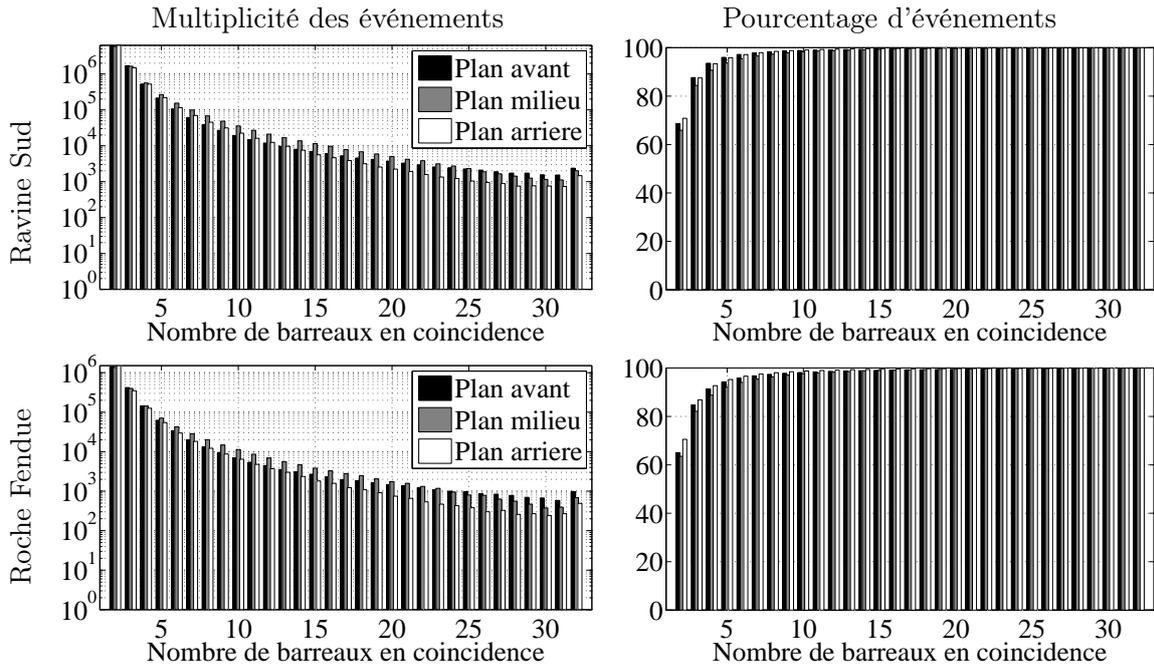


FIGURE 6.9 – À gauche, distribution du nombre de barreaux touchés simultanément sur chacun des plans pour les différents sites de mesure. À droite, pourcentage du nombre d'événements détectés en fonction du seuil de multiplicité. Le nombre de barreaux en coïncidence varie entre 2 et 32.

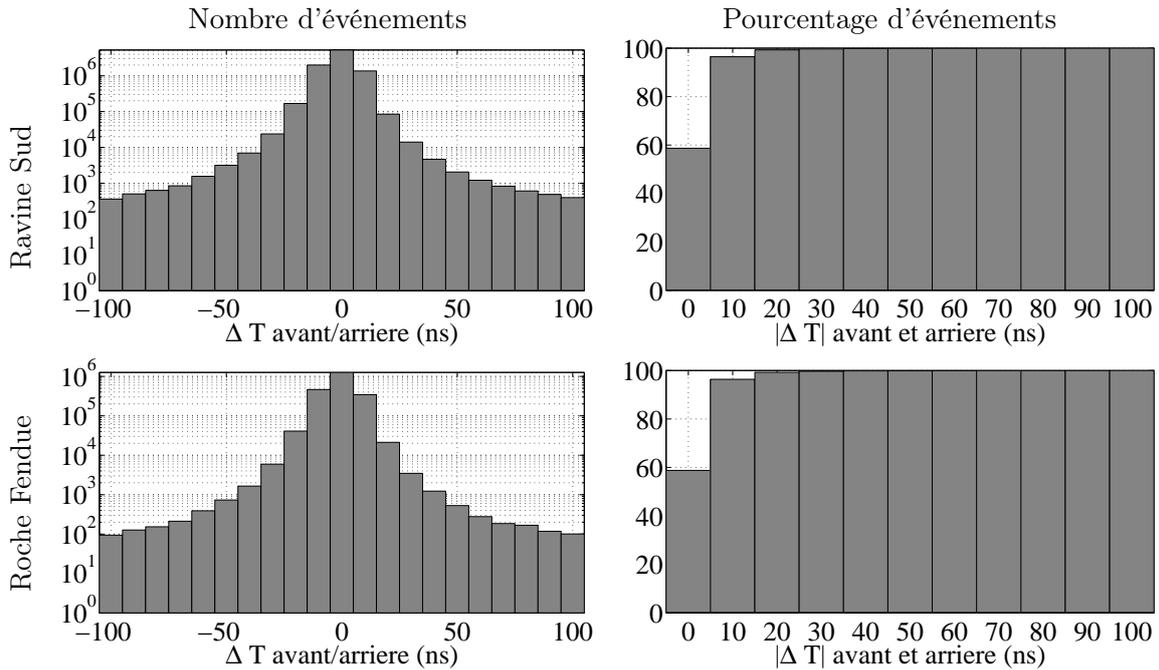


FIGURE 6.10 – Intervalle de temps entre les deux plans de détection avant et arrière pour les différents sites de mesure. À droite, pourcentage du nombre d'événements détectés en fonction du seuil de coupure déterminé par l'intervalle de temps de détection entre les matrices avant et arrière.

de détection a donc été installée entre les deux premières, permettant de réduire la probabilité de coïncidences fortuites sans modifier l'acceptance du télescope. Aucune mesure en anticoïncidence n'a cependant pu être effectuée sur le volcan. En revanche, il est possible de se reporter à celles réalisées en Bretagne et exposées dans l'annexe B. Des mesures du taux de particules γ et β présentées dans l'annexe A mettent en effet en évidence le fait que le taux de

particules détectées dans l'environnement par un même instrument est légèrement plus faible en Guadeloupe qu'à Pont Péan.

Les mesures réalisées en anticoïncidence en Bretagne révèlent que la présence d'une troisième matrice de détection permet de réduire le taux de coïncidences fortuites de six ordres de grandeur. Cette précaution est donc nécessaire lorsque les particules chargées présentent dans l'environnement entraînent un bruit de fond d'autant plus néfaste que l'épaisseur de roche analysée est importante. Le bruit de fond est en effet à peu près constant sur tous les angles de vue du télescope alors que le flux de muons décroît rapidement avec l'opacité du milieu sondé. Cette matrice supplémentaire permet de réaliser des mesures en coïncidence triple et ainsi de réduire le taux d'événements fortuits. En outre, il est également possible d'affiner la sélection des événements de trajectoire rectiligne. Cette trajectoire est révélée par la position de l'interaction avec les trois matrices. Tout événement détecté qui n'a pas laissé la trace d'un passage en ligne droite est donc rejeté. Cependant la présence d'une troisième matrice de détection ne permet pas d'absorber les éventuels électrons ou positrons dont l'énergie est suffisamment importante pour traverser l'ensemble du télescope. Pour stopper ces particules, il est alors nécessaire de mettre en place un écran d'absorption (Berger et Seltzer, 1964; Bichsel *et al.*, 2010). Dans son livre *Introductory Muon Science* Nagamine (2003) insiste sur l'importance de cette installation qui permet d'améliorer efficacement le rapport signal sur bruit.

6.3.4 Réduction du bruit de fond corrélé

La réduction du bruit de fond corrélé peut être effectuée par des écrans d'absorption placés entre les matrices. Ainsi, des tôles en acier sont mises en place contre la matrice milieu du télescope, qui supporte alors le poids ajouté. Une épaisseur de 24 mm crée en effet un surpoids de 200 kg sur le bâti. Pour évaluer l'impact de la présence de ces écrans, une expérience a été menée en Bretagne, à Pont Péan sur le télescope RaCoon, voir l'annexe C. Cette étude met en évidence l'importance de la présence des écrans d'absorption. Ceux-ci peuvent réduire le flux détecté de manière conséquente quand l'opacité qu'ils représentent est suffisamment importante. Les modélisations du flux de muons permettent en revanche de constater que les opacités ajoutées ont une influence très faible sur le flux de muons. Ainsi, ce sont bien des électrons, positrons ou autre particules chargées polluant le signal qui sont stoppées par l'écran et donc retirées des événements détectés. Cette étude permet également de voir que pour être vraiment efficace, l'opacité de l'écran doit être relativement importante. Une épaisseur de 25 mm d'inox réduit le flux de 10%, alors que si cette épaisseur atteint 50 mm le flux détecté est réduit de 50%. Les tôles de fer installées sur le télescope MusTang en Guadeloupe sont donc effectivement utiles pour réduire le bruit de fond corrélé créé par les électrons et positrons dont l'énergie est inférieure à la centaine de MeV. Cependant pour extraire du signal les électrons dont l'énergie est comprise entre 100 et 300 MeV il faudrait installer une épaisseur de blindage plus importante. On peut tout de même penser que ce bruit de fond corrélé est plus important à ciel ouvert puisque les électrons et les positrons susceptibles de provoquer ce bruit ne traversent pas d'épaisseur de roches importantes (Berger et Seltzer, 1964). Pour s'en assurer, il sera nécessaire de réaliser des mesures avec une épaisseur de blindage plus conséquente et d'effectuer une comparaison avec les données actuelles.

Pour améliorer la qualité des mesures il est donc important de bien définir le protocole de sélection des événements. Actuellement les événements sélectionnés présentent une multiplicité maximale de 3 événements par plan de détection. Les événements détectés par les matrices avant et arrière présentent un intervalle de temps d'interaction inférieur à 20 ns. D'autre part la troisième matrice permet d'éliminer les coïncidences fortuites du signal et d'affiner la sélection des événements en exigeant une trajectoire rectiligne de l'événement détecté. Enfin,

l'écran d'absorption permet de réduire le bruit de fond corrélé produit par des électrons ou des positrons dont l'énergie est inférieure à la centaine de MeV. Il reste à confirmer que la variation des conditions environnementales n'affecte pas le signal de manière conséquente. Le photomultiplicateur en particulier peut se montrer sensible aux fluctuations de température.

6.3.5 Conditions environnementales

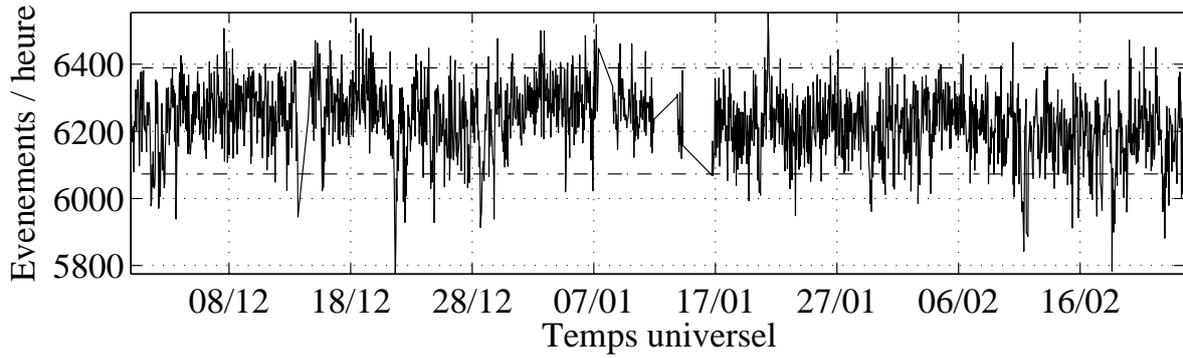
La Soufrière de Guadeloupe est située en région tropicale, les fortes pluies sont donc relativement fréquentes et le taux d'humidité est très élevé (proche de 100%), figure 6.14. La présence de nuages au-dessus du volcan masque les panneaux solaire et fait fluctuer la quantité d'énergie fournie au détecteur. L'électronique du détecteur n'apprécie pas l'humidité ni les coupures d'alimentation inopinées. De plus, le photomultiplicateur est relativement sensible aux fluctuations de température. Des capteurs environnementaux ont donc été placés dans chaque module du détecteur contenant des composants électroniques pour surveiller les conditions d'acquisition et arrêter celle-ci à distance lorsque, par exemple, l'énergie fournie devient trop faible. Ces capteurs permettent également de réaliser une analyse pour observer si les fluctuations du nombre d'événements détectés correspondent à des variations des conditions environnementales. Le taux d'événements détectés par le télescope est analysé ici en comparaison avec les données environnementales acquises depuis le site de Ravine Sud durant 86.7 jours, figure 6.11(a).

Ainsi, deux capteurs de température sont installés dans les caisses contenant les matrices avant et arrière, un troisième surveille la température dans la malle électronique contenant l'ordinateur d'acquisition, figure 6.11(b). Un capteur d'humidité est placé dans la caisse de la matrice avant et permet de vérifier que les conditions de pression et températures ne sont pas susceptibles de former des gouttelettes, figure 6.12. On observe, figure 6.12(a), que le taux d'humidité est inférieur à 75% et donc au taux d'humidité de l'air ambiant. La membrane en GoreTex[®], mise en place sur les caisses contenant de l'électronique, a bien joué son rôle en permettant à la vapeur de sortir suite à sa formation grâce au chauffage créé par les cartes électroniques. Ainsi, la température à l'intérieur des caisses est toujours supérieure à la température du point de rosée avec un écart moyen de 5°C, figure 6.12.

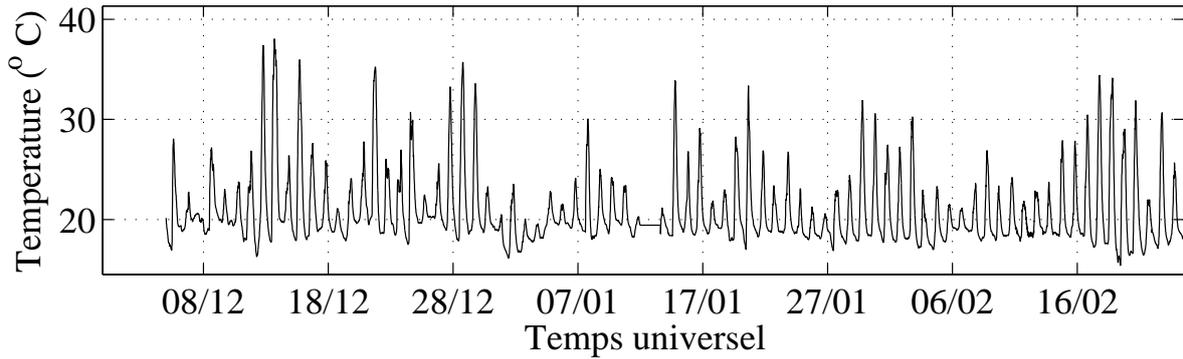
Le suivi de la tension d'entrée du télescope et du courant débité permet de vérifier si l'énergie fournie au capteur est suffisante, figures 6.13(a) et 6.11(c). À partir de ces mesures, nous pouvons également contrôler la consommation en énergie 6.13(b). Avec trois matrices de détection, la consommation moyenne mesurée est de 45 W. Cependant l'appareil d'acquisition des données environnementales effectue ses mesures toutes les 15 minutes avant de se mettre en veille. Cet appareil consomme 5 W quand il est éveillé et sa consommation est nulle quand il est en veille. La mesure de la consommation du télescope est donc biaisée, elle fluctue en réalité autour de 40 W.

Enfin, deux capteurs d'inclinaison nous informeraient d'un éventuel basculement du télescope causé par exemple par une bourrasque, figure 6.15. Cet événement est cependant peu probable : le bâti supporte 400 kg de matériel et est haubané.

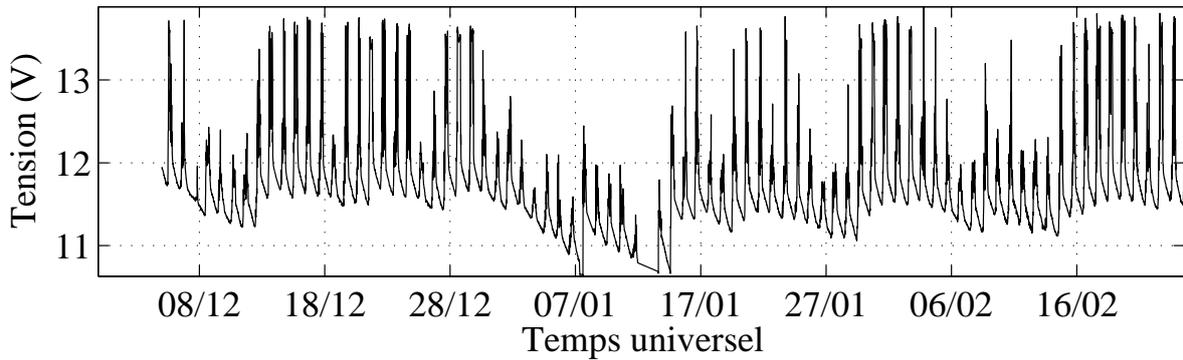
Les nombres moyens d'événements détectés avec des conditions environnementales extrêmes sont reportés dans la table 6.2. Aux températures supérieures à 30°C on observe une variation du flux détecté plus accentuée quand il n'y a que deux matrices en coïncidence. Cependant, les moments où cette température est supérieure à 30°C sont rares et ne se sont produits que durant 3% du temps de l'acquisition, figure 6.11. Les tensions importantes ne semblent pas avoir d'incidence sur le taux d'événements détectés. Ce taux semble légère-



(a) Nombre d'événements détectés par heure. Les droites en tirets représentent un intervalle de $\pm 2\sqrt{\lambda}$ autour de la moyenne λ des événements détectés.



(b) Température mesurée dans la caisse de la matrice avant.



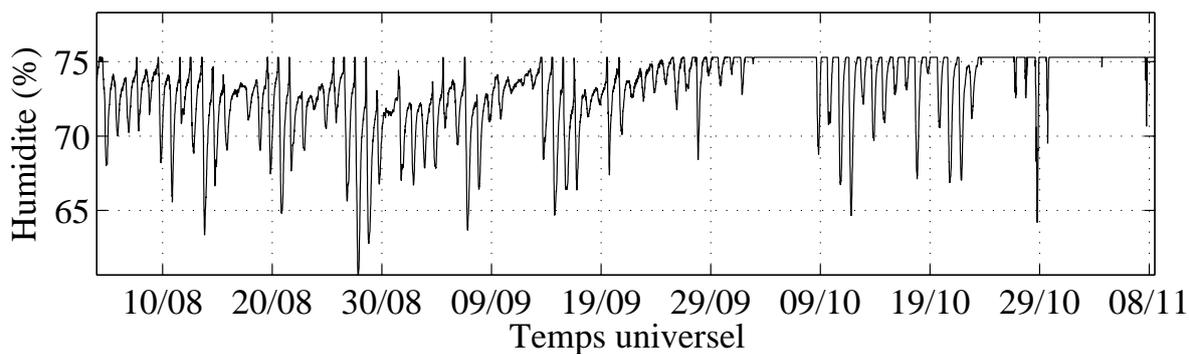
(c) Tension d'entrée

FIGURE 6.11 – Comparaison du nombre d'événements détectés avec les paramètres d'environnement.

