



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le 14/09/2015 par :

DAVID SARRIA

**Modèle Monte Carlo du transport dans l'atmosphère
des électrons relativistes et des photons gamma
en relation avec les TGF**

JURY

François Forme	Prof. des Univ., Président	UPS/IRAP, Toulouse
Pierre-Louis Blelly	Directeur de Recherche	CNRS/IRAP, Toulouse
François Lebrun	Docteur d'Etat	APC/CEA, Paris
Martin Fullekrug	Professeur	Université de Bath
Jean-Louis Pinçon	Chargé de Recherche	CNRS/LPC2E, Orléans
Elisabeth Jourdain	Directeur de Recherche	CNRS/IRAP, Toulouse

INVITÉS

Christophe Bastien-Thiry	CNES, Toulouse
Philippe Pouliguen	DGA, Bagnaux

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeur de Thèse :

Pierre-Louis Blelly

Rapporteurs :

François Lebrun et Martin Fullekrug

À mes parents et mes deux frères,

Remerciements

Je tiens à remercier ici toutes les personnes qui ont été importantes pour moi durant ces trois ans de thèse, et même avant. J'espère n'oublier personne.

Je remercie tout d'abord à mon directeur de thèse P.-L. Blelly, pour ses conseils très avisés, sa grande disponibilité, ainsi que pour m'avoir permis de faire de nombreux voyages pour présenter mes travaux. Je remercie ensuite F. Forme pour ses conseils qui ont été très précieux tout au long de ma thèse, pour toutes les discussions très constructives que l'ont a pu avoir, et pour avoir accepté d'être président du jury. Je remercie également les rapporteurs (F. Lebrun, M. Fullekrug) et les autres membres du jury (J.-L. Pinçon, E. Jourdain) d'avoir accepté d'examiner cette thèse, et pour les corrections et les améliorations qu'ils ont pu y apporter. Je remercie également les représentants de la DGA et du CNES (P. Pouliguen, C. Bastien-Thiry) pour leur présence et pour avoir permis le financement de cette thèse.

Je tiens ensuite à remercier tous mes collègues de l'IRAP et de l'UPS pour m'avoir si bien accueilli pendant ces trois ans, et pour tout ce qu'ils ont pu m'apporter tout au long de mes études. Je pense en particulier à K. Nguyen, W. Fekih, S. Jami, M. Belahcene, J. Cordier, M. Lepotier, Mr et Mme Blazère-Kindel, E. Pons, S. Gherbi, E. Hébrard, X. Lu, P. Martin, O. Berné, A. Marchaudon, F. Pitout, M. Grandin, R. Artigue, A. Alexis, A. Ruffenach (encore merci pour le tube à poster), P. Garnier A. Lepadellec, A. Bouchez, J. Rudmann, E. Foucault, G. Aine, Y. Parot, A. Clenet, E. Sanchez-Diaz, M. Steckiewicz, A. Sauvé, H. Finley, I. Schroetter, A. Goutenoir, G. Foenard, J. Champion, M. Ruellan, M. Gaurat, G. Garrel, W. Roux, M. Hoang, V. Heussaff, A. Michel, C. Pegliasco, V. Sanial, R. Misawa, G. Nasser, B. Lavraud, N. Briat, O. Chassela, M. Chauvin (encore merci pour m'avoir appris à installer GEANT4 facilement), A. Beth (pour ses conseils, sa disponibilité, son aide et ses gâteaux), A. Kotova, W. Rapin, T. Fitoussi, P. Peille, D. Turpin et C. Catalano.

Je remercie aussi toutes les personnes avec qui j'ai pu avoir de très riches échanges au cours de conférences ou d'écoles d'été. Je pense en particulier à S. Celestin, J.-L. Pinçon, S. Soula, C. Rutjes, K. Ihaddadene, Hripsig Mkrtyan, A. Chilingaryan, D. Vavilov, G. Hodosan, W. Xu, J.E. Grove, J. Dwyer, B. Carlson, N. Ostgaard, A. Skeltved, S. Musset, S. Lion, L. Turc, V. Reville et S. Lejosne. Je souhaite remercier particulièrement M. Briggs et B. Mailyan pour leur formidable accueil lors de ma visite à l'Université d'Alabama. Je souhaite aussi remercier les juges anonymes qui m'ont attribué l'«Outstanding Student Paper Award» lors de l'AGU Fall Meeting 2014, ainsi que tous les autres participants qui avaient tous présenté des travaux d'excellente qualité. Je n'oublie pas les membres de la «Team Orange» de l'école d'été d'Alpbach en 2013 ainsi que toutes les personnes formidables que j'ai pu rencontrer au cours de l'école d'été de Collioure en 2014.

Il me semble aussi très important de remercier tous les excellents professeurs que j'ai eu la chance d'avoir au cours de mes huit années d'études universitaires, sans qui je n'aurais jamais pu aller aussi loin. Je pense en particulier à mes professeurs de Master : G. Soucail, R. Belmont, G. Fruit, H. Carfantan, D. Baratoux, P. Von Ballmoos, M. Rieutord, V. Genot, F. Pitout, R. Garcia, P. Jean, N. Webb, O. Godet, B. Dintrans, L. Jouve, D. Toubanc, E. Zenou, D. Mimoun, A. Blanchard, F. Lignières, P. Petit, C. Peymirat, C. Rizzo, P. Mascart, K. Frahm, N. Destainville, M. Dinh, et bien d'autres. Je tiens aussi à remercier J. Malzac, qui fut encadrant de stage de M2, pour tous les conseils qu'il a pu me donner tout au long de ma thèse. Je remercie également tous les membres de CALMIP pour m'avoir accordé du temps de calcul sur le super-calculateur EOS (allocation 2015-p1505) qui fut très important pour mener à bien cette thèse.

Finalement, je remercie très chaleureusement toute ma famille ainsi que mes amis de longue date, qui ont été essentiels durant ces trois ans et bien avant.

Abstract

Thunderstorms are sources of intense transient phenomena, including light in the visible range and also in X and gamma rays. These phenomena are detected in the form of photon flashes called "Terrestrial Gamma Ray Flashes" (TGF). The purpose of this thesis is the development of a numerical model to study and understand the mechanisms associated with TGF. Studying TGF is then important to understand the physics of lightning and thunderstorms (which are very common phenomena, but the micro-physics is still poorly understood), together with the coupling between the atmosphere and the ionosphere of the Earth. This thesis is also part of the preparation for the TARANIS mission from the CNES, which will be launched in 2017. Among others, TARANIS will have the XGRE and IDEE instruments, able to characterize X/gamma photons and the associated relativistic electrons.

After its emission, at around 15 km altitude, this flux of gamma-rays are filtered and altered by the atmosphere and a small part of it may be detected by a satellite in low earth orbit. This last is made of scattered primary photons, together with secondary produced electrons and positrons. A part of these secondary can escape the atmosphere and will then be confined by geomagnetic field lines. Thus, trying to get information on the initial flux from the measurement is a very complex inverse problem, which can only be tackled by the use of a model solving the transport the involved high energy particles.

In this thesis, we firstly make a synthesis of the main work that has been done concerning observations and modeling associated with TGF, since their discovery, around 20 years ago, until today. Secondly, we present and validate the MC-PEPTITA model for the transport of the involved energetic particles. It uses Monte-Carlo methods, the EPDL and EEDL cross-section sets, and the methods of simulation of the interactions are similar to what is presented for the PENELOPE code. Moreover, exterior models for the atmosphere (NRLMSISE-00) and the magnetic field of the Earth (IGRF-11) are also integrated. The collision model of MC-PEPTITA is then validated by comparison with the reference code GEANT4 from the CERN. Furthermore, its ability to reproduce precisely some real lightcurves observed by the Fermi space telescope helps to strengthen even more its validation.