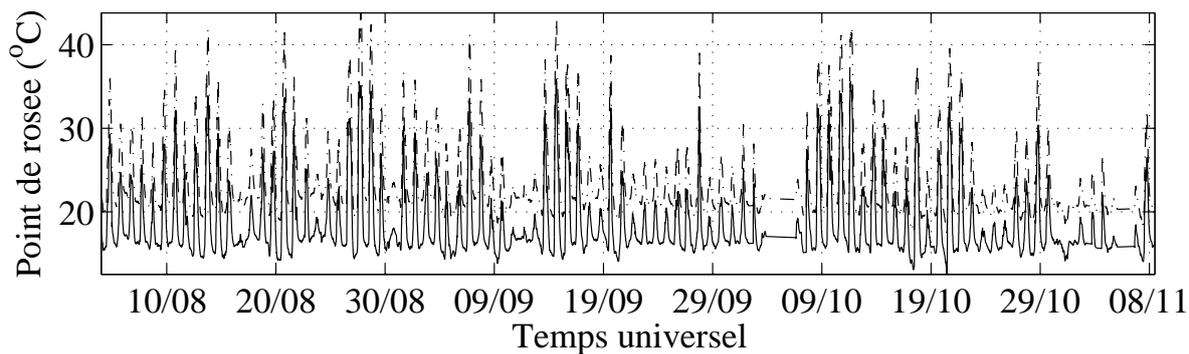
Nombre de plans en coïncidence	Nombre moyens d'événements par heure				
	Tous événements	Température > 30°C	Tension > 13 V	Jour	Nuit
2 plans	5389	5367	5392	5408	5371
3 plans	3813	3795	3812	3813	3814

TABLE 6.2 – Nombres moyens d'événements détecté par heure en fonction des conditions environnementales, pour 2 et 3 plans en coïncidence.

ment plus important le jour que la nuit quand deux matrices de mesures seulement sont en coïncidence, il est le même quand les 3 matrices sont en coïncidence. Toutes ces fluctuations demeurent inférieures à 1% et ne sont pas une source de variation importante du taux d'événements détectés. Le nombre d'événements détectés est représenté en fonction de la température mesurée et de la tension d'entrée, figures 6.16. On remarque que la dispersion du nombre d'événements se réduit lorsque les trois matrices sont en coïncidence. Les taux d'évé-

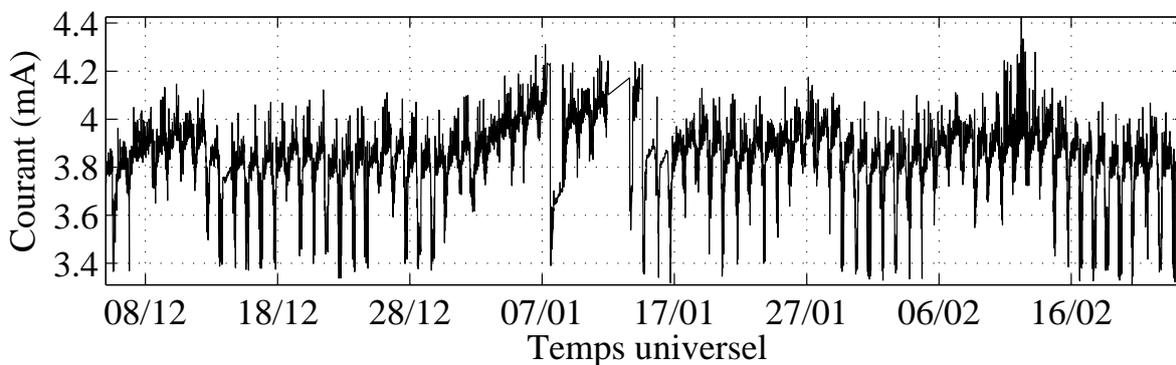


(a) Taux d'humidité dans la caisse de la matrice avant

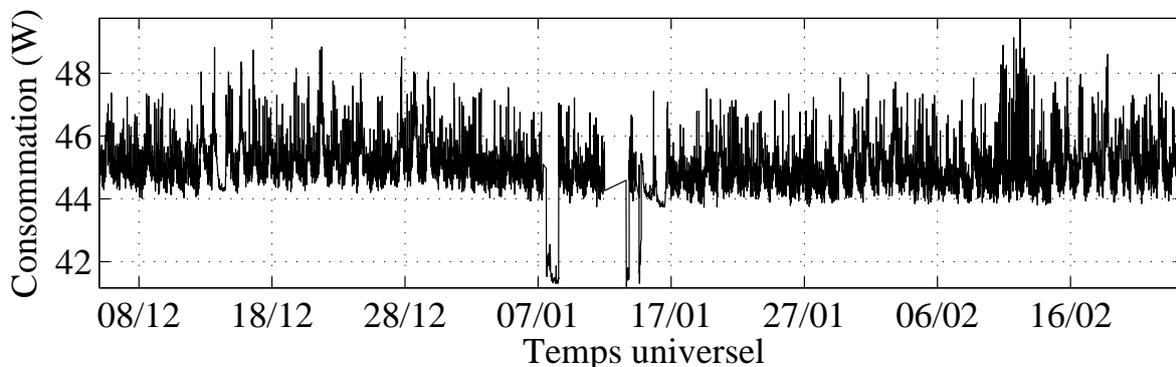


(b) Température de condensation calculée à partir du taux d'humidité et de la température mesurée dans la caisse de la matrice avant (ligne pleine). La température mesurée est représentée en tirets.

FIGURE 6.12 – Suivi du taux d'humidité dans l'environnement des matrices.



(a) Courant électrique



(b) Consommation électrique calculée à partir des mesures de tension d'entrée, figure 6.11(b) et des mesures de courant (a).

FIGURE 6.13 – Énergie électrique du télescope.

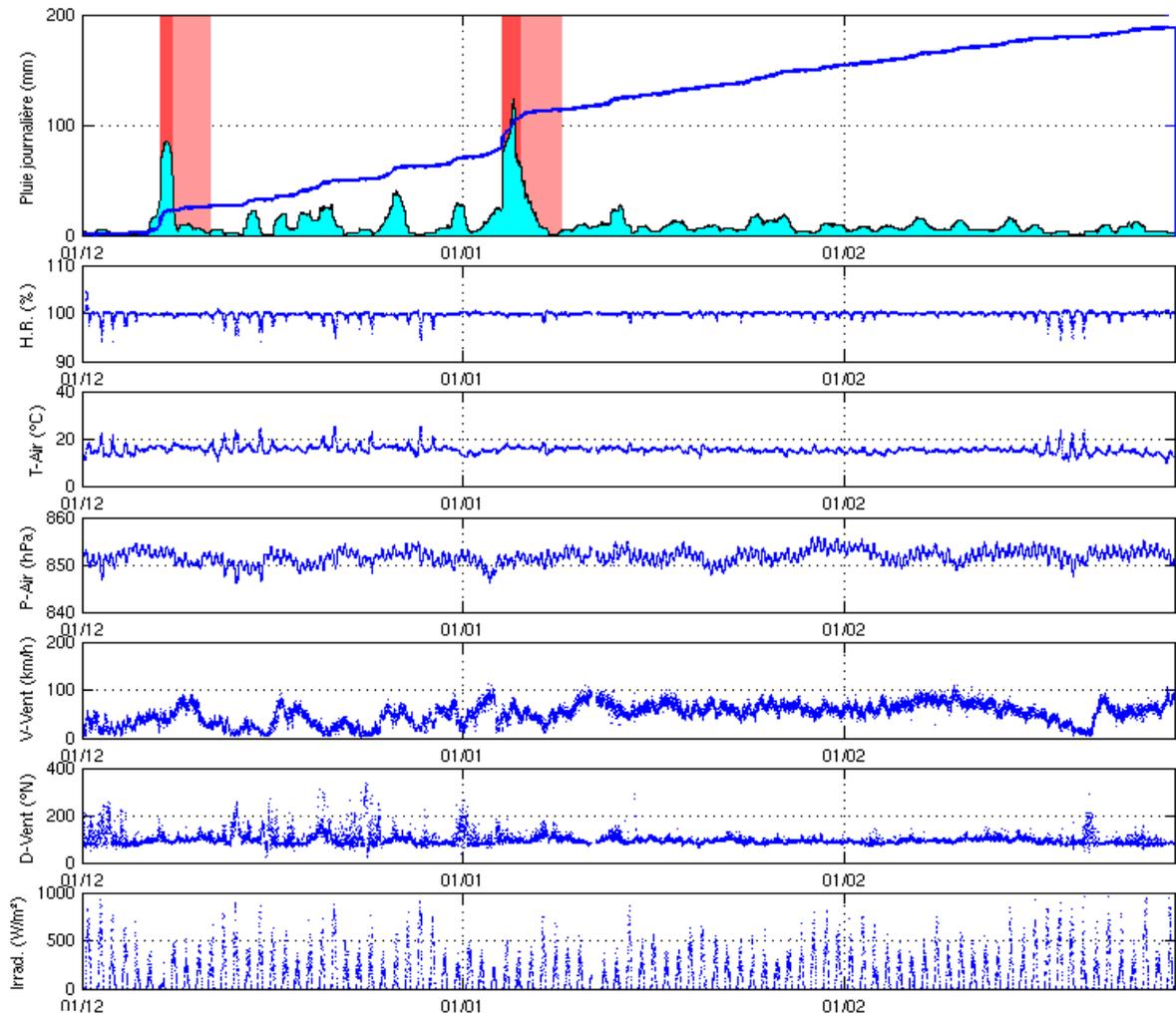
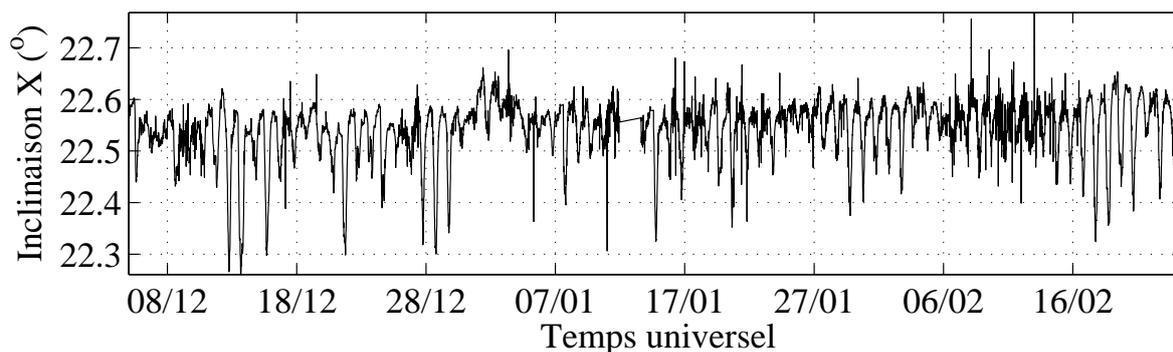


FIGURE 6.14 – Conditions météorologiques au sommet de la Soufrière entre le 1er décembre 2010 et le 28 février 2011, correspondant au moment de l’acquisition orientée vers le volcan à Ravine Sud. Données OVSG-IPGP acquises sur le Piton Sanner WEBOBS©2011.

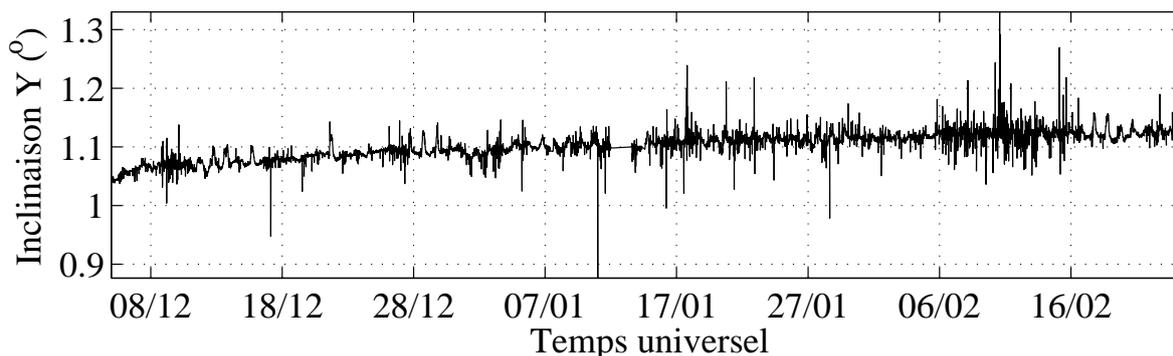
nements qui sont éloignés de $2\sqrt{\lambda}$ de la moyenne se produisent plus souvent à une température de 20°C et à une tension de 13 V, qui correspondent aux températures et tensions moyennes rencontrées. Ils se produisent donc quand règnent les conditions auxquelles le télescope est le plus exposé, cette région est donc la plus échantillonnée. On ne peut donc pas imputer les fluctuations du nombre d’événements détectés aux conditions environnementales. Voyons maintenant quelles sont les images que l’on obtient avec la tomographie par muons suite à la sélection des événements.

6.4 Premières images de structures internes

Les flux de muons mesuré à Ravine Sud et Roche Fendue sont ici comparés aux estimations prédites par les modèles. Puis, ces flux mesurés sont convertis en épaisseur de roche pour une masse volumique homogène de $2.2 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ du volcan (Gunawan, 2005). Ces épaisseurs de roches sont ensuite interprétées en terme de masse volumique à partir d’une comparaison avec l’épaisseur de roche donnée par la topographie. Les distributions de masse volumique sont alors interprétées conjointement avec des résultats obtenus par différentes méthodes de tomographie géophysique réalisées sur le dôme de la Soufrière, antérieurement.



(a) Variation de l'inclinaison suivant la composante X du bâtis supportant les matrices.



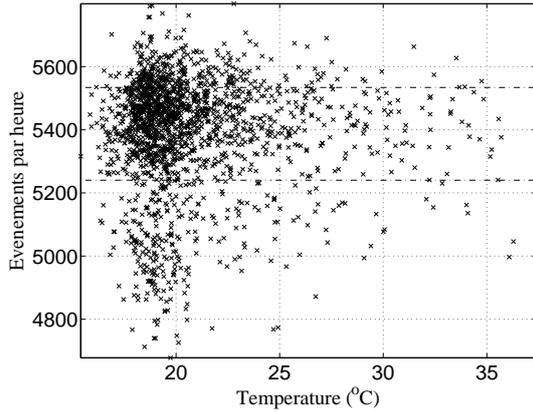
(b) Variation de l'inclinaison suivant la composante Y du bâtis supportant les matrices.

FIGURE 6.15 – Variation de l'inclinaison du bâtis suivant deux composantes orthogonales.

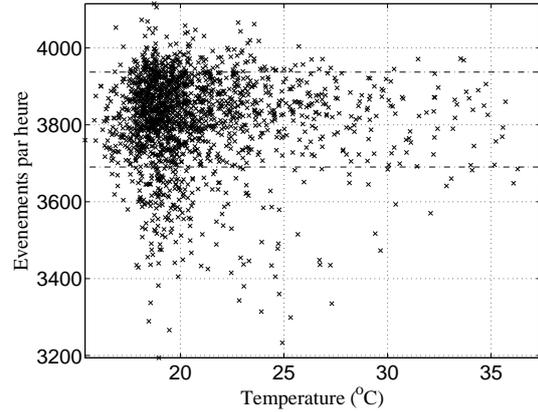
6.4.1 Comparaison du flux détecté aux prédictions

Les événements détectés sont sommés suivant chacun des angles de vue du télescope, puis convertis en flux. Cette conversion est réalisée par la formule 5.9 vue dans le chapitre précédent, elle permet alors de retirer du signal la réponse du détecteur. Ainsi, en divisant le nombre d'événements détectés par l'acceptance du détecteur et la durée de la mesure, on obtient un flux d'événements exprimé en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Cette valeur est alors comparable aux estimations, réalisées à partir de la connaissance de la topographie. Le modèle numérique de terrain est donné avec un pas de 5 m et l'altitude a une précision d'un mètre. La position et l'orientation du télescope sont mesurées par GPS et à l'aide d'une boussole. Des mesures sont également réalisées avec un cadran solaire pour confirmer l'orientation du télescope étant donné que le magnétisme des roches volcaniques peut parfois désorienter les boussoles. Enfin, la position et l'orientation sont confirmées à partir de repères visuels présents sur le volcan. Ceci nous permet de situer le télescope par rapport à la topographie avec une précision de l'ordre de la dizaine de centimètres et l'orientation du télescope présente une précision d'environ 0.5° . Enfin, l'inclinaison du télescope est mesurée par un inclinomètre, celle-ci est connue à 0.1° près.

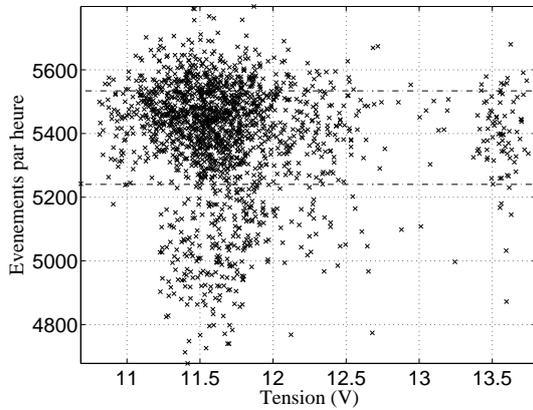
Les angles de vue du télescope sont ensuite modélisés à partir de sa configuration géométrique soit la distance entre les matrices, leur nombre de barreaux et leurs dimensions, voir la table 6.1. Ceci permet de dessiner la trajectoire parcourue par les particules détectées pour chaque angle de vue du télescope une fois qu'il est localisé et orienté par rapport à la topographie, figures 6.7. L'épaisseur de roche à parcourir par les particules peut ainsi être estimée. Enfin, une masse volumique homogène de $2.2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ est affectée au volcan (Gunawan, 2005) pour déterminer une opacité correspondant à chacun des rais. Le flux est alors évalué en fonction de l'angle zénithal et de l'opacité correspondants à chacun des angles de vue du télescope.



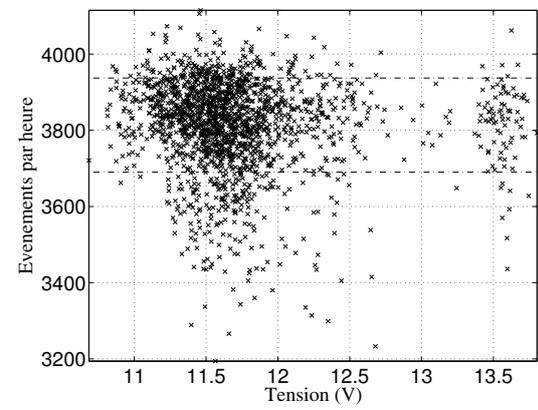
(a) Nombre d'événements détectés par heure en fonction de la température avec 2 matrices d'acquisition.



(b) Nombre d'événements détectés par heure en fonction de la température avec 3 matrices d'acquisition.



(c) Nombre d'événements détectés par heure en fonction de la tension d'entrée avec 2 matrices d'acquisition.



(d) Nombre d'événements détectés par heure en fonction de la tension d'entrée avec 3 matrices d'acquisition.

FIGURE 6.16 – Nombre d'événements détectés par heure représentés en fonction de la température (a) et (b) et de la tension d'entrée (c) et (d). Les droites en tirets représentent un intervalle de $\pm 2\sqrt{\lambda}$ autour de la moyenne λ des événements détectés.

Les événements sont sélectionnés suivant la méthode décrite dans la section précédente, ils traversent les trois matrices en suivant une trajectoire rectiligne et les données ne sont pas encore corrigées des variations d'efficacité. En effet, avec trois matrices de détection, la correction demande quelques subtilités, comme détaillé plus loin dans le paragraphe 6.5.2. De plus, le flux mesuré actuellement peut souffrir de la présence d'un bruit de fond corrélé qui n'est sans doute pas entièrement retiré du signal par l'écran d'absorption. Ce dernier est en effet susceptible de représenter une trop faible opacité. Les flux de particules détectés et modélisés à Ravine Sud et Roche Fendue sont représentés en fonction des angles de vue du télescope figure 6.17. Le flux de particules détecté varie entre 2×10^{-6} et $2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ dans les deux sites. La modélisation du flux de muons correspondante varie entre 3×10^{-7} et $7 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à Ravine Sud et 1×10^{-6} et $4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à Roche Fendue. Ainsi, entre les mesures correspondant aux visées vers le ciel et celles orientées vers le volcan, le flux varie sur plus de trois ordres de grandeur.