Once the model is built and validated, we present and decompose in detail the simulation of a typical TGF event, in order to bring out all its complexity. Finally, we conduct direct comparisons between the model and the data measured by the Fermi space telescope to establish or verify important properties concerning the TGF and the associated beams of electrons and positrons.

Résumé

Les orages sont des sources de phénomènes transitoires intenses, notamment lumineux, dans le domaine visible, mais également dans le domaine des rayons X et gamma. Ces phénomènes sont détectés sous la forme de flash de photons X et gamma appelés "Terrestrial Gamma Ray Flashes" (TGF). L'objet de cette thèse est le développement d'un modèle numérique pour étudier et comprendre les mécanismes associés aux TGF. L'étude des TGF est donc importante pour comprendre la physique des éclairs et des orages (qui sont des phénomènes très communs mais dont la microphysique reste encore très mal comprise) ainsi que le couplage entre l'atmosphère et l'ionosphère de la Terre. Cette thèse s'inscrit plus particulièrement dans le cadre de la préparation de la mission TARANIS du CNES, qui sera lancée en 2017. TARANIS disposera en particulier des instruments XGRE et IDEE, capables de caractériser les photons X/gamma et les électrons relativistes associés.

Après son émission, vers 15 km d'altitude, le flux de rayons gamma du TGF est filtré et altéré par l'atmosphère, et une petite partie peut être détectée par un satellite en orbite basse. Cette dernière est constituée de photons primaires diffusés, ainsi que d'électrons, de positrons et de photons produits de manière secondaire. Une partie des leptons secondaires va pouvoir sortir de l'atmosphère et sera ensuite confinée par les lignes de champ géomagnétique. Ainsi, pouvoir établir des contraintes sur le mécanisme source des TGF à partir des observations est un problème inverse très complexe, qui ne peut être traité que par le développement d'un modèle de transport des particules énergétiques impliquées.

Dans cette thèse, nous faisons dans un premier temps une synthèse des principaux travaux ayant été effectués concernant les observations et la modélisation associées aux TGF, depuis leur découverte, il y a environ 20 ans, jusqu'à nos jours. Dans un deuxième temps, nous présentons et justifions la validité du modèle MC-PEPTITA de transport des particules énergétiques concernées. Ce dernier utilise des méthodes Monte-Carlo, les jeux de sections efficaces EPDL et EEDL, des méthodes d'interaction similaires à celles présentées dans le code PENELOPE. De plus, des modèles extérieurs pour l'atmosphère (NRLMSISE-00) et pour le champ magnétique terrestre (IGRF-11) y sont intégrés. Le modèle collisionnel de MC-PEPTITA est ensuite validé par comparaison avec le code de référence GEANT4 du CERN.

Une fois le modèle construit et validé, nous présentons et décomposons en détail la simulation d'un événement TGF typique pour en faire ressortir toute sa complexité. Finalement, nous procédons à des comparaisons directes entre le modèle et les données mesurées par le télescope spatial Fermi pour établir ou vérifier des propriétés importantes concernant les TGF et les faisceaux d'électrons et de positrons associés.

Table des matières

Remerciements	iv
Abstract	vi
Résumé	vii
Introduction	1
I TGF : Observations et Contraintes	4
I.1 Les premières observations : BATSE	4
I.2 Les observations de RHESSI	6
I.3 Les observations de Fermi	9
I.4 Les observations d'AGILE	12
I.5 Observations d'émissions radio associées aux TGF	13
I.6 Résumé et conclusions	18
II Théorie et Modélisation Associée aux TGF	20
II.1 Cascades, streamers, éclairs et orages	20
II.2 Électrons runaway	22
II.3 Avalanche d'électrons runaway relativistes (RREA)	25
II.4 Les rayons cosmiques comme graines des TGF ?	27
II.5 Théories de production des TGF	28
II.6 Modélisation des émissions radio	32
II.7 Résumé et conclusions	35
III La Mission TARANIS	37
III.1 Objectifs scientifiques	37
III.2 Caractéristiques générales	37
III.3 Charge utile	39
III.4 Stratégie de détection des évènements	41
III.5 Estimation du taux et du flux de détection de XGRE	42
III.6 Les missions complémentaires	45
IV Le Modèle MC-PEPTITA	50
IV.1 Présentation générale	50
IV.2 Processus collisionnels pris en compte	51
IV.3 Sections efficaces d'interaction	54
IV.4 Coefficients d'atténuation	55
IV.5 Modélisation de l'environnement terrestre	58
IV.6 Trajectoires des particules	59

IV.7 Propriétés de la source initiale de photons	64
IV.8 Validation du modèle	66
IV.9 Pourquoi ne pas utiliser uniquement GEANT4?	70
IV.10 Résumé et conclusions	71
V Simulation d'un TGF	73
V.1 Origine des particules atteignant l'altitude du satellite	73
V.2 Spectres d'énergie	75
V.3 Distributions en distance radiale	80
V.4 Altitude de production des électrons et positrons	82
V.5 Comparaison avec le modèle de <i>Dwyer et al.</i>	86
V.6 Résumé et conclusions	88
VI Comparaisons entre les observations réelles et le modèle	90
VI.1 Distributions temporelles	90
VI.2 Ajustement des données sur la courbe de lumière mesurée	97
VI.3 Comparaison des fractions positrons/électrons	99
VI.4 Changement de la position géographique de la source du TGF	100
VI.5 Résumé et conclusions	105
Conclusions, Perspectives	107
Annexe A Structure du code MC-PEPTITA	110
A.1 Synopsis	110
A.2 Parallélisation du code	112
Annexe B Méthodes analytiques et numériques	114
B.1 Générateurs de nombres aléatoires	114
B.2 Méthode de la fonction inverse	115
B.3 Méthode de réjection	116
B.4 Interpolations	116
B.5 Algorithme RITA pour tirer sur des distributions tabulées	117
B.6 Méthode de Runge-Kutta d'ordre 4	121
Annexe C Sections efficaces totales d'interaction	122
C.1 Processus des photons	122
C.2 Diffusion élastique des électrons et positrons	122
C.3 Diffusion inélastique des électrons et positrons	123
C.4 Bremsstrahlung des électrons	125
C.5 Bremsstrahlung des positrons	125
C.6 Annihilation des positrons	127
Annexe D Simulation des processus	129
D.1 Diffusion Rayleigh des photons	129
D.2 Diffusion Compton	131
D.3 Absorption photoélectrique des photons	136
D.4 Production de paire Électron/Positron par des photons	137
D.5 Bremsstrahlung des électrons et positrons	138
D.6 Diffusion élastique des électrons et positrons	142

D.7 Diffusion inélastique des électrons et positrons	143
Annexe E Scalabilité de MC-PEPTITA	148
E.1 Définitions	148
E.2 Test de scalabilité	149
Annexe F Publications	151
Bibliographie	176