Afin de mieux discerner les fluctuations du flux de muons à l'intérieur du volcan, les angles correspondant à une épaisseur de roche donnée comme étant nulle par la modélisation ne sont pas représentés, figure 6.18. Ceci permet d'observer que le flux de muons mesuré décroît fortement avec l'angle zénithal. Il est difficile de distinguer des hétérogénéités à l'intérieur du

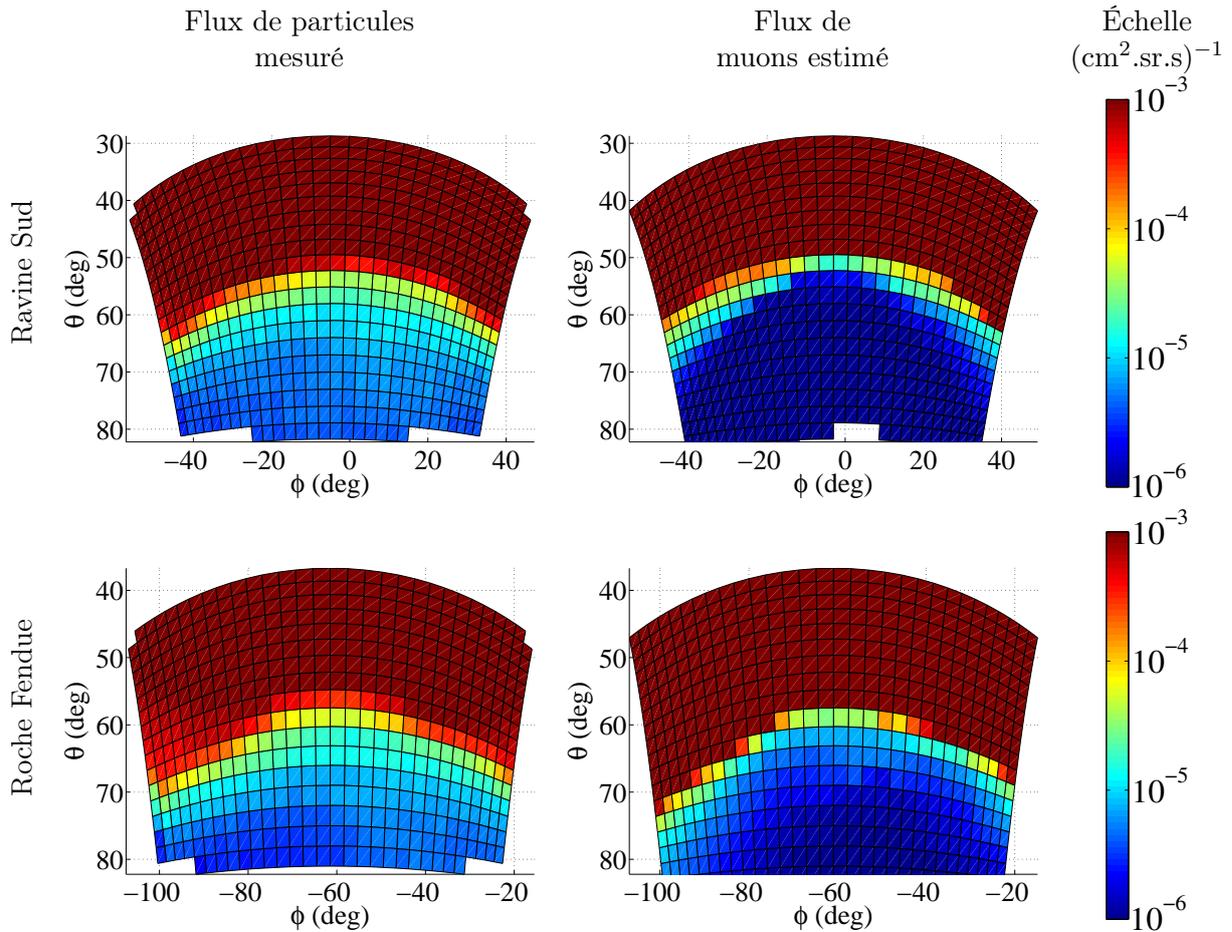


FIGURE 6.17 – Les flux de particules sont représentés en fonction de l’angle zénithal θ et de l’angle azimutal ϕ des angles de vue du télescope. Le flux de muons est modélisé pour une masse volumique homogène de $2.2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

volcan puisque le flux varie toujours sur plus d’un ordre de grandeur et la représentation logarithmique lisse les fluctuations azimutales. Le flux mesuré au-dessus du volcan est plus faible que le flux modélisé alors qu’il se produit le contraire pour les angles de vue traversant le volcan. Il est possible que la correction des efficacités permettent d’ajuster l’écart d’un facteur deux entre les flux à ciel ouvert. Cependant la présence de bruit de fond peut expliquer un flux de muons mesuré plus important que le flux prédit à travers le volcan. En effet, si le bruit de fond décorrélaté est négligeable suite à l’installation de la troisième matrice, le bruit de fond corrélaté peut submerger le signal. Grâce à la présence de la troisième matrice, le bruit de fond décorrélaté doit maintenant être de l’ordre 10^{-12} coïncidences fortuites par angle de vue et par seconde, voir l’annexe B. En revanche, le bruit de fond corrélaté est plus difficile à estimer. Il est sans doute moins important que celui mesuré en Bretagne à cause de la présence du volcan. Le bruit de fond corrélaté peut être généré par des électrons ou des positrons dont l’énergie est supérieure à la centaine de MeV puisqu’un blindage en fer de 24 mm d’épaisseur a été installé. Ces particules sont alors probablement émises le long de la trajectoire des muons, seules particules chargées à pouvoir traverser le dôme, suite à une interaction entre les muons et les atomes du volcan dans les derniers centimètres. En effet, des γ peuvent être émis suite à une interaction bremsstrahlung ou par diffusion Compton, ils peuvent ensuite produire des électrons et des positrons détectables par le télescope. Une modélisation à l’aide du logiciel Géant 4 (<http://www.geant4.org/geant4/>) permettrait de préciser ce point. Une mesure avec des blindages supplémentaires montrerait également si la réduction du flux mesuré est conséquente. En Bretagne, sur les données à ciel ouvert, l’écart entre le flux détecté avec 25 mm et

50 mm de blindage décroît de $1 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à $1 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ entre 30 et 80° d'angle zénithal, voir l'annexe C. Le flux mesuré est ici plus faible, il y a donc certainement moins de bruit mais peut-être celui-ci est-il encore suffisamment élevé pour réhausser le flux détecté. D'autre part la Soufrière est un volcan parsemé de ravins qui ne sont pas observés sur le modèle de la topographie et cet écart entre le flux mesuré et les prédictions peut également provenir d'une opacité en réalité plus faible du volcan que celle modélisée.

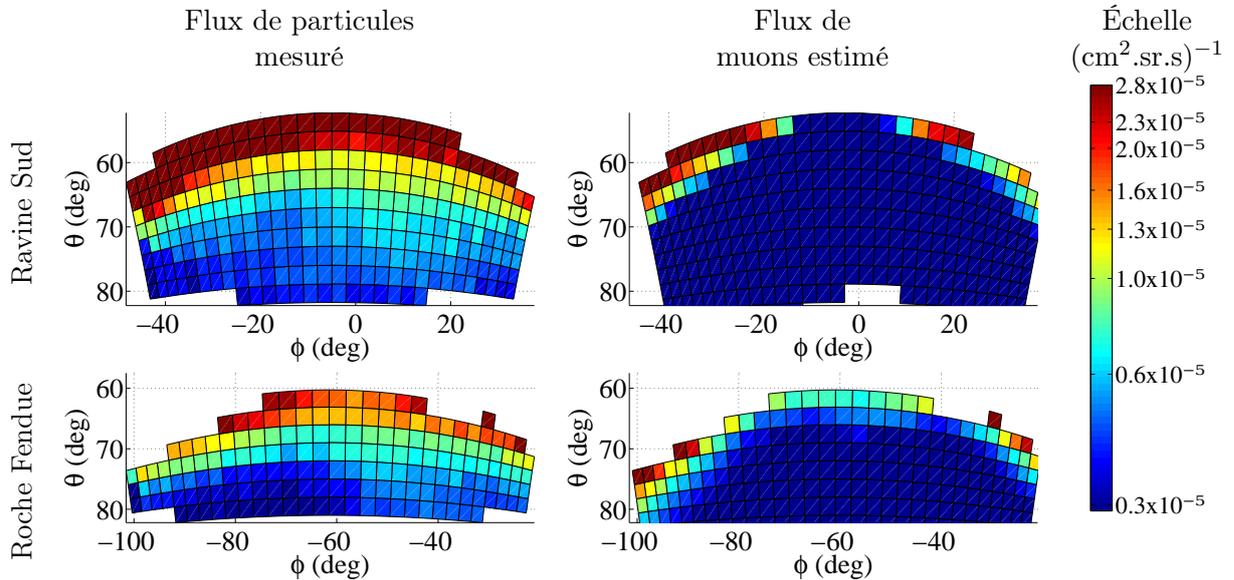


FIGURE 6.18 – Les flux de particules sont représentés en fonction de l'angle zénithal θ et de l'angle azimutal ϕ des angles de vue du télescope. Les valeurs correspondant à une épaisseur de roche nulle ne sont pas représentées ici.

La qualité des données peut donc encore être perfectionnée de manière à garantir la détection d'un flux de muons et non d'autres particules chargées. De plus, la tomographie par muons exige une connaissance précise de la valeur absolue du flux détecté afin de déterminer le plus précisément possible la masse volumique moyenne du milieu le long de la trajectoire sondée. Il est alors primordial d'effectuer une calibration du télescope et de connaître l'efficacité de chacun des barreaux pour pouvoir restituer au mieux l'image du flux de muons. La méthode de calibration mise au point permet effectivement de corriger le flux détecté des éventuels distorsions provoquées par des efficacités inégales des barreaux de détection, voir le second article Lesparre *et al.* (2011), inséré à la fin du chapitre 4. Cependant cette méthode ne permet pas d'obtenir la valeur absolue du flux de muons. Les mesures du flux de muons à ciel ouvert offrent alors la possibilité de connaître tout au plus le flux de muons intégré sur l'énergie traversant le volcan. Les mesures doivent alors être effectuées dans une direction opposée au volcan et avec une inclinaison du télescope identique à celle des acquisitions tomographiques. Cette mesure a été effectuée à Ravine Sud uniquement, cependant l'épaisseur de tôles n'était alors que de 24 mm. Par la suite, une conversion du flux de muons détecté en épaisseur de roche est réalisée. Celle-ci est ensuite comparée à l'épaisseur de roche estimée par la modélisation du télescope et la tomographie. Ainsi, l'on peut observer si à travers le volcan il est possible de discerner des hétérogénéités. Les échelles de couleur des épaisseurs de roche estimées à partir du flux mesuré, puis celles de la répartition des masses volumiques, sont donc données à titre indicatif puisque les données ne sont pas encore corrigées des variations d'efficacité des barreaux ni ajustées par rapport au flux détecté à ciel ouvert. Les images obtenues sont donc pour l'instant étudiées qualitativement.

6.4.2 Conversion du flux détecté en opacité

La comparaison du modèle de flux pour un volcan homogène avec le flux de particules détecté révèle les hétérogénéités de masse volumique du volcan après déduction des fluctuations du flux liées à l'effet de la topographie. À partir du modèle de flux de muons déterminé en fonction de l'angle zénithal et de l'opacité de roche, il est possible de retrouver l'opacité traversée correspondant au flux mesuré, voir le chapitre 3. Cette opacité est ensuite convertie en épaisseur de roche en affectant une masse volumique homogène à l'édifice de 2.2 g.cm^{-3} . Les épaisseurs de roche ainsi déduites à Ravine Sud et Roche Fendue sont représentées figure 6.19. Les épaisseurs de roche déduites de la topographie sont également reportées sur cette figure. Comme le flux mesuré aux grands angles zénithaux est plus important que le flux prédit par la modélisation, l'épaisseur de roche déduite de ce flux est moins importante que l'épaisseur de roche donnée par la topographie. Ceci peut également provenir du fait que la masse volumique globale de l'édifice est inférieure à 2.2 g.cm^{-3} . Ce phénomène est d'autant plus flagrant à Ravine Sud, où il existe un facteur 10 entre le flux de muons estimé et le flux mesuré pour les épaisseurs de roche les plus importantes. De plus, les contours du volcan ne sont pas identiques. Ceci est dû aux variations intra-pixels du flux de muons particulièrement importantes dans cette région, comme expliqué plus loin. Le rapport entre l'épaisseur de roche déduite du flux de particules mesuré et celle issue de la topographie permet de distinguer des écarts. Ceux-ci sont expliqués par la présence d'hétérogénéités en masse volumique à l'intérieur du volcan.

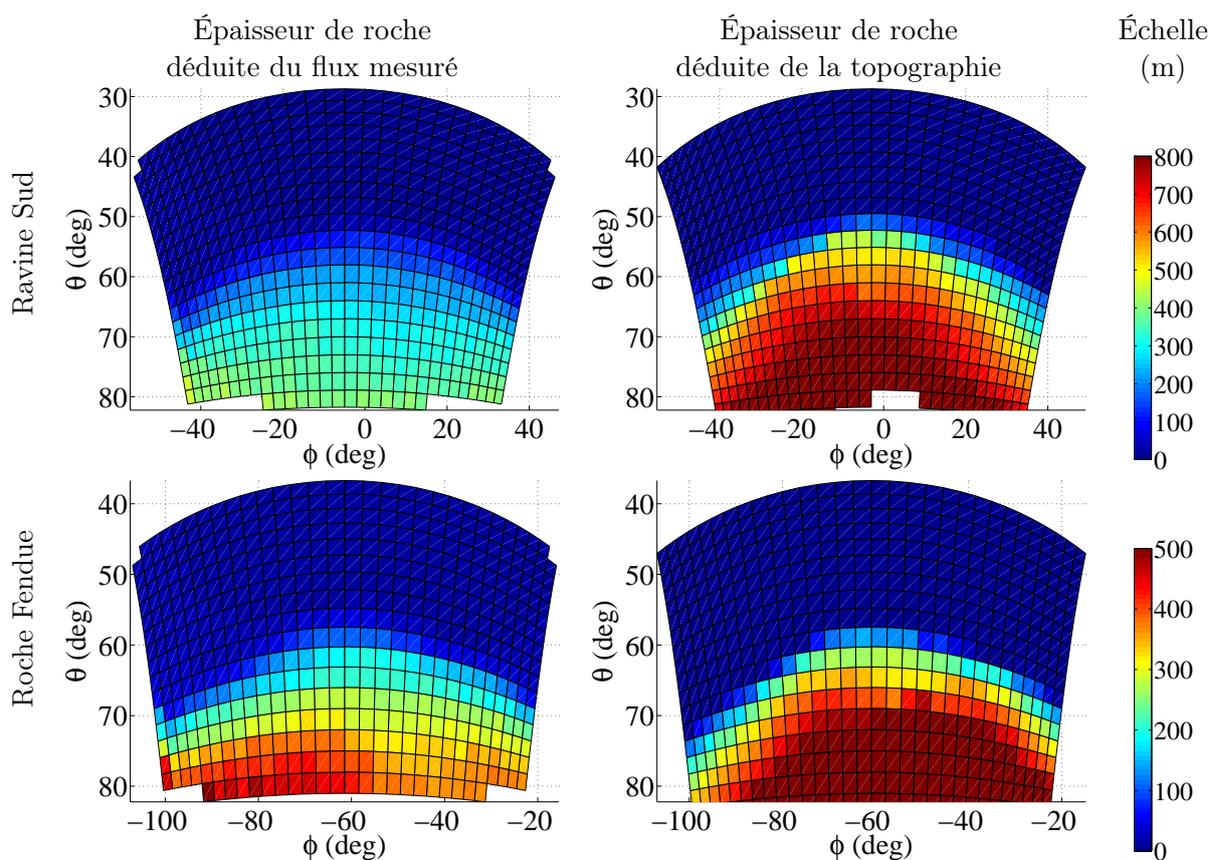


FIGURE 6.19 – Les épaisseurs de roche sont représentées en fonction de l'angle zénithal θ et de l'angle azimutal ϕ des angles de vue du télescope. Pour celles qui sont déduites du flux de particules détectées, la masse volumique homogène est de 2.2 g.cm^{-3} .

6.4.3 Répartition des masses volumiques

La comparaison des épaisseurs de roche liées à la topographie d'une part, et au flux mesuré d'autre part, permet d'obtenir la distribution de masse volumique moyenne le long des angles de vue correspondant à une coupe ouest-est à Ravine Sud et nord-nord-ouest sud-sud-est à Roche Fendue, figure 6.20. La valeur absolue n'est pas encore obtenue avec certitude et les images offrent pour l'instant une représentation qualitative des hétérogénéités présentes à l'intérieur du volcan. Ainsi on distingue une région de plus faible masse volumique au centre du volcan avec les mesures réalisées à Ravine Sud. Cette région correspond à une zone où se trouvent de nombreuses cavités comme le Cratère Sud, les gouffres Dupuy et Tarissan ainsi que la fente du Nord. Sur l'image obtenue avec les données mesurées depuis Roche Fendue, on discerne également une région de plus faible masse volumique au centre du volcan. Une hétérogénéité positive située au sud du volcan est également identifiée. Ces données sont interpolées pour mieux discerner la présence d'hétérogénéités. Les images obtenues sont ensuite comparées à des tomographie obtenues par inversion conjointe de données gravimétriques et sismiques puis à des pseudo-sections de résistivité électrique.

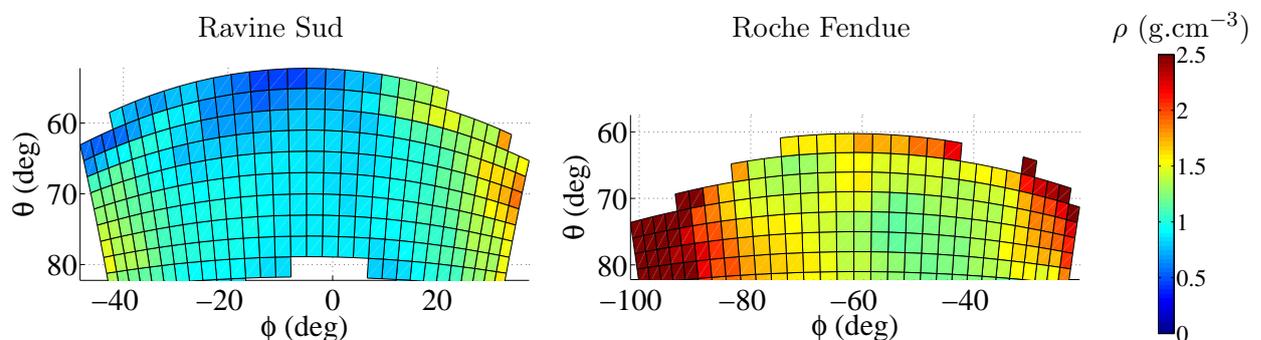
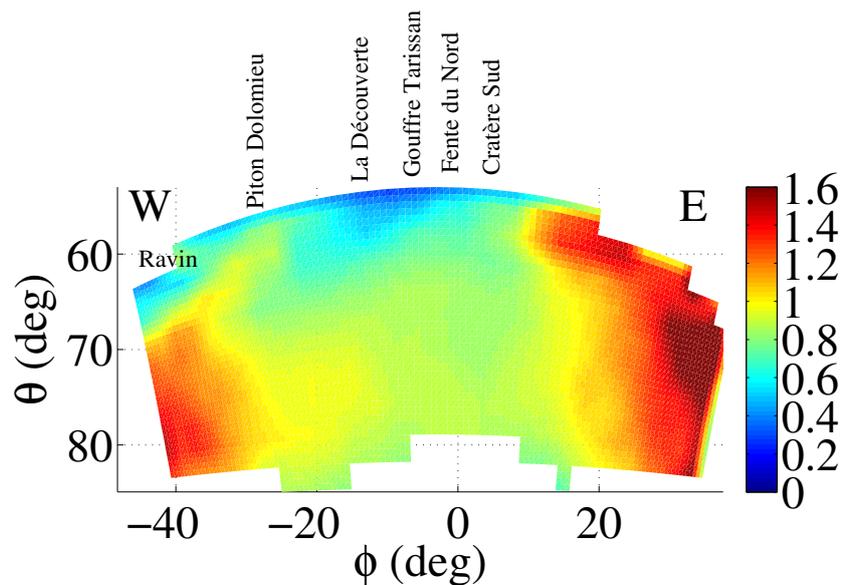


FIGURE 6.20 – Répartition des masses volumiques moyennes estimées à partir de la comparaison de l'épaisseur de roche déduite du flux de particules mesuré et de celle évaluée à partir de la topographie.

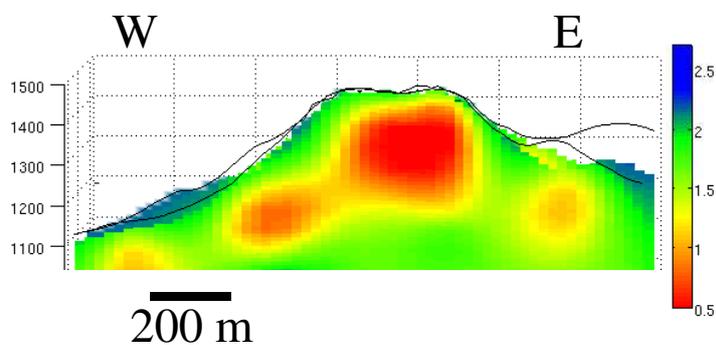
6.4.4 Images obtenues avec plusieurs méthodes de tomographie

L'estimation de la répartition des masses volumiques moyennées le long des angles de vue du télescope sont comparées aux images obtenues avec une inversion conjointe de données gravimétriques et sismiques (Coutant *et al.*, 2010), puis avec des pseudo-sections de résistivité électrique (Nicollin *et al.*, 2006), figures 6.21 et 6.22. L'imagerie gravimétrique, tout comme la tomographie par muons, permet de retrouver la distribution des masses volumiques à l'intérieur de l'objet étudié, ce qui facilite l'interprétation des images. Cependant, les images représentées ici possèdent tout de même quelques différences. L'échelle de couleur tout d'abord est inversée. D'autre part les images de tomographie par muons sont représentées en fonction des angles de vue du télescope. Ainsi, les données qui sont en haut de la figure, ne correspondent pas forcément au sommet du volcan si le dôme présente une bosse du côté du télescope. Le dôme de la Soufrière de Guadeloupe présente effectivement la forme d'un cône tronqué. En revanche, les images gravimétriques sont exposées suivant une coupe, ce qui permet de représenter les résultats en fonction d'une distance le long du profil et de l'altitude. La comparaison aux pseudo-sections de résistivité électrique n'est pas univoque puisque ces images révèlent la répartition d'un paramètre physique différent.

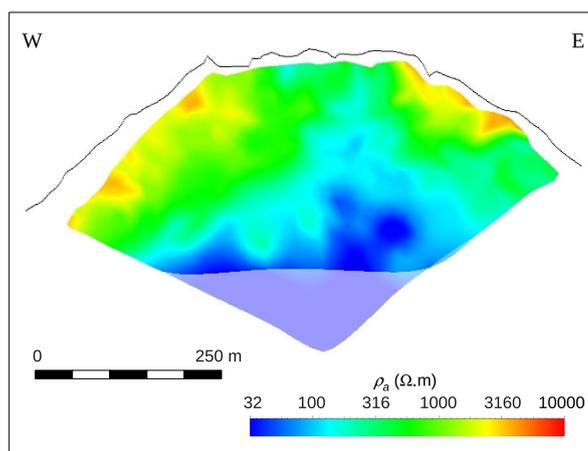
À Ravine Sud, la tomographie par muons indique une région de plus faible densité au centre du volcan, tout comme la gravimétrie. L'électrique indique dans cette zone une faible résistivité électrique. Sur le flanc ouest du volcan, la tomographie par muons montre pour les



(a) Répartition de la masse volumique moyenne déduite des mesures du flux de muons à Ravine Sud, pour une altitude supérieure à 1160 m.