Table des figures

1	Nombre de publications concernant les TGF, de 1994 à 2014.	2
I.1	Les premiers TGF détectés (BATSE)	5
I.2	Premiers TGF détectés par RHESSI	7
I.3	Ajustement des données RHESSI avec des simulations	8
I.4	Zones de détections de TGF de Fermi	10
I.5	Courbe de lumière et spectre de l'événement Fermi 091214	11
I.6	Nombre de TGF détectés par Fermi en fonction de l'heure locale	12
I.7	Spectres cumulatifs TGF d'AGILE	14
I.8	Détections gamma et radio quasi-simultanées de deux TGF	16
I.9	Contrainte sur l'altitude de production de deux TGF à partir de leur signal radio associé	17
II.1	Schéma de propagation des leaders positifs et négatifs	22
II.2	Force de friction subie par un électron dans l'air	24
II.3	Longueur d'avalanche des RREA en fonction du champ électrique appliqué	27
II.4	Distribution en énergie des rayons cosmiques	28
II.5	Résultats de simulations utilisant le feedback relativiste	31
II.6	Spectre et distribution angulaire du modèle de <i>Carlson et al. (2010)</i>	33
II.7	Signaux radio associées aux TGF : comparaison entre les modèles et les mesures	34
III.1	Configuration instrumentale de TARANIS	38
III.2	Vue en coupe de XGRE	40
III.3	Géométrie IDEE	41
III.4	Période d'activité des instruments de TARANIS	42
III.5	Efficacité scintillateurs	45
III.6	Instrumentation d'ASIM	46
IV.1	Schéma transport MC-PEPTITA	51
IV.2	Diffusion Rayleigh	51
IV.3	Diffusion Compton	52
IV.4	Absorption photo-électrique	52
IV.5	Production de paire électron/positron	53
IV.6	Bremsstrahlung	53
IV.7	Diffusion élastique	53
IV.8	Diffusion inélastique	54
IV.9	Annihilation	54
IV.10	Coefficients d'atténuation des photons dans l'air	56
IV.11	Coefficients d'atténuation des électrons et positrons dans l'air	57
IV.12	Système de coordonnées ECEF	58

IV.13	Profils atmosphériques	60
IV.14	Géométrie de la source initiale de photons	64
IV.15	Comparaison GEANT4/MC-PEPTITA : distributions en distance	68
IV.16	Comparaison GEANT4/MC-PEPTITA : spectre d'énergie	69
V.1	Caractérisation particules atteignant l'altitude du satellite	74
V.2	Spectre d'énergie des photons, électrons et positrons	76
V.3	Décomposition des spectre d'énergie des photons et des électrons	78
V.4	Spectre d'énergie des photons et des électrons décomposés en nombre d'interactions	79
V.5	Distributions en distance radiale des photons	81
V.6	Distribution en distance radiales des leptons	83
V.7	Altitude de production des électrons	84
V.8	Relation entre distance radiale et altitude de production	85
VI.1	Distributions temporelles des électrons en fonction de l'hémisphère	93
VI.2	Distributions temporelles des électrons en fonction du nombre de détections	94
VI.3	Distribution en angle d'attaque et temps	95
VI.4	Distribution temporelle des électrons à différentes distances radiales	96
VI.5	Fraction positron/électron en fonction de la distance radiale	101
VI.6	Comparaison courbes de lumière de Fermi et modèle	101
VI.7	Courbes de lumière de leptons pour différentes positions du TGF	103
A.1	Synopsis de MC-PEPTITA	113
C.1	Décompositions de la section efficace totale de la diffusion inélastique	126
C.2	Sections efficaces des processus photons	127
C.3	Sections efficaces des diffusions élastiques et inélastiques	128
C.4	Sections efficaces du Bremsstrahlung et de l'annihilation	128
D.1	Distribution de probabilité angulaire de la diffusion Rayleigh	131
D.2	Distributions de probabilités de la diffusion Compton	135
D.3	Distributions de probabilités pour l'absorption photo-électrique	136
D.4	Distributions de probabilités pour la production de paire électron/positron	139
D.5	Distributions de probabilités pour l'émission Bremsstrahlung	139
D.6	Distribution de probabilité angulaire de l'annihilation électron/positron	142
D.7	Distribution de probabilité angulaire de la diffusion élastique	144
D.8	Distributions de probabilités pour la diffusion inélastique	147
E.1	Tests de scalabilité de MC-PEPTITA	150