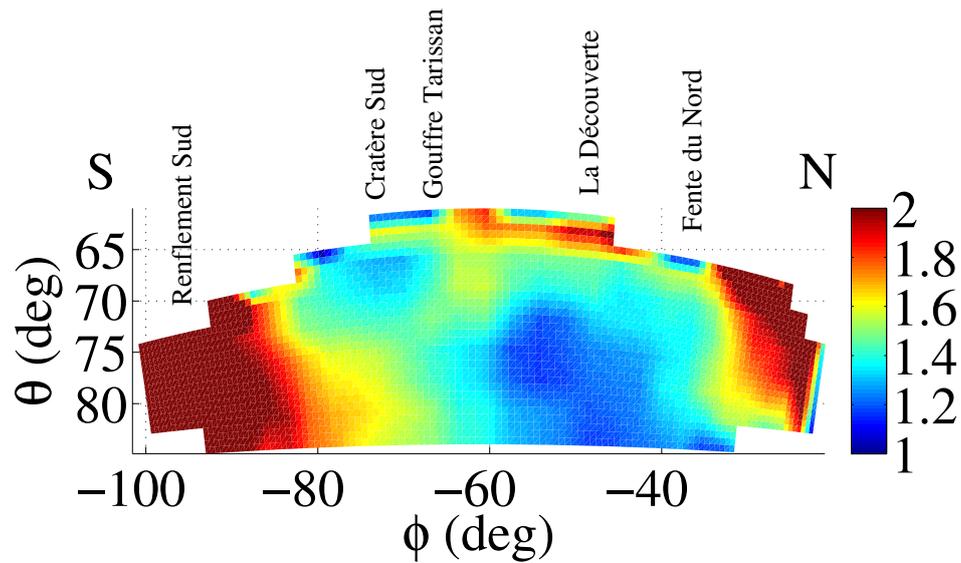


(b) Tomographie par inversion conjointe gravimétrique et sismique suivant le profil ouest/est (O. Coutant, communication personnelle). Attention, l'échelle de couleurs est inversée par rapport à celle obtenue avec la tomographie par muons.

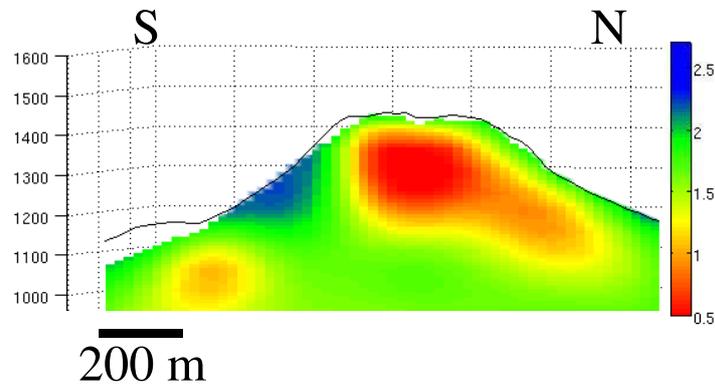


(c) Tomographie électrique suivant le profil ouest/est, les profondeurs sont approximatives. Image réalisée par F. Nicollin, adaptée de (Nicollin *et al.*, 2006)

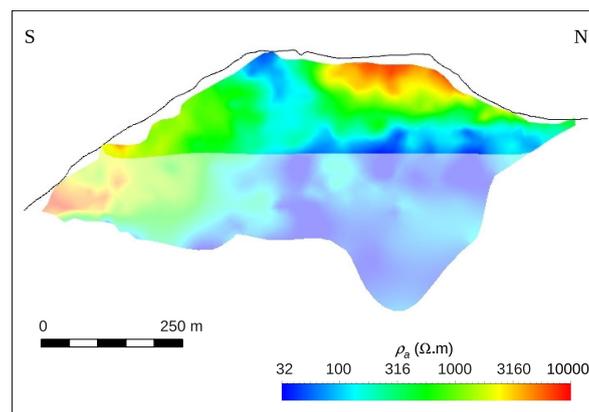
FIGURE 6.21 – Tomographies géophysiques du dôme de la Soufrière de Guadeloupe suivant le profil ouest/est.



(a) Répartition de la masse volumique moyenne déduite des mesures du flux de muons à Roche Fendue, pour une altitude supérieure à 1270 m.



(b) Tomographie par inversion conjointe gravimétrique et sismique suivant le profil sud/nord (O. Coutant, communication personnelle). Attention, l'échelle de couleurs est inversée par rapport à celle obtenue avec la tomographie par muons.



(c) Tomographie électrique suivant le profil sud/nord, les profondeurs sont approximatives. Image réalisée par F. Nicollin, adaptée de (Nicollin *et al.*, 2006)

FIGURE 6.22 – Tomographies géophysiques du dôme de la Soufrière de Guadeloupe suivant le profil sud/nord.

angles zénithaux les plus élevés une faible masse volumique qui peut être interprétée par la présence de ravines creusant le flanc du volcan. On distingue également une zone de masse volumique plus élevée orientée vers le piton Dolomieu. Sous cette région, ainsi que sur le flanc est les masses volumiques sont au contraire plus élevée. La gravimétrie indique quant à elle une région de masse volumique plus élevée sur le flanc ouest et un autre, de taille moins importante réduite sur le flanc est. La pseudo-section montre que ces régions sont plutôt résistives.

Depuis Rocher Fendu, les images obtenues avec la tomographie par muons révèlent également des hétérogénéités. La région de faible densité au centre du volcan est aussi présente sur ce profil pour les images de masses volumiques. Elle semble présenter des exutoires vers le Gouffre Tarissan et le Cratère Sud d'un côté et vers la Fente du Nord d'un autre côté. Le Gouffre Tarissan est un lac d'acide en ébullition et le Cratère Sud est une fumerolle très active. La pseudo-section dévoile à nouveau une région peu résistive dont l'exutoire est plutôt orienté vers le Gouffre Tarissan et le Cratère Sud. Sur les flancs du volcan se trouvent à nouveau les régions de masse volumique et de résistivité plus importantes.

La région de faibles densité et résistivité au centre du volcan peut correspondre à une région altérée par le système hydrothermal. Les fluides hydrothermaux sont en effet acides et conducteurs, de plus la roche abîmée par ces fluides corrosifs peut présenter une masse volumique plus faible. Au niveau des flancs du volcan, et notamment sur le versant sud du dôme, la zone plus dense et plus résistive peut être interprétée par la présence d'une roche non altérée. L'andésite mise en place lors de la formation du dôme en 1530 présente effectivement une masse volumique mesurée à 2.6 g.cm^{-3} , plus importante que celle des roches fragilisées. D'autre part elle conduit moins bien le courant électrique qu'une roche saturée en fluides.

Pour pouvoir aller plus loin dans les interprétations, il est nécessaire d'améliorer la qualité des images obtenues. Des ajustements, tant au niveau du système de détection que lors de la calibration du télescope doivent être apportés. La modélisation du flux de muons est également encore un peu grossière et mériterait d'être affinée à la frontière ciel/volcan en particulier.

6.5 Amélioration de la qualité des images

Les images obtenues peuvent être améliorées pour obtenir non plus une estimation qualitative de la répartition des masses volumiques mais bien une mesure quantitative de ce paramètre. Tout d'abord, le protocole de sélection des événements doit être construit de manière à réduire le bruit de fond corrélé provoqué par des particules chargées de haute énergie. Les matrices de détection doivent être également calibrées et nous verrons quel est le protocole d'application à trois matrices qui peut être suivi. En terme de modélisation du volcan, des améliorations peuvent encore être apportées notamment à la frontière entre le ciel et le volcan où le flux varie de manière importante d'un angle de vue à l'autre. Nous verrons comment la modélisation de matrices composées de barreaux plus fins permet de mieux modéliser le flux intra-pixel. Enfin, pour augmenter la capacité de détection des télescopes, il est nécessaire de réaliser des matrices aux dimensions plus importantes pour obtenir une plus grande acceptance sans réduire les dimensions de la région étudiée.

6.5.1 Réduction du bruit de fond corrélé

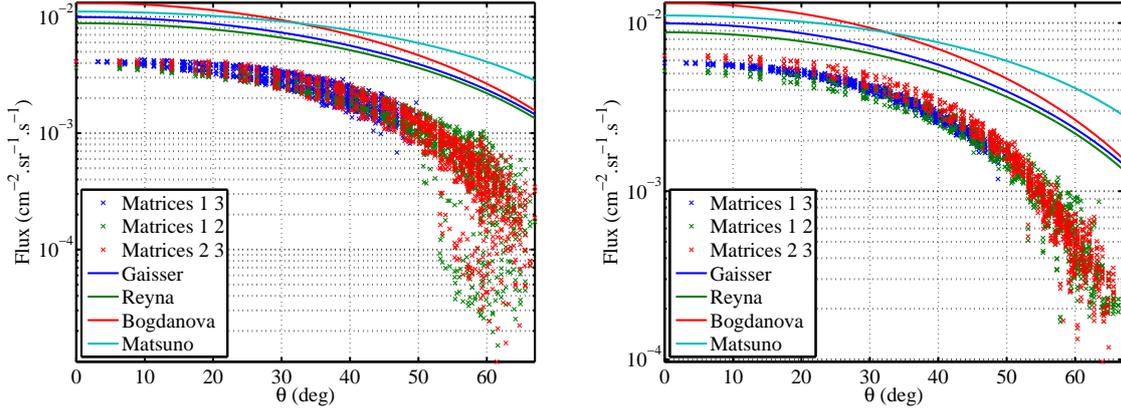
Comme nous avons pu le constater grâce aux mesures réalisées en Bretagne et reportées en annexes B et C, le bruit de fond présent dans l'environnement peut être suffisamment important pour submerger le flux de muons. Notamment pour les épaisseurs de roche les plus importantes, le flux de muons est plus ténu et les fluctuations qui devraient être observées d'un angle de vue à un autre peuvent alors subir un lissage. Ce bruit est de deux natures. Il peut

s'agir d'un bruit de fond décorrélé, celui-ci est supprimé par la présence d'une troisième matrice de détection. En effet, l'occurrence de coïncidences fortuites est alors bien plus faible que le flux de muons attendu, annexe B. Il existe également un bruit de fond corrélé provoqué par des particules dont l'énergie est suffisante pour traverser l'ensemble du télescope. L'installation de 24 mm de tôles en inox sur le télescope MusTang permet alors d'absorber les électrons et positrons d'énergie inférieure à 100 MeV. Cependant il est toujours possible que ces particules aient une énergie supérieure, la mise en place de tôles supplémentaires permettrait de les absorber. Avec 50 mm de tôles par exemple, il serait possible de stopper les électrons et positrons d'énergie inférieure à 300 MeV, ce qui serait déjà fort intéressant. Le flux de ces particules polluantes est cependant mal connu, n'influence pas tous les angles de vue de la même manière. Les mesures réalisées en Bretagne montrent qu'à ciel ouvert, ce bruit décroît lorsque l'angle zénithal augmente, annexe C. La présence d'une opacité importante devant le télescope est également susceptible d'altérer l'amplitude de ce bruit.

6.5.2 Calibration de trois matrices de détection

La calibration de trois matrices de détection est un peu plus subtile que la calibration de deux matrices telle qu'elle est décrite dans l'article Lesparre *et al.* (2011) à la fin du chapitre 4. Elle n'a pas encore été réalisée sur les données acquises à la Soufrière de Guadeloupe, cependant il serait important de l'appliquer. L'analyse de la calibration a tout de même été effectuée en regroupant les trois matrices par paires. Les acquisitions à ciel ouvert pour un angle zénithal nul sont séparées en trois jeux de données. Ces jeux de données correspondent aux événements détectés simultanément par les paires de matrices avant-arrière (1 3), avant-milieu (1 2) et milieu-arrière (2 3). La paire 1 3 à laquelle correspond une distance intermatrices deux fois plus importante que pour les paires 1 2 et 2 3 a donc une ouverture angulaire réduite : elle n'explore pas les angles zénithaux au-dessus de 50° . Cependant, pour ces angles, l'angle solide des paires de matrice 1 2 et 2 3 est faible et les événements détectés sont dispersés, figure 6.23(a). Trois inversions séparées ont été calculées pour obtenir les efficacités de chaque matrice de détection ainsi que le nombre d'événements que l'on aurait pu détecter. Ces inversions ont été réalisées pour des angles zénithaux variant par pas de 1° pour des événements détectés avec des angles zénithaux inférieurs à 45° . Les efficacités obtenues sont appliquées aux nombres d'événements détectés par barreau pour retrouver le nombre de muons que l'on aurait dû mesurer sur l'ensemble des angles zénithaux. On obtient alors trois jeux de nombres d'événements détectés en fonction de l'angle zénithal, figure 6.23(b) et deux résultats d'efficacités par matrice de détection, figure 6.24.

Ainsi le flux détecté avant calibration est sensiblement le même pour les trois paires de matrices avant correction. L'application des efficacités sur le nombre d'événements détectés réduit la dispersion observée aux grands angles zénithaux ainsi que l'écart entre le flux de particules détecté et les modèles. En revanche, un écart est créé entre les flux détectés par les différentes paires de matrices. Ceci vient du fait que l'inversion est résolue à un facteur près. Ce facteur peut être affecté de manière à faire correspondre le flux détecté au modèle de Gaisser, par exemple. On observe que les trois inversions montrent des résultats très proches concernant les efficacités, figure 6.24. Elles suivent la même tendance pour chacun des plans en fonction du numéro de barreau pour les deux paires de matrice utilisées. Encore une fois, on constate qu'il y a une constante d'écart entre les efficacités acquises pour un même plan selon la paire de matrices à partir de laquelle l'inversion est réalisée. Ceci provient également du facteur non résolu par l'inversion. Les plus gros écarts sont observés pour les plans de la matrice milieu et l'on note que les flux résultant de l'inversion des données des matrices 1 2 et 2 3 montrent un écart important. Cet écart compense celui noté sur les efficacités.



(a) Flux de particule détectées à ciel ouvert avant correction des efficacités.

(b) Flux de particule détectées à ciel ouvert après correction des efficacités.

FIGURE 6.23 – Influence de la correction des efficacités en fonction des paires de matrice. L'inversion a été réalisée avec trois jeux de paires de matrices en coïncidence : les matrices avant-arrière (1 3), avant-milieu (1 2) et milieu-arrière (2 3). Cette inversion ne permet pas de retrouver l'amplitude absolue du flux de muons. Différents modèles de flux de muons sont également représentés.

Pour appliquer ces efficacités aux données de tomographie, il est nécessaire d'ajuster tout d'abord ce facteur aux efficacités de manière à rapprocher le flux détecté à ciel ouvert de son modèle. Les efficacités de chaque matrice sont ensuite appliquées aux événements mesuré $\nu_{i,j,k,l,o,p}$ de manière à obtenir le nombre de particules que l'on aurait dû détecter $n_{i,j,k,l,o,p}$:

$$\nu_{i,j,k,l,o,p} = a_i^x \times a_j^y \times b_k^x \times b_l^y \times c_o^x \times c_p^y \times n_{i,j,k,l,o,p} \quad , \quad (6.1)$$

où a_i^x et a_j^y représentent respectivement les efficacités des barreaux X_i et Y_j de la matrice avant, b_k^x , b_l^y et c_o^x , c_p^y représentent les mêmes paramètres pour la matrice milieu et la matrice arrière, respectivement. Les efficacités sont des nombres réels compris dans l'intervalle $[0, 1]$, et le nombre de paramètres a , b et c vaut $3(N_x + N_y)$ (e.g. 96 pour $N_x = N_y = 16$).

6.5.3 Modélisation intra-pixel

Les modèles de flux sont réalisés à partir de la modélisation des trajectoires de chaque angle de vue du télescope. À chaque trajectoire correspond un rai, lorsque ce rai parcourt le volcan on peut alors estimer l'épaisseur de roche traversée à partir de la topographie. Seulement le flux de muons détecté arrive à l'intérieur d'un angle solide et non le long d'un rai unique. De plus, le flux de muons détecté à ciel ouvert est supérieur de près de deux ordres de grandeur au flux qui traverse 100 m de roche. Aussi à l'interface ciel/volcan ce modèle n'est pas très réaliste. Pour l'améliorer il est possible de modéliser un télescope aux barreaux trois fois plus fins par exemple, avec un nombre de barreaux alors trois fois plus important. Les événements détectés sont ensuite regroupés par ensemble de neuf pixels auxquels sont affectés des pondérations. Les événements des neuf pixels sont sommés pour obtenir un nombre d'événements détectés correspondant alors à un seul angle de vue. Grâce à ce regroupement de pixels, on se ramène alors à un télescope de même géométrie que celui utilisé sur le terrain avec un flux modélisé plus réaliste. Plus le nombre de subdivisions de barreaux est important et plus le modèle est réaliste mais plus le temps de calcul est long. Pour des barreaux trois fois plus fins, le nombre d'angles de vue est déjà neuf fois plus grand. Cette amélioration de la précision du modèle aura tendance à augmenter le flux de muons au voisinage de la frontière ciel/volcan puisque le flux à ciel ouvert est beaucoup plus important que le flux détecté à travers la roche.

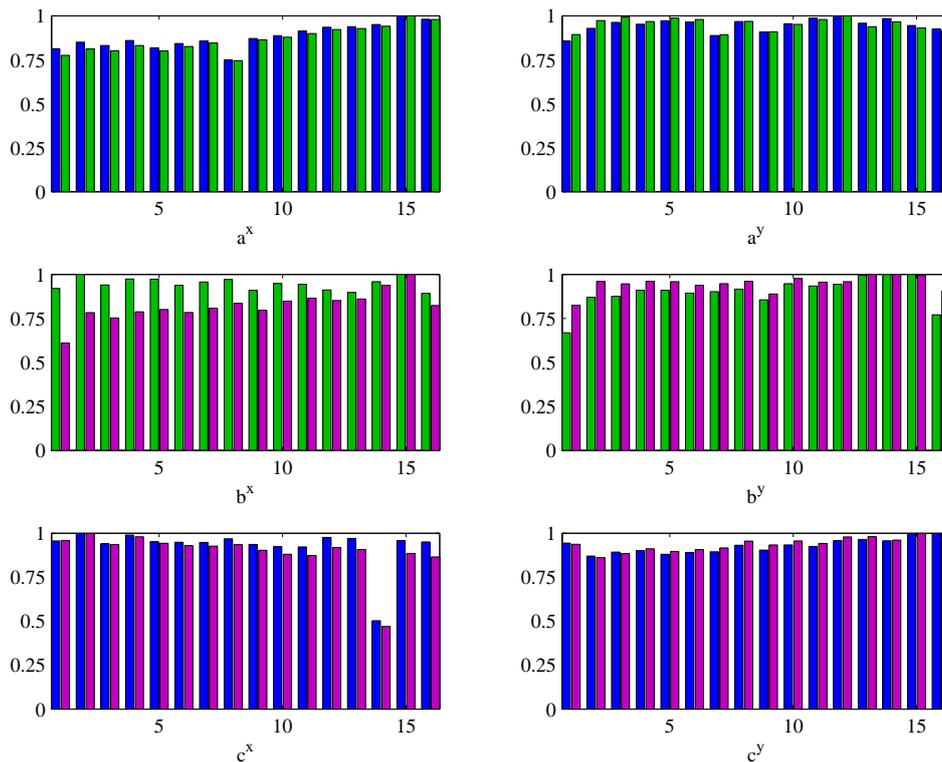


FIGURE 6.24 – Efficacités calculées à partir du protocole de calibration. Les données sont analysées par paire de matrices avant-arrière (bleu), avant-milieu (vert) et milieu-arrière (rose).

6.5.4 Augmentation de la surface de détection des capteurs

Pour améliorer la qualité d'un jeu de données que l'on souhaite acquérir depuis Ravine Sud où l'épaisseur de roche est importante à la base du volcan, il serait nécessaire d'augmenter la capacité de détection du télescope. Cette capacité de détection peut être accrue en rapprochant les matrices de détection pour zoomer sur la zone d'intérêt. Cependant, si l'on veut garder une vision globale du volcan il est alors préférable de fabriquer des matrices plus grandes. Parmi tous les angles de vue un grand nombre est perdu pour la tomographie entre les angles orientés vers le ciel ou pollués par un flux arrière. Nous avons donc choisi de réaliser des télescopes rectangulaires et la prochaine matrice, TêteDeuxBriques sera équipée de trois matrices de $24 \times 32 = 768$ pixels en gardant des barreaux de 5 cm de large. La surface de détection sera alors augmentée d'un facteur trois et la région sondée par les angles de vue sera plus pertinente par rapport à nos objectifs.