Liste des tableaux

II.1	Échelles caractéristiques des composantes d'un orage	23
IV.1	Résumé des processus et des sources de sections efficaces de MC-PEPTITA	55
IV.2	Comparaison GEANT4/MC-PEPTITA : Nombre de particules en sortie	67
V.1	Taille des faisceaux d'électrons et de positrons.	82
VI.1	Caractérisation des faisceaux d'électrons pour différents TGF	104

Introduction

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude des phénomènes transitoires liés aux orages. On les appelle "Transient luminous events" (TLE) pour leurs manifestations dans le domaine visible, et "Terrestrial Gamma Ray Flashes" (ou Flash de rayons gamma terrestres, ou TGF) pour leur contribution dans le domaine des rayons X et gamma. L'étude des TGF et des TLE est importante pour comprendre la physique des éclairs et des orages (qui sont des phénomènes très communs mais dont la microphysique est encore très mal comprise) ainsi que le couplage entre l'atmosphère et l'ionosphère de la Terre. Cette thèse s'inscrit plus particulièrement dans le cadre de la préparation de la mission TARANIS du CNES, qui sera lancée en 2017. C'est un microsatellite dont l'instrumentation est principalement dédiée à l'étude des événements transitoires liés aux orages. Il va notamment embarquer des détecteurs de photons X/gamma, d'électrons relativistes, des caméras, des photomètres, ainsi que des détecteurs d'ondes pour le champ électromagnétique.

Concernant les TGF, on veut, à partir des mesures effectuées par le satellite à 700 km d'altitude, remonter à des informations sur le mécanisme source du phénomène, localisé vers 15 km d'altitude. C'est donc un problème inverse très complexe et la meilleure manière pour le traiter consiste à utiliser un modèle de transport des particules impliquées (photons, électrons et positrons). L'objet principal de cette thèse est donc la construction et l'exploitation d'un tel modèle. Son utilisation va permettre de comprendre en détail les populations de particules atteignant le satellite, tout en tentant de reproduire et de mieux comprendre les observations réelles.

Les TGF sont des flashes (d'une durée typique de 0.4 ms) de rayons X et gamma à des énergies allant jusqu'à plusieurs dizaines de MeV, dont la production est vraisemblablement liée à un éclair situé entre 10 et 15 km d'altitude. On a pu clairement associer à ces photons une production massive d'électrons et de positrons relativistes (typiquement $\sim 10^{14}$) s'échappant de l'atmosphère et qui sont ensuite guidés par les lignes de champ magnétique. Ces derniers, en arrivant au niveau du satellite, sont étalés sur des durées de plusieurs millisecondes, gouvernées par leur dispersion en angle d'attaque lors de leur propagation le long des lignes de champ magnétique terrestre. En général, ces leptons vont ensuite rentrer et être absorbés dans l'atmosphère au point magnétique conjugué à la source de photons. Toutefois, dans certaines configurations liées aux champs magnétiques, on peut également observer qu'une partie de la population de leptons est capable de rebondir sur des points miroirs magnétiques, et puis ensuite de revenir dans l'hémisphère source du TGF.

Les premières observations de TGF sont présentées en 1994, grâce à l'instrument BATSE à bord du satellite CGRO de la NASA (lancé 2 ans plus tôt). Les satellites RHESSI, AGILE et Fermi ont ensuite été capables de les détecter. L'évolution du nombre de publications associées aux TGF de 1994 à 2014 est présentée en figure 1. On peut voir que les TGF ont suscité un intérêt mitigé dans la décennie qui a suivi leur découverte (5 publications en 10 ans). C'est à partir de la première publication concernant les observations de RHESSI, en 2005, que le domaine a connu en véritable essor, renforcé après les premières observations d'AGILE et de