6.6 Conclusion

Les acquisitions réalisées sur la Soufrière de Guadeloupe montrent la stabilité des télescopes en terrain particulièrement humide où les températures sont fluctuantes. Ceci valide la conception des capteurs et l'adaptation de l'électronique à un environnement tropical. Les premières images de tomographie par muons montrent que les télescopes sont performants pour observer des hétérogénéités à l'intérieur du volcan. Une hétérogénéité négative en masse volumique est ainsi distinguée au centre du volcan, interprétée par la présence du système hydrothermal qui altère la roche formant le dôme. Des exutoires sont observés et placés sous le Gouffre Tarissan et le Cratère Sud notamment. En surface il s'agit respectivement d'un lac d'acide en ébullition et d'une cheminée par laquelle sortent des vapeurs hydrothermales. Sur le flanc sud du volcan une hétérogénéité positive est détectée et interprétée par la présence d'andésite non altérée. La comparaison de ces premiers résultats avec les tomographies

gravimétrique et électrique est encourageante. En effet, les régions distinguées se trouvent également sur ces images. Il est prévu de réaliser une inversion conjointe des données de tomographie par muons avec les mesures gravimétriques pour affiner la résolution de l'imagerie du volcan. Ceci permettrait de contraindre la distribution des masses volumiques sous les emplacements du télescope. La tomographie tridimensionnelle haute résolution du volcan sera obtenue à partir de mesures du flux de muons réalisées tout autour du dôme. La modélisation des structures internes sera également affinée avec la prise en compte supplémentaire des données sismiques et électriques.

La tomographie par muons est cependant une méthode qui en est encore à ses prémices. Les données que nous avons acquises permettent de justifier l'utilisation de cette méthode pour discerner des hétérogénéités à l'intérieur d'édifices volcaniques et participer à leur surveillance. En revanche, le système d'acquisition doit encore être amélioré pour pouvoir quantifier les valeurs en terme de masse volumique à l'intérieur du volcan. Le filtrage des coïncidences fortuites est garanti par la présence de la troisième matrice de détection, le bruit de fond corrélé doit par contre être neutralisé en augmentant l'épaisseur de l'écran d'absorption. La présence de ce bruit de fond entraîne en effet une sous-estimation de la masse volumique et un lissage des hétérogénéités à distinguer. L'augmentation de l'épaisseur des scintillateurs permettrait également de réduire ce bruit de fond. Le dépôt en énergie des particules interagissant avec le détecteur serait ainsi plus élevé ce qui nous permettrait d'affiner la sélection des événements en fonction de l'intensité du signal détecté. Il serait alors nécessaire de réaliser une lecture des barreaux depuis leurs deux extrémités. Aussi, si l'on envisage de remplacer les photomultiplicateurs par des compteurs de photons multi-pixels il faudra alors en prévoir deux fois plus, voir le premier article Lesparre *et al.* (2011), inséré à la fin du chapitre 4. Le poids des matrices serait également augmenté de 40 kg alors que lorsqu'elles sont placées dans leur caisse, elles pèsent déjà 45 kg. Elles ne seraient donc plus manipulables par deux personnes seulement.

L'alimentation du télescope a également montré quelques défaillances sur la Soufrière de Guadeloupe. Cet instrument est actuellement le plus volumineux et le plus consommateur d'énergie jamais installé pour des mesures en continu sur le dôme. La liaison WiFi permet de s'assurer que l'alimentation fournie est suffisante pour les acquisitions et permet d'éviter les débranchements inopinés des matrices de détection. Cependant à Roche Fendue, le télescope est resté un moment sans alimentation. Le mauvais temps ne permettait pas de pouvoir recharger les batteries *via* les panneaux solaires dont la surface a pourtant été augmentée par rapport aux acquisitions réalisées à Ravine Sud. Pour parer à ce souci technique, il est envisagé d'installer une éolienne au col de l'Échelle. Ce moyen de production d'énergie serait adapté à cet endroit où les vents ont souvent la même orientation et sont relativement importants. Il est également possible d'installer des piles à combustible, cependant leur durée de vie est relativement limitée, aussi cette solution est encore à l'étude.

En plus de l'imagerie de la structure interne du volcan, il serait possible de suivre les fluctuations de niveau du système hydrothermal au sommet du volcan. Le niveau de la nappe influe en effet fortement le potentiel de glissement de terrain, la génération de coulées de boue et les éruptions phréatiques d'un volcan (Hurwitz *et al.*, 2003). Un télescope pourrait être installé dans une région plus proche du sommet pour suivre durant plusieurs saisons les variations du niveau d'eau en fonction de la météorologie. Des mesures du niveau du lac d'acide du gouffre Tarissan devraient alors être réalisées parallèlement pour mieux contraindre la modélisation du système hydrothermal.

Conclusions et perspectives

Le développement méthodologique de la tomographie par muons appliquée à la géophysique a donc été présenté ici depuis la construction des détecteurs jusqu'à l'interprétation des signaux détectés. Cette méthode de tomographie en plein essor utilise les muons d'origine cosmique produits dans l'atmosphère comme source de signal. Ces muons ont en effet une durée de vie suffisamment longue et une faible section efficace (Gaisser, 1990). Ils ont ainsi la capacité de traverser plusieurs kilomètres de roche et leur pouvoir de pénétration peut servir à reconstituer la tomographie d'objets géologiques.

Cette tomographie représente la distribution des masses volumiques moyennées le long de la trajectoire des muons à l'intérieur de l'objet étudié puisque le flux de muons est directement sensible à l'opacité de la roche. La combinaison de mesures réalisées tout autour de l'objet permet alors de reconstruire ses structures internes *via* la résolution d'un problème inverse. La prise en compte d'informations *a priori* fournies par la connaissance géologique du milieu améliore la résolution de ce problème inverse (Tarantola, 2005). Celui-ci est alors plus robuste et peut converger plus rapidement vers une solution. Il est réalisé en itérant un grand nombre de fois le problème direct de manière à explorer l'espace des solutions pour en déterminer la plus probable. Ceci est effectué en ajustant les mesures aux prédictions. Ces dernières consistent à estimer le flux de muons en fonction de l'opacité sondée.

L'opacité du milieu est évaluée à partir de la connaissance de la topographie et d'hypothèses sur la masse volumique de l'objet construites *a priori*. La borne inférieure du spectre énergétique des muons est alors calculée en fonction de l'opacité (Bichsel *et al.*, 2010). L'énergie minimale ainsi déterminée est liée aux processus d'interaction des muons avec la matière. Ces processus sont de deux types. L'ionisation intervient de manière prépondérante pour les faibles énergies, elle correspond à une perte d'énergie continue des muons le long de leur traversée du milieu. Les pertes d'énergie par radiation sont liées à une perte d'énergie discrète des muons au cours de leur parcours à travers la matière. Ce processus devient important pour les muons dont l'énergie est supérieure à 700 GeV avant leur entrée dans la matière (Bichsel *et al.*, 2010). Ils sont donc influant pour les milieux présentant une opacité supérieure à 3000 hg.cm^{-2} .

Ainsi, le spectre énergétique des muons, fonction de l'angle zénithal de leur trajectoire, est intégré sur l'énergie entre l'énergie minimale dépendante de l'opacité et l'infini (Aglietta *et al.*, 1998). Le spectre énergétique utilisé ici correspond au modèle de Gaisser (1990). Il tient compte de la perte énergétique des muons et de leur désintégration lors de leur traversée de l'atmosphère (Dar, 1983; Caffau *et al.*, 1997; Tang *et al.*, 2006). Ce modèle pourrait être revu et remplacé par un modèle probabiliste construit à partir d'un ajustement à des données recueillies dans la littérature (Tarantola, 2005). De même l'intégration du spectre énergétique gagnerait à être pondérée par la probabilité de survie des muons à travers la matière (Aglietta *et al.*, 1998). Cette probabilité dépend de l'opacité traversée et permettrait de tenir compte des processus stochastiques liés aux pertes par radiation dans la modélisation du flux de muons.

Une équation de faisabilité est mise en place, elle définit les conditions nécessaires à la construction d'une tomographie en fonction de l'objet d'étude, des hétérogénéités qu'il présente et de la capacité de détection du capteur. Ainsi, avant de réaliser une étude tomographique il est important d'avoir une bonne connaissance de l'objet géologique afin de pouvoir estimer quelles sont les variations de flux que l'on cherche à distinguer. En fonction de la résolution requise, il est alors possible de choisir la dimension idéale du télescope puis la durée d'acquisition nécessaire pour observer les variations.

La conception et le protocole de construction des télescopes est adapté ici aux objectifs de tomographie d'objets géologiques. Les télescopes construits ici s'inspirent des détecteurs de particules chargées de l'expérience OPERA (Kodama *et al.*, 2004). Les cartes de lecture du signal de cette expérience sont reprises ici et tropicalisées pour supporter les conditions de terrain régnant sur les volcans antillais. Le logiciel de pilotage de ces cartes, mis en place pour l'expérience OPERA, a ainsi déjà été éprouvé (Girerd *et al.*, 2000). Ainsi, les choix technologiques sont corrects par rapport aux besoins requis. Les données obtenues en laboratoire souterrain puis sur la Soufrière de Guadeloupe montrent que les télescopes ont une configuration adéquate pour détecter un flux de muons cohérent par rapport aux prédictions.

Un protocole de sélection des données a été développé pour qu'elles représentent le plus fidèlement possible le signal produit par le flux de muons. Ainsi des seuils de multiplicité des événements et d'écart temporel entre les matrices de détection sont déterminés de manière à sélectionner les événements les plus pertinents. Le développement d'une méthode de calibration du télescope permet également de corriger le flux détecté d'une éventuelle distorsion du signal due à des barreaux de détection d'efficacités variables. L'application de cette calibration sur les flux enregistrés à ciel ouvert rapproche les estimations des mesures. Cette méthode doit encore être adaptée au cas où le signal de barreaux défaillants est supprimé. Cette méthode doit aussi être étudiée pour être appliquée à la géométrie d'un télescope comportant trois matrices de détection, ou plus.

Une étude a été réalisée sur les sources de bruit qui peuvent perturber la réalisation d'une tomographie. Ces bruits proviennent principalement des cascades issues de l'interaction des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère mais également de la radioactivité naturelle propre aux objets géologiques. Le bruit est alors de deux natures différentes : soit il est produit par plusieurs particules interagissant simultanément avec les matrices de détection, soit il est créé par une particule dont l'énergie est suffisante pour traverser l'ensemble du télescope. Il s'agit alors d'un bruit de fond décorréolé ou d'un bruit de fond corrélé, respectivement. Le bruit de fond décorréolé peut être estimé en réalisant des mesures avec les matrices placées en anticoïncidences. Ceci est effectué dans l'une des niches du Mont Terri ainsi qu'à ciel ouvert en Bretagne. Ce bruit est plus important que les écarts de flux que l'on cherche à distinguer au Mont Terri. En revanche, il peut être supprimé par la mise en place d'une troisième matrice de détection, comme réalisé sur la Soufrière de Guadeloupe. Le bruit de fond corrélé est plus difficile à estimer. Des mesures comparatives ont été effectuées à ciel ouvert et la présence d'écrans d'absorption suffisamment épais réduit ce bruit de manière conséquente. Cependant ce bruit est susceptible de montrer une amplitude différente en fonction de la disposition géométrique du télescope, de son orientation et de l'opacité de roche présente devant lui. Il varie également d'un angle de vue du télescope à un autre alors que le bruit de fond décorréolé est supposé identique pour tous les angles de vue. Des estimations avec le logiciel Géant 4 permettraient de mieux définir quel est le domaine énergétique des particules indésirables en fonction de la configuration d'acquisition.

Au Mont Terri, il serait nécessaire de réitérer les mesures dans les différentes niches après l'installation d'une troisième matrice de détection. Ceci permettrait de réduire le bruit de fond

décorrélé de manière à ce qu'il soit bien inférieur aux écarts de flux à distinguer. Une étude du domaine de faisabilité de l'expérience montre que les choix de la configuration géométrique du télescope et les durées d'acquisition sont appropriés. La construction du modèle géologique du Mont Terri est basée sur la connaissance de la géométrie des différentes couches géologiques le long du tunnel. Cependant, sa simplification le long du profil perpendiculaire à la galerie doit être revue pour intégrer la non-symétrie de la géométrie des couches géologiques de part et d'autre du tunnel. En plus des régions explorées, il serait intéressant d'installer également le télescope plus profondément dans la galerie de manière à mieux contraindre le problème inverse. Celui-ci consiste à préciser la géométrie de la couche d'argile à Opalinus située sous le Mont Terri.

Sur la Soufrière de Guadeloupe, le télescope a bien supporté les conditions tropicales, il a résisté au passage de cyclones et ses données ne semblent pas être influencées par les variations de température et d'humidité. Les flux enregistrés permettent de retrouver une distribution de masse volumique. Les résultats obtenus doivent cependant être améliorés pour produire une information quantitative sur la masse volumique intégrée le long des angles de vue du télescope. Pour cela, il est nécessaire de s'affranchir du bruit de fond corrélé qui induit une sous-estimation de la masse volumique et lisse les fluctuations à observer. D'autre part, les images doivent encore être corrigées d'une éventuelle distorsion du signal due à des barreaux de détection de rendements inégaux. Cependant, les images obtenues présentent des similitudes encourageantes avec les résultats d'une inversion conjointe de données gravimétriques et sismiques. Cette méthode permet également d'estimer la répartition des masses volumiques à l'intérieur de l'objet. La comparaison des résultats des deux méthodes est donc aisément réalisée. Des pseudo-sections de résistivités électriques ont également été effectuées à travers le dôme de la Soufrière. En revanche, le lien entre l'information fournie ici et les images de masse volumique est moins direct. Cependant il est possible de comprendre quelles sont les régions distinguées par les différentes méthodes. Ainsi une région de faible masse volumique et de forte conductivité électrique est observée au centre du volcan. Elle présente des exutoires orientés vers le Cratère Sud et le Gouffre Tarissan. Elle est interprétée par la présence de roches altérées par le champ hydrothermal et riches en fluides conducteurs. Une zone de masse volumique et de résistivité électrique plus importantes est repérée sur le flanc sud du volcan. Elle est susceptible de correspondre à la présence d'andésite non altérée dont la masse volumique est de 2.6 g.cm^{-3} .

Des améliorations de la qualité des images peuvent être effectuées notamment dans la modélisation du flux de muons. Celle-ci doit être réalisée plus finement pour représenter plus fidèlement le flux de muons qui traverse l'objet étudié, notamment aux interfaces ciel/roche. En fonction de la géométrie de l'objet, la configuration du télescope doit également être adaptée. Pour sonder des régions d'épaisseurs supérieures à 800 m, il serait intéressant de disposer de télescopes aux dimensions plus conséquentes.

La tomographie par muons est donc une méthode géophysique susceptible de révéler des informations d'un grand intérêt sur les structures internes d'objets géologiques. La détermination de la disposition de structures dont la masse volumique peut être estimée est en effet éminente. Cette connaissance permet de caractériser la nature des roches présentes, d'évaluer leur altération ou encore d'estimer leur teneur en eau ou en gaz. Elle fournit ainsi une information qui apporte des contraintes importantes dans la définition d'aléas volcaniques notamment. Cette nouvelle méthode est appliquée ici dans un objectif de détermination de l'organisation spatiale des structures internes d'objets géologiques. Elle pourrait de plus être destinée au suivi de l'évolution temporelle de la masse volumique. Ainsi, elle permettrait de réaliser une surveillance de dômes volcaniques instables susceptibles de s'effondrer tout comme elle offrirait l'opportunité de suivre la croissance d'un dôme naissant alors que ces deux phénomènes

peuvent être accompagnés de coulées pyroclastiques ou de nuages masquant les évolutions. Elle pourrait aussi permettre d'étudier les variations saisonnières des systèmes hydrothermaux ou encore d'analyser les fluctuations de niveau des nappes phréatiques. Par ailleurs, l'étude du flux de rayons cosmiques est également susceptible de fournir des informations sur les volumes émis dans les colonnes éruptives de volcans explosifs. Enfin, la conception de télescopes pouvant être insérés dans des forages permettrait d'étendre la méthode aux objets qui ne présentent ni un bombement important au-dessus du sol, ni une galerie souterraine.

Annexe A

Mesures du taux de radiations γ dans les différents sites étudiés

Les données recueillies dans cette thèse proviennent de plusieurs sites et ont été acquises avec différents télescopes. Des mesures ont donc été réalisées avec un même compteur Geiger afin de vérifier si les taux de mesures en anticoïncidence peuvent être comparés d'un site à l'autre. Les conditions environnementales sont effectivement différentes ce qui peut avoir une influence sur le taux de bruit de fond.

Les mesures au Mont Terri ont été effectuées par UmMit, le premier télescope réalisé. Ce site présente la particularité d'être souterrain, le taux de bruit est donc susceptible d'être différent de celui mesuré en extérieur. Il est en effet possible que les diverses particules chargées issues des cascades provoquées par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère soient filtrées par l'épaisseur de roche présente au-dessus du télescope, (Bichsel *et al.*, 2010). Cependant, le bruit causé par la radioactivité naturelle peut être plus intense dans cet espace confiné. De plus le protocole de construction du télescope était encore en cours d'élaboration et UmMit montre quelques lacunes dans sa capacité de détection. Sur la Soufrière de Guadeloupe, MusTang a recueilli des données. Il s'agit de données acquises en extérieur et sous une latitude proche de l'équateur. Les particules primaires chargées doivent en effet avoir une énergie supérieure à un seuil de rigidité pour pouvoir pénétrer l'atmosphère, étant donné la direction des lignes du champ géomagnétique au niveau de l'équateur. Le seuil de rigidité décroît globalement lorsque la latitude augmente, voir la carte des isocosmes figure 1.4 chapitre 1. Le flux de particules détectées et le taux de bruit de fond peuvent alors subir une diminution (Dorman, 2009). De plus, la radioactivité naturelle peut être légèrement plus élevée par rapport à d'autres sites de mesures en extérieur. La présence de roches volcaniques autour du télescope peut en effet contenir des éléments radioactifs. Après avoir constaté un écart entre les modélisations et les mesures, un troisième plan de détection a été ajouté ainsi que des tôles en acier afin de filtrer le flux détecté. Ceci permet également d'ajouter des contraintes à la sélection des événements. Cependant les missions sur le terrain sont de durée relativement courte et nous avons eu peu de temps pour estimer l'influence de cette adaptation sur le taux d'événements détectés ainsi que sur le taux de coïncidences fortuites. RaCoon installé en Bretagne est donc utilisé comme un télescope témoin. Il détecte le flux à ciel ouvert et plusieurs types de mesures ont été réalisées avec différentes inclinaisons et des épaisseurs de tôles variables. Le télescope en Bretagne, à Pont Péan est situé sur un sol constitué de matériaux détritiques (argiles et sables) qui peuvent également contenir quelques éléments radioactifs.

Des mesures du taux de γ et β ont donc été réalisées dans les différents sites, plus particulièrement sur la Soufrière et en Bretagne dont il est important de pouvoir rattacher les données. Les données du Mont Terri sont quant à elles indépendantes étant donné que des mesures en anticoïncidence ont pu y être effectuées. D'autre part, ce télescope ne comporte

pour l'instant toujours que deux matrices de détection et aucune tôle n'a été installée entre les matrices.

Le compteur Geiger Gamma-Scout[®] (<http://www.gammascout.com/>) utilisé possède une cellule de détection cylindrique 38.1 mm de long et 9.1 mm de diamètre. Il détecte les β d'énergie supérieure à 0.2 MeV ainsi que les γ d'énergie supérieure à 0.1 MeV. En mode γ , le blindage de 3 mm d'aluminium stoppe les β dont l'énergie est inférieure à 2 MeV.

Au Mont Terri, dans la niche PP la mesure du nombre de γ enregistrés présente un taux de l'ordre de 0.25 coups par seconde (J. Wassermann, communication personnelle). Les mesures réalisées en Guadeloupe et à Pont Péan sont présentées dans le tableau A.1 ci-dessous. Toutes les données ont été acquises durant une heure et moyennées en taux par seconde. Le compteur Geiger est disposé horizontalement pour effectuer ses mesures.

Localisation des mesures	Nombre de γ par seconde	Nombre de β par seconde
Données acquises en Guadeloupe		
Observatoire extérieur	0.24	8.0×10^{-3}
Observatoire garage	0.23	7.2×10^{-3}
Rocher fendu	0.26	7.8×10^{-3}
Données acquises en Bretagne		
Extérieur	0.31	12.8×10^{-3}
Garage	0.41	3.6×10^{-3}

TABLE A.1 – Taux de γ et β mesurés en Guadeloupe et à Pont Péan avec le compteur Geiger Gamma-Scout[®].

C'est donc en Bretagne que se trouve le taux de γ le plus important. Ce taux élevé peut être dû aux particules issues des cascades provoquées par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère ainsi que par la présence de radioactivité naturellement présente dans l'environnement. C'est d'ailleurs dans le garage, espace confiné, que se trouve le taux le plus important de radiation γ . Cependant le taux de β y est moins important qu'à l'extérieur.

Le taux de γ est aussi important au Mont Terri qu'en Guadeloupe. Ce taux plus faible au Mont Terri peut être expliqué par la présence de la roche au-dessus du souterrain et épaisse de plus de 250 m. Les γ des cascades atmosphériques n'ont pas la capacité de traverser une telle opacité (Bichsel *et al.*, 2010). Aussi ceux qui y sont détectés proviennent soit de la radioactivité révélée par la présence de radon (Ramseier, 2003) ou encore de l'interaction des muons avec la roche dans les dernières dizaines de centimètres traversés. En Guadeloupe le taux est à peu près constant sur le volcan, à l'observatoire et à l'intérieur du garage. La réduction du taux détecté en Guadeloupe peut être due à plusieurs facteurs. La radioactivité peut être plus faible aux Antilles qu'en Bretagne. D'autre part, la réduction de la latitude peut jouer également un effet sur la diminution du taux détecté. En effet, les particules détectées par le compteur Geiger sont susceptibles de provenir également des rayons cosmiques sensibles au champ géomagnétique. Celui-ci empêche en effet à toutes les particules dont l'énergie est inférieure à un certain seuil d'atteindre la surface terrestre. Ce seuil énergétique augmente avec la latitude (Dorman, 2009). Ces mesures nous permettent de déduire que le taux de bruit observé en Bretagne peut alors nous donner une limite supérieure du bruit pouvant perturber le signal en Guadeloupe. Ce bruit peut être évalué par des matrices détectant des événements en anticoincidence ou par l'ajout graduel d'écrans d'absorption.

Annexe B

Impact de la coïncidence triple sur le taux de fortuits

Des mesures ont été réalisées avec un télescope témoin installé à Pont Péan, en Bretagne, durant l'été 2011. Il nous a permis notamment d'évaluer l'influence de la présence d'une troisième matrice de détection sur le taux de coïncidences fortuites à ciel ouvert. Les matrices aux extrémités du télescopes sont placées à une distance de 160 cm. Une acquisition a été réalisée avec le télescope pointant au zénith durant 79 heures et lors d'une seconde acquisition le télescope était orienté vers un angle zénithal de 57° pendant 30 heures. Ceci nous permet de couvrir le flux de muons sur des angles zénithaux variant entre 0 et plus de 80° , figure B.1. Cependant, les angles les plus extrêmes dans le repère du télescope, environ 30° quand le télescope pointe au zénith et 30 et 80° lorsqu'il pointe à 57° , présentent une plus faible acceptance. C'est pourquoi le flux détecté par ces angles présente plus d'irrégularités. Le flux de muons détecté par 2 ou 3 matrices en coïncidences est représenté figure B.1. Ce flux est inférieur au flux estimé par les différents modèles. De plus, le flux de muons est réduit d'un facteur 2 par l'ajout d'une troisième matrice de détection. Cependant, ces données ne sont pas corrigées des éventuelles variations d'efficacité des barreaux. Ce facteur est à peu près constant avec l'angle zénithal. L'ajout d'une troisième matrice de détection permet de réduire les coïncidences fortuites (Nagamine, 2003), celles-ci sont estimées à partir de mesures réalisées en anticoïncidence (Lecomte, 1963).

Les taux d'événements détectés en anticoïncidence double ou triple sont reportés dans la table B.1. Ils permettent de voir l'importance de la présence d'une troisième matrice de détection pour pouvoir réduire le taux de coïncidences fortuites. Le taux de coïncidence double N_{12} est calculé avec la formule :

$$N_{12} = 2 N_1 N_2 dt_{12} \quad , \quad (\text{B.1})$$

où N_1 et N_2 sont les taux d'événements détectés en anticoïncidence par les matrices de détection 1 et 2 respectivement et dt_{12} représente la fenêtre temporelle d'anticoïncidence entre ces deux matrices. Les événements sont en effet jugés en anticoïncidence lorsqu'aucune autre matrice de détection n'a détecté d'événement dans une fenêtre temporelle dt_{12} qui vaut ici 20 ns. Plus l'intervalle de temps est court et plus le taux de fortuits est réduit. Ainsi, lorsque le télescope pointe au zénith, le taux de coïncidences doubles totales détectées est de 4.4×10^{-4} par seconde. Pour une inclinaison du télescope avec un angle zénithal de 57° , ce taux est réduit d'un facteur deux. En effet, l'orientation des matrices est alors moins favorable pour détecter le flux de particules provenant de l'interaction des rayons d'origine cosmique avec l'atmosphère.

Le taux de coïncidence triple N_{123} est quant à lui calculé avec la formule :

$$N_{123} = 4 N_1 N_2 N_3 dt_{123}^2 \quad , \quad (\text{B.2})$$

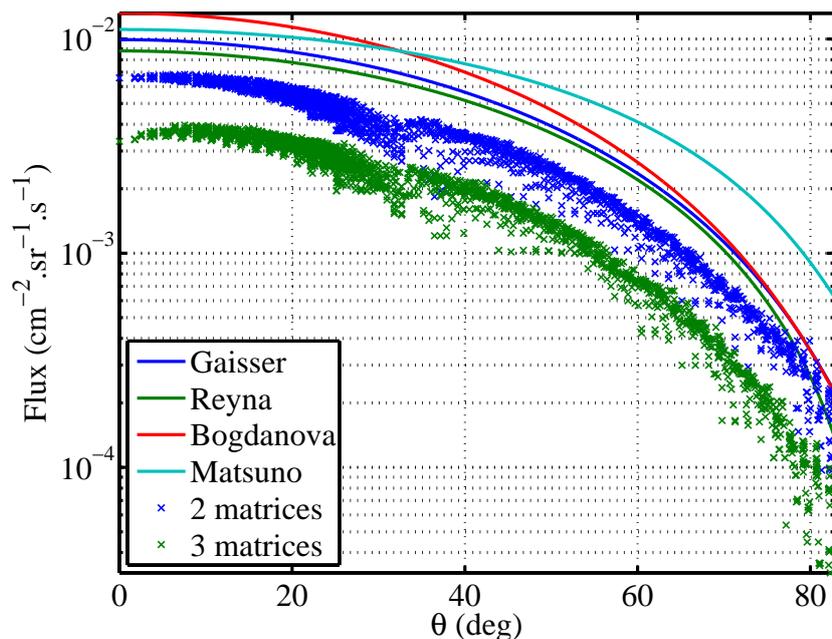


FIGURE B.1 – Influence de la présence d'une troisième matrice de détection sur le flux de muons observé. Ce dernier est représenté par des croix bleues quand les données sont détectées par deux matrices de détection et des croix vertes quand elles sont détectées par trois matrices de détection. Le flux mesuré est également comparé aux modèles de flux de muons de Gaisser, Reyna, Bogdanova et Matsuno intégrés sur l'énergie représentés par les lignes bleu, verte, rouge et cyan respectivement, voir le chapitre 3.

Angle zénithal	0°	57°
Mesures en double coïncidence		
Plan avant	104.1	77.6
Plan arrière	105.2	80.8
Taux de fortuits total ($\times 10^{-4}$)	4.4	2.5
Taux de fortuits par angles de vue ($\times 10^{-6}$)	1.7	1.0
Mesures en triple coïncidence		
Plan avant	87.2	70.8
Plan milieu	79.2	78.0
Plan arrière	89.5	73.7
Taux de fortuits total ($\times 10^{-10}$)	9.9	6.5
Taux de fortuits par angles de vue ($\times 10^{-12}$)	3.9	2.5

TABLE B.1 – Taux d'événements détectés par seconde sur chacune des matrices et taux de coïncidences fortuits par seconde en coïncidence double ou triple.

où N_3 est les taux d'événements détectés en anticoïncidence par la troisième matrice de détection et dt_{123} représente la fenêtre temporelle d'anticoïncidence entre les trois matrices, elle vaut toujours 20 ns. Le taux d'événements détectés par chacune des matrices en anticoïncidence est plus faible que lorsqu'il n'y a que deux matrices en anticoïncidence. Cependant, c'est surtout la présence du terme dt_{123}^2 qui réduit fortement le taux d'événement fortuits, en effet celui-ci chute de six ordres de grandeur par rapport aux coïncidences doubles. Ceci met en évidence l'importance de la présence d'une troisième matrice de détection qui permet de discriminer la présence de bruit dans le signal dû à des coïncidences fortuits.

Annexe C

Influence d'écrans d'absorption sur le bruit de fond corrélé

Pour absorber les particules chargées présentes dans l'environnement et susceptibles de causer un bruit de fond, il est possible d'ajouter des écrans d'absorption en plus d'une troisième matrice de détection (Nagamine, 2003). Ainsi, des tests sont réalisés à ciel ouvert sur le télescope installé en Bretagne, à Pont Péan pour mesurer le flux détecté avec différentes épaisseurs d'écrans placées contre la matrice milieu, figure C.1. Les écrans sont des tôles en inox, chacune a une épaisseur de 5 mm. Leur surface de $90 \times 90 = 8100 \text{ cm}^2$ leur permet de recouvrir l'ensemble des matrices de détection dont la surface est de $80 \times 80 = 6400 \text{ cm}^2$. Les flux sont donc mesurés avec des épaisseurs de tôles de 0, 25 et 50 mm. Ceci permet d'augmenter l'opacité du télescope et de filtrer les électrons ou les positrons présents dans l'environnement et dont l'énergie cinétique est suffisamment importante (supérieure à 17 MeV) pour pouvoir traverser les trois matrices de détection. Ces particules qui provoquent un bruit de fond ne sont en effet pas éliminés suite à l'ajout de la troisième matrice de détection. Celle-ci permet en effet de retirer les coïncidences fortuites mais il reste encore les particules d'énergie cinétique supérieure à 17 MeV qui provoquent un bruit de fond corrélé.



FIGURE C.1 – Le télescope RaCoon, incliné avec un angle zénithal de 57° , en acquisition à Pont Péan. Les tôles sont installées juste devant la matrice milieu. Des jambes de force supplémentaires permettent au bâti de supporter les 400 kg ajoutés au poids des trois matrices de détection.

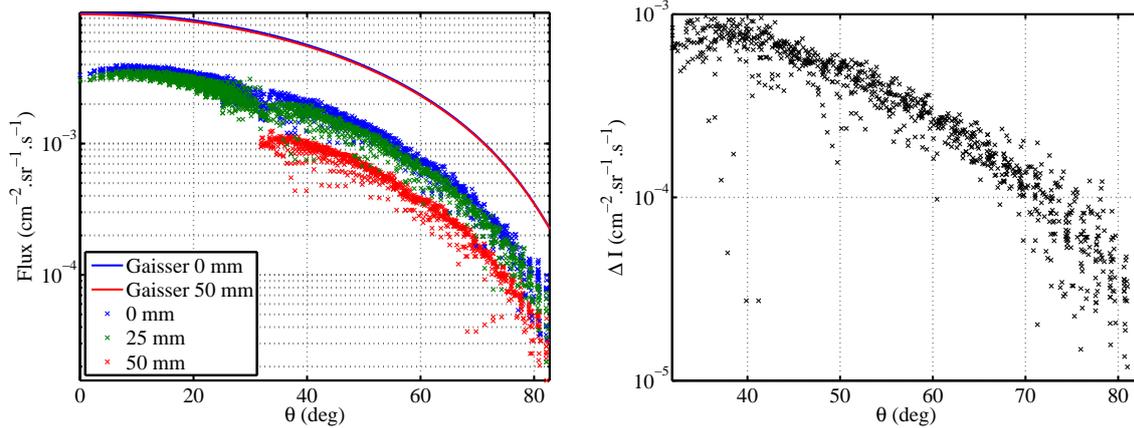
L'énergie cinétique minimale de détection des particules chargées en fonction des différentes épaisseurs de matrices et de blindage sont reportées dans la table C.1. On note que

pour les plus faibles opacités, les muons doivent avoir une énergie cinétique légèrement plus importante que les électrons pour pouvoir atteindre les plans de scintillateurs et être détectés. Cependant, dès que l'opacité devient plus conséquente suite à l'ajout des tôles en inox les électrons doivent alors avoir une énergie cinétique beaucoup plus importante que celle des muons. Par exemple, lorsque l'épaisseur des tôles atteint 50 mm notamment, l'énergie cinétique des électrons doit être trois fois supérieure à celle des muons. Les électrons et les positrons qui possèdent une telle énergie sont très certainement d'origine cosmique étant donné que la désintégration d'éléments radioactifs produit des β de quelques MeV uniquement, voir l'étude détaillée sur les sources de bruit, réalisée dans le chapitre 5. De plus, les muons d'origine cosmique sont les particules chargées qui arrivent en plus grand nombre à la surface de la terre (Bogdanova *et al.*, 2006; Gaisser et Stanev, 2008). L'ajout de tôles en inox est donc susceptible d'agir efficacement sur la réduction du bruit corrélé produit par les électrons et les positrons sans trop réduire le flux de muons.

Écrans	1 Matrice	2 Matrices	3 Matrices	3 Matrices + 25 mm inox	3 Matrices + 50 mm inox
Aluminium (cm) 2.7 g.cm^{-3}	0.4	1.05	1.55	1.55	1.55
Scintillateur (cm) 1 g.cm^{-3}	1	3	5	5	5
Inox (cm) 9.7 g.cm^{-3}	0	0	0	2.5	5
Opacité totale (g/cm^2)	2	5.8	9.2	33.4	57.7
$E_{\min} \beta$ (MeV)	3.1	9.9	16.9	108.3	350.2
$E_{\min} \mu$ (MeV)	16.3	30.4	40.1	93.2	138.0

TABLE C.1 – Écrans du télescope. L'énergie cinétique minimale des β et des muons, μ pour traverser les différents écrans du télescope est estimée en fonction de l'opacité correspondante.

Lorsque l'on compare le flux détecté sans blindage avec celui détecté pour un blindage 25 mm d'inox, la réduction du flux n'est que de 10% environ. Par contre, l'ajout de 25 mm d'inox supplémentaire fait chuter le flux d'un facteur deux par rapport au flux détecté sans blindage, figure C.2. La différence entre le flux mesuré avec un blindage de 25 mm d'inox et un blindage de 50 mm d'inox varie en fonction de l'angle zénithal. Elle chute de deux ordres de grandeur entre les mesures réalisées à 30° et celles qui présentent un angle zénithal de 80° . Cependant, si l'on modélise le flux de muons avec une opacité nulle, puis avec une opacité de 57.7 g/cm^2 correspondant à l'opacité des trois matrices et du blindage de 50 mm d'inox, on observe que l'écart entre les deux flux est très faible. La présence des tôles réduit effectivement le flux de muons de 3% uniquement. Ces observations, appuyées par des estimations du flux de muons permettent d'affirmer que la présence du blindage agit de manière conséquente sur le bruit créé par des électrons ou positrons d'origine cosmique dont l'énergie cinétique est de l'ordre de la centaine de MeV. Le flux de muons en revanche est très peu influencé par la présence de ces tôles. L'installation de ces dernières entre les matrices est donc tout à fait pertinente et même fortement recommandée en particulier lorsque le télescope est installé en extérieur. Une épaisseur de 25 mm d'inox s'avère peu suffisante pour arrêter les électrons et les positrons dont l'énergie cinétique est supérieure à 100 MeV. Il est donc préférable de mettre en place une épaisseur plus importante. Les 50 mm d'inox semblent être relativement efficaces, cependant il serait intéressant de poursuivre cette étude avec des épaisseurs plus importantes afin de déterminer quelle est l'opacité idéale de l'écran qui permettrait de réduire le bruit de manière suffisante sans que l'influence ne soit trop importante sur le flux de muons.



(a) Flux de muons mesuré. Les croix bleues correspondent à des mesures réalisées sans écran d'absorption, elles sont en vert quand l'épaisseur de tôles en inox est de 25 mm et en rouge quand l'épaisseur du blindage atteint 50 mm.

(b) Flux des particules non filtrées par le blindage en inox de 25 mm d'épaisseur. La différence entre le flux mesuré avec un blindage de 25 mm d'inox et un blindage de 50 mm d'inox est représentée ici en fonction de l'angle zénithal.

FIGURE C.2 – Influence de la présence de tôles entre les matrices sur le flux de muons observé en fonction de l'angle zénithal. Ce dernier est représenté par des croix. Le flux mesuré est également comparé au modèle de flux de muons de Gaisser intégré sur l'énergie, calculé ici pour une opacité nulle et représenté par la ligne bleue, en (a). Ce flux est également modélisé avec une opacité de 57.7 g/cm^2 représentée par la ligne rouge, elle correspond à l'opacité des trois matrices et du blindage de 50 mm d'inox.

Cette étude a été réalisée à ciel ouvert et l'on peut penser que le bruit supprimé provient des électrons et positrons issus des gerbes électromagnétiques produites dans l'atmosphère. Celles-ci sont constituées de γ qui produisent des paires d'électrons positrons. À leur tour ceux-ci produisent des γ qui peuvent alors à nouveau former des paires d'électrons positrons et ainsi de suite. Ces particules sont cependant peu susceptibles de se propager à travers des épaisseurs de matière importante (Bichsel *et al.*, 2010). Aussi dans les sites souterrains elles ne peuvent être la source d'un bruit conséquent. De même, lorsque le télescope est orienté vers un volcan, ces particules ont peu de chance de traverser la totalité de l'épaisseur de roche avant d'atteindre le détecteur. Cependant, le flux détecté au-dessus du volcan et provenant du ciel est susceptible de contenir des événements correspondant à cette source de bruit. Des γ de haute énergie peuvent également être produits le long de la trajectoire d'un muon ayant traversé de grandes épaisseurs de roche, soit par diffusion Compton soit par bremsstrahlung. Ces γ peuvent alors produire des électrons et des positrons qui sont susceptibles d'être une source de bruit de fond en accompagnant le muon le long de sa trajectoire.

Enfin, il reste à déterminer pourquoi la valeur absolue du flux mesuré demeure inférieure aux prédictions. Lorsque nous sélectionnons les événements avec trois matrices de détection et qu'un blindage de 50 mm d'inox est placé entre celles-ci, le flux détecté est en effet inférieur d'un facteur 6 au flux de muon modélisé avec la formule de Gaisser intégrée sur l'énergie, figure C.2. Cependant, la figure présentée dans l'annexe précédente permet de voir les disparités existantes entre différents modèles de flux de muons même si ces derniers demeurent supérieurs aux mesures, figure B.1. En revanche, il est à noter qu'aucune correction d'efficacité n'a encore été appliquée aux mesures présentées ici. Cette correction a tendance à augmenter le flux observé en fonction des variations d'efficacité observées d'un barreau de détection à un autre.

Glossaire

Terme	Définition	Pages
acceptance	L'acceptance \mathcal{T} correspond à la capacité de détection théorique d'un télescope. Elle est définie comme étant le produit de la surface de détection S et de l'angle solide Ω correspondant à chacun des angles de vue du télescope.	25, 44, 45, 61, 64, 68, 69, 84, 92, 102, 159
aléa	Un aléa correspond à la probabilité qu'un événement naturel se réalise. Les aléas d'un volcan concernent par exemple la probabilité qu'un effondrement de dôme, une coulée pyroclastique, une éruption phréatique, <i>etc.</i> se produisent.	22, 24, 161, 162, 165, 192
angle zénithal	L'angle zénithal est mesuré par rapport à la verticale, il est donc complémentaire de l'inclinaison. À $\theta = 0^\circ$ la direction est verticale, à $\theta = 90^\circ$ la direction est horizontale.	32, 49, 146, 186, 190
anticoïncidence	Les mesures réalisées en anticoïncidence permettent d'estimer le taux d'événements fortuits susceptibles de provoquer un bruit de fond. Ces mesures consistent à ne sélectionner que les événements détectés par une seule des matrices avec une fenêtre temporelle choisie comme étant plus petite possible. Ceci permet d'avoir le taux d'événements détecté par chacune des matrices puis à l'aide de la formule B.1 ou B.2, il est possible de calculer le taux d'événements fortuits en <u>coïncidence</u> double ou triple, respectivement. Plus il y a de matrices de détection et plus la probabilité d'occurrence de <u>descoïncidences fortuites</u> est réduite.	136, 154, 159, 171, 172, 191, 194, 196, 197, 202
bremsstrahlung	Les muons de haute énergie, supérieure à 700 GeV, sont susceptibles d'interagir avec la matière au cours d'un processus de bremsstrahlung ou rayonnement de freinage. Celui-ci se produit lorsque la particule chargée passant à proximité d'un noyau d'atome voit sa trajectoire déviée par le champ électrique du noyau de cet atome. Ce phénomène s'accompagne d'un rayonnement : il y a émission d'un photon et la particule chargée perd une part importante de son énergie. Si le muon est plus énergétique, le photon émis a en général suffisamment d'énergie pour produire une paire d'électrons/positrons.	51, 57, 132, 142, 179, 200

Terme	Définition	Pages
cascade	Suite aux interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère, des particules sont émises et se propagent jusqu'à la surface terrestre. Elles interagissent également avec les molécules atmosphériques, ce qui produit une cascade de particules.	21, 30, 53, 194
ciel ouvert	Les données acquises à ciel ouvert correspondent à une configuration où le télescope enregistre directement le flux de muons venant du ciel. Ces enregistrements sont d'une très grande importance pour mieux comprendre le flux enregistré à travers un objet. En effet, ils permettent de calibrer le détecteur et aident à mieux comprendre la correspondance entre les modèles de flux de muons et les flux que nous enregistrons.	49, 116, 130, 143, 146, 159, 169, 179, 180, 186, 191, 196, 198
coïncidence	Pour sélectionner les particules suivant leur nature ou leur trajectoire, les détecteurs sont munis de plusieurs plans d'acquisition et des circuits logiques sélectionnent les événements détectés simultanément sur les différents plans pour ne garder que ceux qui sont en coïncidence. Il est aussi possible de définir des circuits logiques en <u>anticoïncidence</u> .	87, 133, 135, 136, 138, 142, 169, 172, 201
coïncidences fortuites	Les coïncidences fortuites sont provoquées par deux ou trois particules différentes détectées <u>simultanément</u> par deux ou trois matrices, respectivement. Ces particules peuvent être issues de la radioactivité ou encore provenir des cascades créées par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère. Il est important de pouvoir supprimer les occurrences de tels événements qui sont source d'un bruit de fond susceptible de noyer les fluctuations du signal que l'on cherche à observer. Ceci peut être réalisé en ajoutant des matrices de détection.	88, 98, 100, 136, 137, 142, 146, 154, 156, 159, 170, 172, 179, 186, 194, 196, 197, 201
diaphonie	Au niveau du photomultiplicateur, les canaux voisins du canal relié à un barreau qui a détecté une particule peuvent également être excités. Il émettent alors aussi un signal.	94, 138, 142
diffusion Compton	Au cours de la diffusion Compton, un photon est diffusé de manière inélastique sur l'électron d'un atome du milieu, éjectant l'électron de l'atome.	133, 135, 179, 200
flux	Le flux différentiel ou spectre énergétique de particules est exprimé en nombre de particules par unité de surface, d'angle solide, de temps et d'énergie, souvent en $(\text{GeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{sr}\cdot\text{s})^{-1}$, où sr est l'abréviation du <u>steradian</u> . Nos détecteurs ne nous donnent aucune information sur l'énergie de la particule détectée, nous mesurons donc le flux intégré de muons exprimé en $(\text{cm}^2\cdot\text{s}\cdot\text{sr})^{-1}$.	31, 48–50, 53–55, 61, 84, 146, 151, 159, 169, 177, 178, 180, 190

Terme	Définition	Pages
ionisation	Lorsqu'une particule chargée traverse la matière, elle interagit avec cette matière neutre qui se dissocie sur le passage de la particule en charges positives et négatives.	21, 27, 32, 35, 51, 55–57, 86, 126, 130, 190
multiplicité	La multiplicité correspond au nombre maximal de barreaux touchés simultanément par plan de détection. Il est important que ce nombre reste faible afin de retirer au maximum du signal les événements qui ne correspondent pas à des muons. Les muons montent en effet une tendance à rester solitaire. Cependant, il peut arriver que le muon soit accompagné de quelques particules émises suite à l'interaction du muon avec la matière traversée. La multiplicité choisie doit donc tout de même rester supérieure à 1 pour ne pas retirer du signal les muons accompagnés de particules chargées.	133, 138, 142, 170, 172
opacité	L'opacité de matière traversée par une particule correspond à l'intégration de la masse volumique le long de l'épaisseur traversée, elle est exprimée en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Cette unité permet de comparer le pouvoir de pénétration des particules à travers divers matériaux.	21, 25, 43, 49, 51, 52, 58, 60, 61, 84, 116, 126, 190, 204
OPERA	Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus. Expérience de détection de l'oscillation des neutrinos émis au CERN par des détecteurs installés dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, près de la ville de l'Aquila en Italie.	89, 90, 95, 191
problème direct	Le problème direct consiste à prédire la valeur qui serait mesurée si le milieu était constitué d'une certaine distribution spatiale des paramètres physiques.	37–39, 41, 48, 84
problème inverse	Le problème inverse consiste à retrouver les valeurs des paramètres physiques utilisés dans le problème direct à partir de données mesurées.	37–39, 41–43, 48, 68, 84, 160, 190, 192
section efficace	La section efficace d'une particule est sa probabilité d'interaction avec la matière. C'est une surface qui représente l'aire de la particule susceptible d'interagir avec le milieu environnant. Elle est traditionnellement exprimée en barn : $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ en physique des particules.	55, 59, 190
simultanément	Deux événements sont considérés comme simultanés lorsqu'ils sont détectés dans un intervalle de temps très bref, inférieur à 100 ns pour les détecteurs du projet Diaphane.	87, 131, 133, 135, 202

Terme	Définition	Pages
steradian	1 steradian (sr) est l'angle solide qui, ayant son sommet au centre d'une sphère unité, découpe sur la surface de cette sphère une surface d'aire unité.	31, 202
écran	Les écrans d'absorption sont mis en place devant une matrice de détection de particules. En effet, les muons ont la capacité de traverser des <u>opacités</u> importantes alors que les électrons/positrons d' <u>énergie</u> inférieure à 350 GeV par exemple sont arrêtés par 4 cm de fer.	30, 33, 35, 100, 172, 173, 191, 198

Références

- Abraham, J., G. Snow, *et al.* (2007). Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects, Pierre Auger Collaboration. *Science* 318.
- Aglietta, M., B. Alpat, E. Alyea, P. Antonioli, G. Badino, G. Bari, M. Basile, V. Berezhinsky, F. Bersani, M. Bertaina, *et al.* (1998). Muon" depth-intensity" relation measured by the LVD underground experiment and cosmic-ray muon spectrum at sea level. *Physical Review D* 58, 92005–92005.
- Aglietta, M., B. Alpat, E. Alyea, P. Antonioli, G. Badino, G. Bari, M. Basile, V. Berezhinsky, F. Bersani, M. Bertaina, *et al.* (1999). Upper limit on the prompt muon flux derived from the LVD underground experiment. *Physical Review D* 60(11), 112001 (1–7).
- Aki, K. et P. Richards (1980). *Quantitative seismology : Theory and methods*, Volume 1. University science books, San Francisco.
- Alfaro, R., E. Belmont-Moreno, A. Cervantes, V. Grabski, J. Lopez-Robles, L. Manzanilla, A. Martinez-Davalos, M. Moreno, et A. Menchaca-Rocha (2003). A muon detector to be installed at the Pyramid of the Sun. *Revista mexicana de física* 49, 54–59.
- Allkofer, O., G. Bella, W. Dau, H. Jokisch, G. Klemke, Y. Oren, et R. Uhr (1985). Cosmic ray muon spectra at sea-level up to 10 TeV. *Nuclear Physics B* 259(1), 1–18.
- Alvarez, L., J. Anderson, F. Bedwei, J. Burkhard, A. Fakhry, A. Girgis, A. Goneid, F. Hassan, D. Iverson, G. Lynch, Z. Miligy, A. Mousaa, M. Sharkawi, et L. Yazolinio (1970). Search for hidden chambers in the pyramids. *Science* 167, 832–839.
- Ambrosi, G., F. Ambrosino, R. Battiston, A. Bross, S. Callier, F. Cassese, G. Castellini, R. Ciaranfi, F. Cozzolino, R. D’Alessandro, *et al.* (2011). The MU-RAY project : Volcano radiography with cosmic-ray muons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 628(1), 120–123.
- Anchordoqui, L., M. Dova, A. Mariazzi, T. McCauley, T. Paul, S. Reucroft, et J. Swain (2004). High energy physics in the atmosphere : Phenomenology of cosmic ray air showers. *Annals of Physics* 314(1), 145–207.
- Araña, V., A.-G. Camacho, A. Garcia, F.-G. Montesinos, I. Blanco, R. Vieira, et A. Felpeto (2000). Internal structure of tenerife (canary islands) based on gravity, aeromagnetic and volcanological data. *Journal of volcanology and geothermal research* 103(1-4), 43–64.
- Auger, P. (1947). *Rayons cosmiques*. Presses universitaires de France, Paris.
- Bellamy, E., G. Bellettini, J. Budagov, F. Cervelli, I. Chirikov-Zorin, M. Incagli, D. Lucchesi, C. Pagliarone, S. Tokar, et F. Zetti (1994). Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 339(3), 468–476.
- Berger, C., M. Fröhlich, H. Mönch, R. Nisius, F. Raupach, P. Schleper, Y. Benadjal, D. Blum, C. Bourdarios, B. Dudelzak, *et al.* (1989). Experimental study of muon bundles observed in the Frejus detector. *Physical Review D* 40(7), 2163.
- Berger, M. *et al.* (2006). *Stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions*. NIST Physics Laboratory.

- Berger, M., J. Hubbell, S. Seltzer, J. Chang, J. Coursey, R. Sukumar, et D. Zucker (1998). Xcom : Photon cross sections database. *NIST Standard Reference Database 8*, 87–3597.
- Berger, M. et S. Seltzer (1964). *Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons*. NASA-SP-3012, National Bureau of Standards, Washington.
- Bichsel, H., D.-E. Groom, et S.-R. Klein (2010). Passage of particles through matter dans : Review of Particle Physics, Amsler C. *et al. Physics Letters B 667*, 267–280.
- Bicron (2005a). BC 600 Optical cement Brochure.
- Bicron (2005b). Scintillating optical fibers Brochure.
- Bleistein, N. (1987). On the imaging of reflectors in the earth. *Geophysics 52*(7), 931–942.
- Blümling, P., F. Bernier, P. Lebon, et C.-D. Martin (2007). The excavation damaged zone in clay formations time-dependent behaviour and influence on performance assessment. *Physics and Chemistry of the Earth 32*, 588–599.
- Blümling, P., N. Hoteit, et M. P.-M. (2001). Self-healing : Experiments at the mont terri underground laboratory. Dans *IGSC Working Group on Measurement and Physical Understanding of Groundwater Flow through Argillaceous Media : Self-healing topical session*, pp. 35–39. Nuclear Energy Agency, Radioactive Waste Management, Clay club.
- Bogdanova, L., M. Gavrilov, V. Kornoukhov, et A. Starostin (2006). Cosmic muon flux at shallow depths underground. *Physics of Atomic Nuclei 69*(8), 1293–1298.
- Borozdin, K., T. Asaki, R. Chartrand, M. Galassi, A. Greene, N. Hengartner, G. Hogan, A. Klimenko, C. Morris, W. Priedhorsky, *et al.* (2005). Cosmic-Ray Muon Tomography and Its Application to the Detection of High-Z Materials. Dans *Proceedings of the 46th Annual Meeting, Institute of Nuclear Materials Management*, pp. 1–8. Citeseer.
- Borozdin, K., G. Hogan, C. Morris, W. Priedhorsky, A. Saunders, L. Schultz, et M. Teasdale (2003). Surveillance : Radiographic imaging with cosmic-ray muons. *Nature 422*(6929), 277.
- Bosch, M. (1999). Lithologic tomography : From plural geophysical data to lithology estimation. *Journal of Geophysical Research 104*(B1), 749–766.
- Bossart, P., P.-M. Meier, A. Moeri, T. Trick, et J.-C. Mayor (2002). Geological and hydraulic characterisation of the excavation disturbed zone in the opalinus clay of the mont terri rock laboratory. *Engineering Geology 66*(1-2), 19–38.
- Boudon, G., J. Komorowski, B. Villemant, et M. Semet (2008). A new scenario for the last magmatic eruption of La Soufrière of Guadeloupe (Lesser Antilles) in 1530 AD Evidence from stratigraphy radiocarbon dating and magmatic evolution of erupted products. *Journal of Volcanology and Geothermal Research 178*(3), 474–490.
- Boudon, G., M. Semet, et P. Vincent (1987). Magma and hydrothermally driven sector collapses : The 3100 and 11,500 y. BP eruptions of la Grande Decouverte (la Soufrière) volcano, Guadeloupe, French West Indies. *Journal of Volcanology and Geothermal Research 33*(4), 317–323.
- Brenguier, F., N. Shapiro, M. Campillo, A. Nercessian, et V. Ferrazzini (2007). 3-D surface wave tomography of the Piton de la Fournaise volcano using seismic noise correlations. *Geophysical Research Letters 34*(2), L02305 (1–5).
- Budetta, G. et D. Carbone (1998). Temporal variations in gravity at Mt. Etna (Italy) associated with the 1989 and 1991 eruptions. *Bulletin of Volcanology 59*(5), 311–326.
- Bugaev, E., A. Misaki, V. Naumov, T. Sinogovskaya, S. Sinogovsky, et N. Takahashi (1998). Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater. *Physical Review D 58*(5), 54001 (1–27).
- Buontempo, S., L. D’auria, G. De Lellis, G. Festa, P. Gasparini, G. Iacobucci, A. Marotta, M. Martini, G. Miele, P. Migliozi, *et al.* (2010). Perspectives for the radiography of Mt. Vesuvius by cosmic ray muons. *Earth, Planets and Space 62*(2), 131–137.

- Caffau, E., F. Coren, et G. Giannini (1997). Underground cosmic-ray measurement for morphological reconstruction of the "Grotta Gigante" natural cave. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 385, 480–488.
- Campillo, M. (2006). Phase and correlation in random seismic fields and the reconstruction of the green function. *Pure and Applied Geophysics* 163(2), 475–502.
- Carbone, D., G. Budetta, F. Greco, et H. Rymer (2003). Combined discrete and continuous gravity observations at Mount Etna. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 123(1-2), 123–135.
- Carbone, D., L. Zuccarello, G. Saccorotti, et F. Greco (2006). Analysis of simultaneous gravity and tremor anomalies observed during the 2002-2003 etna eruption. *Earth and Planetary Science Letters* 245(3-4), 616–629.
- Claerbout, J. (1971). Toward a unified theory of reflector mapping. *Geophysics* 36, 467–481.
- Compton, A. (1936). Recent developments in cosmic rays. *Review of Scientific Instruments* 7, 70.
- Constable, C. et L. Tauxe (1990). The bootstrap for magnetic susceptibility tensors. *Journal of Geophysical Research* 95(B6), 8383–8395.
- Cormier, E. (2003). *Propriétés des rayons cosmiques d'ultra haute énergie détectés à l'Observatoire Pierre Auger*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, Paris.
- Coutant, O., F. Doré, F. Nicollin, F. Beauducel, et J. Virieux (2010). Seismic tomography of the Soufrière of Guadeloupe upper geothermal system. European Geosciences Union General Assembly, Vienne.
- Crozon, M. (2005). *Quand le ciel nous bombarde... Qu'est-ce que les rayons cosmiques?* Vuibert, Paris.
- Dar, A. (1983). Atmospheric Neutrinos, Astrophysical Neutrons, and Proton-Decay Experiments. *Physical Review Letters* 51(3), 227–230.
- Delouis, B., D. Giardini, P. Lundgren, et J. Salichon (2002). Joint inversion of InSAR, GPS, teleseismic, and strong-motion data for the spatial and temporal distribution of earthquake slip : application to the 1999 Izmit mainshock. *Bulletin of the Seismological Society of America* 92(1), 278–299.
- Demoment, G. (1989). Image reconstruction and restoration : Overview of common estimation structures and problems. *Acoustics, Speech and Signal Processing, IEEE Transactions on* 37(12), 2024–2036.
- Demoment, G. et Y. Goussard (2001). *Approche bayésienne pour les problèmes inverses*, Chapitre Inversion dans un cadre probabiliste, pp. 59–77. Hermès - Lavoisier, Paris.
- Derode, A., E. Larose, M. Campillo, et M. Fink (2003). How to estimate the Green's function of a heterogeneous medium between two passive sensors ? Application to acoustic waves. *Applied Physics Letters* 83, 3054–3056.
- Descamps, A. (1943). La radiation cosmique. *Ciel et Terre* 59, 391.
- Dorman, L. (2009). *Cosmic Rays in Magnetospheres of the Earth and other Planets*. Springer.
- Efron, B. (1979). Bootstrap methods : another look at the jackknife. *The annals of Statistics* 7(1), 1–26.
- Fanourakis, G., T. Gerasis, K. Kousouris, K. Zachariadou, I. Giomataris, N. Giokaris, G. Loudos, M. Lebessi, et E. Stiliaris (2004). The use of the Micromegas technology for a new imaging system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 527, 62–67.
- Fonte, P. (2002). Applications and new developments in resistive plate chambers. *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 49(3), 881–887.
- Fraser, A. (1957). Simulation of Genetic Systems by Automatic Digital Computers VI. Epistasis. *Australian Journal of Biological Sciences* 13(2), 150–162.

- Freivogel, M. et P. Huggenberger (2003). Modellierung bilanzierter profile in gebiet mont terri - la croix (kanton jura). Dans P. Heitzmann et J.-P. Tripet (Eds.), *Mont Terri Project—Geology, Paleohydrology and Stress Field of the Mont Terri Region. Rapport de l'OFEG, série Geologie*, Volume 4, Bern, pp. 9–43.
- Fromans et Stearns (1938). Cosmic-Ray Showers and Bursts. *Review of Modern Physics* 10, 133.
- Gaisser, T. (1990). *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Gaisser, T. et T. Stanev (1998). Cosmic Rays in the Review of Particle Properties, C. Caso et al. *The European Physical Journal C* 3, 132.
- Gaisser, T. et T. Stanev (2008). Cosmic Rays in the Review of Particle Properties, S. Eidelman et al. *Physics Letters B* 592, 254–260.
- Gélis, C., J. Virieux, et G. Grandjean (2007). Two-dimensional elastic full waveform inversion using Born and Rytov formulations in the frequency domain. *Geophysical Journal International* 168(2), 605–633.
- Gibert, D., F. Beauducel, O. Coutant, O. Crispi, C. Dessert, F. Nicollin, et J. Vandemeulebrouck (2010). Determination of the energy budget of the tarissan pit, soufriere de guadeloupe.
- Gibert, D., F. Beauducel, Y. Déclais, N. Lesparre, J. Marteau, F. Nicollin, et A. Tarantola (2010). Muon Tomography : Plans for Observations in the Lesser Antilles. *Earth Planets Space* 62(2), 153–165.
- Gibert, D., F. Nicollin, B. Kergosien, P. Bossart, C. Nussbaum, A. Grislin-Mouèzy, F. Conil, et N. Hoteit (2006). Electrical tomography monitoring of the excavation damaged zone of the Gallery 04 in the Mont Terri rock laboratory : Field experiments, modelling, and relationship with structural geology. *Applied Clay Science* 33(1), 21–34.
- Girerd, C., S. Gardien, J. Burch, S. Katsanevas, et J. Marteau (2000). Ethernet network-based DAQ and smart sensors for the OPERA long-baseline neutrino experiment. Dans *2000 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, Volume 2.
- Gomez, C., F. Lavigne, D. Hadmoko, N. Lespinasse, et P. Wassmer (2009). Block-and-ash flow deposition : A conceptual model from a gpr survey on pyroclastic-flow deposits at merapi volcano, indonesia. *Geomorphology* 110(3-4), 118–127.
- Gómez-Ortiz, D., S. Martín-Velázquez, T. Martín-Crespo, A. Márquez, J. Lillo, I. López, F. Carreño, F. Martín-González, R. Herrera, et M.-A. De Pablo (2007). Joint application of ground penetrating radar and electrical resistivity imaging to investigate volcanic materials and structures in tenerife (canary islands, spain). *Journal of applied geophysics* 62(3), 287–300.
- Gordon, J. (1889). *A Physical treatise on electricity and magnetism*. Numéro vol. 1. Appleton & Co.
- Gottsmann, J., A. Camacho, J. Martí, L. Wooller, J. Fernández, A. García, et H. Rymer (2008). Shallow structure beneath the central volcanic complex of tenerife from new gravity data : Implications for its evolution and recent reactivation. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 168(3-4), 212–230.
- Grieder, P. (2001). *Cosmic rays at Earth : researcher's reference manual and data book*. Elsevier Science, Amsterdam.
- Groom, D., N. Mokhov, et S. Striganov (2001). Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV-100 TeV. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 78(2).
- Gunawan, H. (2005). *Gravimétrie et microgravimétrie appliquées à la volcanologie : exemples de la Soufrière de Guadeloupe et du Mérapi*. Thèse de doctorat, Université Paris 7, Paris.
- Haber, E. et D. Oldenburg (1997). Joint inversion : a structural approach. *Inverse problems* 13, 63–77.

- Hadamard, J. (1902). Sur les problèmes aux dérivées partielles et leur signification physique. *Princeton University Bulletin* 13(1), 49–52.
- Hamamatsu (2006). *Photomultiplier tubes, basics and applications*. Hamamatsu Photonics KK, Japon.
- Hamamatsu (2007). Multianode photomultiplier tube assembly H7546A, H7546B Brochure. *Hamamatsu Photonics KK, Japon*.
- Hansen, P. (2001). The L-curve and its use in the numerical treatment of inverse problems. *Computational inverse problems in electrocardiology* 5, 119–142.
- Heitzmann, P. et J. Tripet (2003). Mont Terri project - Geology, Paleohydrology and Stress Field in the Mont Terri Region . *Rapport de l'OFEG, Serie Geologie* 4, 4–5.
- Herman, G. et R. Davidi (2008). Image reconstruction from a small number of projections. *Inverse problems* 24, 045011 (1–17).
- Hui, C. (2007). *Maya Muon Tomography Muon Tracking, and Muon Simulation*. Thèse de doctorat, University du Texas, Austin.
- Hurwitz, S., K. Kipp, S. Ingebritsen, et M. Reid (2003). Groundwater flow, heat transport, and water table position within volcanic edifices : Implications for volcanic processes in the Cascade Range. *Journal of Geophysical Research* 108(B12), 1–19.
- Jackson, D. (1972). Interpretation of inaccurate, insufficient and inconsistent data. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society* 28(2), 97–109.
- Jacob, T., R. Bayer, J. Chery, H. Jourde, N. Moigne, J. Boy, J. Hinderer, B. Luck, et P. Brunet (2008). Absolute gravity monitoring of water storage variation in a karst aquifer on the larzac plateau (Southern France). *Journal of Hydrology* 359(1-2), 105–117.
- Jannane, M., W.-B. Beydoun, E. Crase, D. Cao, *et al.* (1989). Wavelengths of earth structures that can be resolved from seismic reflection data. *Geophysics* 54(7), 906–910.
- Jegen, M., R. Hobbs, P. Tarits, et A. Chave (2009). Joint inversion of marine magnetotelluric and gravity data incorporating seismic constraints : : Preliminary results of sub-basalt imaging off the Faroe Shelf. *Earth and Planetary Science Letters* 282(1-4), 47–55.
- Kellogg, R., H. Kasha, et R. Larsen (1978). Momentum spectra, charge ratio, and zenith-angle dependence of cosmic-ray muons. *Physical Review D* 17(1), 98–113.
- Kempa, J., I. Brancus, B. Mitrica, H. Rebel, C. Aiftimiei, et M. Duma (2002). Measurements of the energy spectra of atmospheric muons for different angles of incidence. *Report WP17 IDRANAP 35 02*.
- Khan, A., J.-A.-D. Connolly, J. Maclennan, et K. Mosegaard (2007). Joint inversion of seismic and gravity data for lunar composition and thermal state. *Geophysical Journal International* 168(1), 243–258.
- Kirkpatrick, S., D. Gelatt Jr., et M. Vecchi (1983). Optimization by simulated annealing. *Science* 220(4598), 671–680.
- Kodama, K., N. Ushida, M. Guler, E. Pesen, M. Serin-Zeyrek, R. Sever, P. Tolun, M. Zeyrek, D. Duchesneau, J. Favier, *et al.* (2004). OPERA Collaboration. Dans *Proceedings of the AIP Conference*, Volume 721, pp. 231.
- Komorowski, J., Y. Legendre, B. Caron, et G. Boudon (2008). Reconstruction and analysis of sub-plinian tephra dispersal during the 1530 AD Soufrière (Guadeloupe) eruption : Implications for scenario definition and hazards assessment. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 178(3), 491–515.
- Komorowski, J.-C., G. Boudon, M. Semet, F. Beauducel, C. Anténor-Habazac, S. Bazin, et G. Hammouya (2005). *Volcanic Atlas of the Lesser Antilles.*, Chapitre Guadeloupe, pp. 65–102. Seismic Research Unit, The University of the West Indies, Trinidad.
- Kudryavtsev, V. (2008). Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics. *Computer Physics Communications* 180(3), 339–346.

- La Delfa, S., G. Patane, et J. Tanguy (2000). Kilometer-scale heterogeneities inside volcanoes revealed by using a set of geophysical methods : variable stress field at mount etna, sicily. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 121(1-2), 157–173.
- Larose, E., A. Derode, M. Campillo, et M. Fink (2004). Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse wave fields. *Journal of Applied Physics* 95, 8393.
- Le Friant, A., G. Boudon, J. Komorowski, P. Heinrich, et M. Semet (2006). Potential flank-collapse of Soufriere Volcano, Guadeloupe, Lesser Antilles? Numerical simulation and hazards. *Natural Hazards* 39(3), 381–393.
- Lecomte, J. (1963). Évaluation des coïncidence fortuites dans un montage a coïncidence du type "lent-rapide". *Nuclear Instruments and Methods* 24, 165–171.
- Lees, J. et J. VanDecar (1991). Seismic tomography constrained by Bouguer gravity anomalies : Applications in western Washington. *Pure and Applied Geophysics* 135(1), 31–52.
- Leprince-Ringuet, L. (1945). *Les rayons cosmiques*. Albin Michel, Paris.
- Lesparre, N., D. Gibert, et J. Marteau (2011). Bayesian Dual Inversion of Experimental Telescope Acceptance and Integrated Flux for Geophysical Muon Tomography. *Geophysical Journal International*, soumis.
- Lesparre, N., D. Gibert, J. Marteau, Y. Déclais, D. Carbone, et E. Galichet (2010). Geophysical muon imaging : feasibility and limits. *Geophysical Journal International* 183, 1348–1361.
- Lesparre, N., J. Marteau, Y. Déclais, D. Gibert, F. Nicollin, et B. Kergosien (2011). Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, en révision.
- Lines, L., S. Treitel, et A. Schultz (1988). Cooperative inversion of geophysical data. *Geophysics* 53(1), 8–20.
- Longland, R., C. Iliadis, A. Champagne, C. Fox, et J. Newton (2006). Nuclear astrophysics studies at the LENA facility : The γ -ray detection system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A* 566(2), 452–464.
- Lopes, F. (2009). *Inversion des formes d'ondes électromagnétiques de données radar (GPR) multioffsets*. Thèse de doctorat, Université Paris 7, Paris.
- Loughlin, S., R. Luckett, G. Ryan, T. Christopher, V. Hards, S. De Angelis, L. Jones, et M. Strutt (2010). An overview of lava dome evolution, dome collapse and cyclicity at Soufriere Hills Volcano, Montserrat, 2005-2007. *Geophysical Research Letters* 37(1), L00E16 (1–6).
- Malmqvist, L., G. Jönsson, K. Kristiansson, et L. Jacobsson (1979). Theoretical studies of in-situ rock density determination using cosmic-ray muon intensity measurements with application in mining geophysics. *Geophysics* 44, 1549–1569.
- Manai, K. (2007). *Identification des particules par les émulsions nucléaires dans OPERA*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1, Lyon.
- Marchant, R., Y. Ringgenberg, G. Stampfli, P. Birkhäuser, P. Roth, et B. Meier (2005). Paleotectonic evolution of the Zürcher Weinland (northern Switzerland), based on 2D and 3D seismic data. *Eclogae Geologicae Helvetiae* 98(3), 345–362.
- Marschall, P., J. Croisé, L. Schlickerieder, J. Boisson, P. Vogel, et S. Yamamoto (2004). Synthesis of hydrogeological investigations at the Mont Terri site (Phases 1 to 5). Dans P. Heitzmann (Ed.), *Mont Terri Project–Hydrogeological Synthesis, Osmotic Flow. Rapport de l'OFEG, série Geologie*, Volume 6, Bern, pp. 7–94.
- Matsuno, S., F. Kajino, Y. Kawashima, T. Kitamura, K. Mitsui, Y. Muraki, Y. Ohashi, A. Okada, T. Suda, Y. Minorikawa, et al. (1984). Cosmic-ray muon spectrum up to 20 TeV at 89° zenith angle. *Physical Review D* 29(1), 1–23.
- Milsom, J. (2003). *Field geophysics*. Wiley, Chichester.

- Miyamoto, H., J. Haruyama, S. Rokugawa, K. Onishi, T. Toshioka, et J. Koshinuma (2003). Acquisition of ground penetrating radar data to detect lava tubes : preliminary results on the komoriana cave at fuji volcano in japan. *Bulletin of Engineering Geology and the Environment* 62(4), 281–288.
- Mora, P. (1987). Nonlinear two-dimensional elastic inversion of multioffset seismic data. *Geophysics* 52(9), 1211.
- Mosegaard, K. et A. Tarantola (2002). *Probabilistic approach to inverse problems*. Dans *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology*, WHK Lee et al, Volume 81. Academic Press for the International Association of Seismology and Physics of the Earth Interior.
- Mosegaard, K. et P. Vestergaard (1991). a Simulated Annealing Approach to Seismic Model Optimization with Sparse Prior INFORMATION1. *Geophysical prospecting* 39(5), 599–611.
- Nagamine, K. (1995). Geo-tomographic observation of inner-structure of volcano with cosmic-ray muons. *Journal of Geography* 104, 998–1007.
- Nagamine, K. (2003). *Introductory Muon Science*. Cambridge University Press, New York.
- Nagamine, K., M. Iwasaki, K. Shimomura, et K. Ishida (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 A* 356, 585–595.
- Neddermeyer, S. et C. Anderson (1938). Cosmic-Ray Particles of Intermediate Mass. *Physical Review* 54(1), 88–89.
- Nicollin, F., D. Gibert, F. Beauducel, G. Boudon, et J. Komorowski (2006). Electrical tomography of La Soufrière of Guadeloupe Volcano : Field experiments, 1D inversion and qualitative interpretation. *Earth and Planetary Science Letters* 244 (3-4), 709–724.
- Nicollin, F., D. Gibert, P. Bossart, C. Nussbaum, et C. Guervilly (2008). Seismic tomography of the excavation damaged zone of the gallery 04 in the mont terri rock laboratory. *Geophysical Journal International* 172(1), 226–239.
- Nicollin, F., D. Gibert, N. Lesparre, et C. Nussbaum (2010). Anisotropy of electrical conductivity of the excavation damaged zone in the mont terri underground rock laboratory. *Geophysical Journal International* 181(1), 303–320.
- Pan, G., R. Phinney, et R. Odom (1988). Full-waveform inversion of plane-wave seismograms in stratified acoustic media : Theory and feasibility. *Geophysics* 53, 21.
- Parker, R. (1977). Understanding inverse theory. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 5(1), 35–64.
- Paul, J. et J. Robert-Esil (2009). *Le roman des rayons cosmiques*. Ellipses, Paris.
- Petkovic, P., C.-D.-N. Collins, et D.-M. Finlayson (2000). Crustal structure across the vulcan sub-basin from seismic refraction and gravity data. *Exploration Geophysics* 31(2), 287–294.
- Peyrou, C. (1982, Décembre). The role of cosmic-rays in development of particle physics. Dans J. de Physique (Ed.), *Colloque international d'histoire de la physique des particules*, Volume 12 of C8, pp. 7–67.
- Pitt, M. et I. Myung (2002). When a good fit can be bad. *Trends in cognitive sciences* 6(10), 421–425.
- Pla-Dalmau, A., A. Bross, et K. Mellott (2001). Low-cost extruded plastic scintillator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A* 466(3), 482–491.
- Pla-Dalmau, A., A. Bross, et V. Rykalin (2003). Extruding plastic scintillator at Fermilab. Dans *2003 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, Volume 1.
- Pla-Dalmau, A., A. Bross, V. Rykalin, et B. Wood (2005). Extruded plastic scintillator for MINERvA. Dans *2005 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, Volume 3.

- Pratt, G., C. Shin, *et al.* (1998). Gauss–Newton and full Newton methods in frequency–space seismic waveform inversion. *Geophysical Journal International* 133(2), 341–362.
- Ramseier, C. (2003). Technical report, tn 2003-37. *Mont Terri Project*, 36.
- Reyna, D. (2006). A simple parameterization of the cosmic-ray muon momentum spectra at the surface as a function of zenith angle. *Arxiv preprint hep-ph/0604145*.
- Rossi, B. (1982). Development of the cosmic ray techniques. Dans J. de Physique (Ed.), *Colloque international d'histoire de la physique des particules*, Volume 12, pp. 69–89.
- Ryan, G., S. Loughlin, M. James, L. Jones, E. Calder, T. Christopher, M. Strutt, et G. Wadge (2010). Growth of the lava dome and extrusion rates at Soufriere Hills Volcano, Montserrat, West Indies : 2005-2008. *Geophysical Research Letters* 37(1), L00E08 (1–5).
- Saintenoy, A., S. Schneider, et P. Tucholka (2008). Evaluating ground penetrating radar use for water infiltration monitoring. *Vadose Zone Journal* 7(1), 208–214.
- Sauer, K. et J. Thibault (2001). *Approche bayésienne pour les problèmes inverses*, Chapitre Imagerie à partir de données de faible intensité, pp. 343–362. Hermès - Lavoisier, Paris.
- Schlumberger, C. (1920). *Étude sur la prospection électrique du sous-sol*. Gauthier-Villars.
- Schlumberger, C., M. Schlumberger, et E. Leonardon (1932). Electrical coring : method of determining bottom-hole data by electrical measurements.
- Schultz, L., K. Borozdin, J. Gomez, G. Hogan, J. McGill, C. Morris, W. Priedhorsky, A. Saunders, et M. Teasdale (2004). Image reconstruction and material Z discrimination via cosmic ray muon radiography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 519(3), 687–694.
- Schuster, K., H. Alheid, et D. Boddener (2001). Seismic investigation of the excavation damaged zone in opalinus clay. *Engineering geology* 61(2-3), 189–197.
- Shapiro, N.-M. et M. Campillo (2004). Emergence of broadband rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters* 31(7), 1615–1619.
- Sirgue, L. et R. Pratt (2004). Efficient waveform inversion and imaging : A strategy for selecting temporal frequencies. *Geophysics* 69(1), 231.
- Taisne, B. et C. Jaupart (2008). Magma degassing and intermittent lava dome growth. *Geophysical Research Letters* 35(20), L20310 (1–5).
- Tanaka, H., K. Nagamine, S. Nakamura, et K. Ishida (2005). Radiographic measurements of the internal structure of Mt. West Iwate with near-horizontal cosmic-ray muons and future developments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 555(1-2), 164–172.
- Tanaka, H., T. Nakano, S. Takahashi, J. Yoshida, *et al.* (2007a). 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 A* 575, 489–497.
- Tanaka, H., T. Nakano, S. Takahashi, J. Yoshida, *et al.* (2007b). 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.
- Tanaka, H., H. Taira, T. Uchida, M. Tanaka, M. Takeo, T. Ohminato, Y. Aoki, R. Nishitama, D. Shoji, et H. Tsuiji (2010). Three-dimensional computational axial tomography scan of a volcano with cosmic ray muon radiography. *J. Geophys. Res* 115.
- Tanaka, H., T. Uchida, M. Tanaka, *et al.* (2009). Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit : Degassing process of satsuma-iwojima volcano, japan. *Geophysical Research Letters* 36, L01304.
- Tanaka, H., T. Uchida, M. Tanaka, H. Shinohara, et H. Taira (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(2), 119–129.

- Tang, A., G. Horton-Smith, V. Kudryavtsev, et A. Tonazzo (2006). Muon Simulations for Super-Kamiokande, KamLAND and CHOOZ. *Arxiv preprint hep-ph/0604078*.
- Tarantola, A. (2005). *Inverse problem theory and methods for model parameter estimation*. Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia.
- Tarantola, A. et B. Valette (1982). Inverse problems= quest for information. *Journal of Geophysics* 50(3), 150–170.
- The MINER ν A Collaboration, . (2006). The MINER ν A Technical Design Report.
- Thury, M. et P. Bossart (2007). Mont terri project history - milestones and research highlights. *Mont Terri Project - Proceedings of the 10 Year Anniversary Workshop*, 11–15.
- Tikhonov, A. (1963). Regularization of incorrectly posed problems. Dans *Soviet Mathematics, Doklady*, Volume 4, pp. 1624–1627.
- Timur, A. et M. Toksoz (1985). Downhole geophysical logging. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 13(1), 315–344.
- Uretsky, J. (1997). Penetration of cosmic ray muons into the Earth. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 399(2-3), 285–300.
- Valentin, L. (1995). *Le monde subatomique : énigmes et trouvailles*. Hermann, Paris.
- Veltman, M. (2003). *Facts and Mysteries in Elementary Particle Physics*. World Scientific, New Jersey.
- Villemant, B., G. Hammouya, A. Michel, M.-P. Semet, J.-C. Komorowski, G. Boudon, et J.-L. Cheminée (2005). The memory of volcanic wtaers : Shallow magma degassing revealed by halogen monitoring in thermal springs of La Soufrière volcano (Guadeloupe, Lesser Antilles). *Earth and Planetary Science Letters* 237, 710–728.
- Vozoff, K. et D. Jupp (1975). Joint inversion of geophysical data. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society* 42(3), 977–991.
- Wadge, G., R. Herd, G. Ryan, E. Calder, et J. Komorowski (2010). Lava production at Soufrière Hills Volcano, Montserrat : 1995–2009. *Geophysical Research Letters* 37, L00E03 (1–5).
- Wang, S.-H., C.-I. Lee, P.-G. Ranjith, et C.-A. Tang (2009). Modeling the effects of heterogeneity and anisotropy on the excavation damaged/disturbed zone (edz). *Rock mechanics and rock engineering* 42(2), 229–258.
- Williams, E. et G. Roberts (1940). Evidence for Transformation of Mesotrons into Electrons. *Nature* 145(3664), 102–103.
- Wright, E. (2007). A detector for muon tomography : Data acquisition and preliminary results. Rapport de master, University of Texas, Austin.

Mise au point d'une méthode de tomographie utilisant les muons d'origine cosmique : applications au laboratoire souterrain du Mont Terri et à la Soufrière de Guadeloupe.

Les muons sont produits dans l'atmosphère suite aux interactions de particules cosmiques avec les atomes atmosphériques. Ces muons sont des particules fondamentales, de masse vingt fois supérieure à celle des électrons. Leur faible probabilité d'interaction avec la matière leur permet d'atteindre la croûte terrestre et d'en traverser les premiers kilomètres.

La trajectoire des muons est considérée comme étant rectiligne lorsqu'ils traversent la roche. L'étude de l'atténuation du flux de muons permet alors d'obtenir une mesure directe de l'opacité de la roche. Cette opacité correspond à la masse volumique du milieu, intégrée le long du trajet parcouru par les muons à travers la roche. Il est donc possible de réaliser une tomographie géophysique en disposant un réseau de capteurs autour d'objets géologiques. Le flux de muons provient du ciel, aussi les détecteurs doivent être placés en contrebas ou sous l'objet d'étude.

Un modèle de flux de muons souterrain est construit ici à partir de modèles de flux estimés en surface et d'un modèle d'atténuation du flux à travers la roche. Il est nécessaire d'évaluer le temps minimal d'acquisition de données pour réaliser une tomographie, à partir de l'estimation du flux de muons et de la connaissance géologique *a priori* du milieu. Nous avons donc établi une équation de faisabilité de la méthode qui dépend de l'objet étudié ainsi que de la capacité de détection du capteur utilisé.

Des télescopes à muons ont été construits et conditionnés pour supporter une installation sur le terrain, notamment en milieu tropical. Nous avons développé la modélisation de leur capacité de détection et de leur résolution angulaire et également mis au point une méthode de calibration permettant de corriger le signal d'une éventuelle distorsion. Celle-ci peut être due à une variation de l'efficacité de détection en fonction de la localisation de l'interaction des muons avec le capteur.

Le développement de cette nouvelle méthode de tomographie géophysique est ensuite illustrée de deux exemples d'applications. Les mesures réalisées dans le laboratoire souterrain du Mont Terri (Suisse) nous ont permis de bénéficier de conditions d'acquisition stables pour perfectionner la construction des télescopes et valider les différents modèles ainsi que la méthode de calibration. Un second détecteur a ensuite été installé sur les flancs de la Soufrière de Guadeloupe (Antilles). La tomographie en masse volumique permet d'améliorer la connaissance de la structure interne pour ensuite mieux évaluer les aléas de ce volcan dangereux.

Mots clés : muons cosmiques, tomographie, masse volumique, détecteur de particules, volcan.

Development of a tomographic method using cosmic ray muons : application to the Mont Terri underground laboratory and the volcano of la Soufrière de Guadeloupe.

Muons are produced in the atmosphere by the interaction of cosmic rays with atmospheric atoms. They are fundamental particles with a mass twenty times higher than electrons. Their low interaction probability with matter allows them to reach and cross the first kilometers of the Earth crust.

Muons' trajectory is considered to be straight when crossing rock. The study of the muon flux attenuation allows to obtain a direct measurement of the rock opacity. This opacity corresponds to the media density, integrated along the muon path through rock. It is then possible to realise geophysical tomographies by setting a sensor network around geological objects. The muon flux comes from sky, so the sensors have to be placed at the foot or under the studied object.

An underground muon flux model is developed herein from flux models estimated at surface and a model of muon flux attenuation through rock. It is necessary to evaluate the minimum time of data acquisition to realise a tomography, from the muon flux estimation and the *a priori* geological knowledge of the media. We established then a feasibility equation of the method which depends on the studied object and on the detection capacity of the sensor used.

Muons sensors have been built and conditioned to bear field installation, notably in tropical media. We developed the modelisation of their detection capacity and angular resolution as well as a calibration method to correct the signal from any distorsion. This distorsion may be due to a variation of the detection efficiency as function of the interaction localisation between muons and the sensor.

The development of this new tomographic method is then illustrated by two geophysical applications. The measurements realised in the Mont Terri underground laboratory (Switzerland) allowed us to benefit from stable acquisition conditions to perfect the telescopes construction and validate the different models as well as the calibration method. A second sensor has been placed later on la Soufrière de Guadeloupe flanks (West Indies). The density tomography allows to improve the knowledge of the internal structure in order to better estimate the hazards of this dangerous volcano.

Keywords : cosmic muons, tomography, density, particles sensor, volcano.