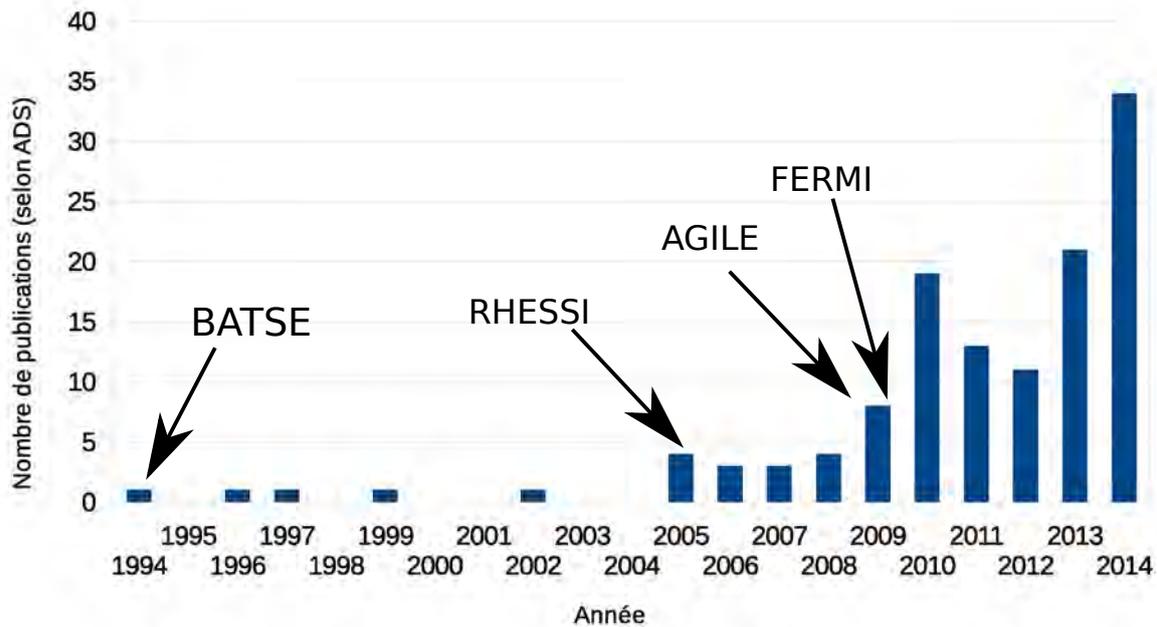


FIGURE 1 – Nombre de publications associées au mot clé "TGF" ou "Terrestrial Gamma ray Flash" (d'après ADS) de 1994 à 2014. Les flèches indiquent quand ont eu lieu les premières publications associées aux différents satellites qui ont pu observer les TGF.

Fermi, en 2009. L'étude des TGF est donc un domaine relativement récent et actuellement en pleine effervescence. Le lancement de TARANIS, ainsi que d'ASIM de l'ESA devrait encore plus le populariser dans les prochaines années.

Au chapitre I, nous allons commencer par présenter les observations les plus importantes qui ont pu être faites sur les TGF, à la fois par des satellites, mais aussi par des stations radio au sol, et les contraintes qu'elles ont permis de définir sur les processus sous-jacents. Au chapitre II nous reviendrons sur les principaux efforts qui ont été fait concernant la modélisation théorique des mécanismes responsables de la production des TGF. Le chapitre III décrit en détail la mission TARANIS du CNES, dédiée à l'étude de ces phénomènes, avec un volet sur la mission complémentaire de l'ESA appelée ASIM. La construction du modèle MC-PEPTITA, du transport des particules énergétiques dans l'atmosphère, est ensuite présentée au chapitre IV. Les deux chapitres suivants vont présenter des applications du modèle. La simulation et la décomposition détaillée de ce qui peut être détectée lors d'un événement TGF typique est présentée au chapitre V. La dernière partie du travail, présentée au chapitre VI, proposera une comparaison directe entre le modèle et les données du télescope spatial Fermi et présentera une étude sur les différents types d'événements TGF/TEB qu'on pourra s'attendre à détecter avec TARANIS.

Chapitre I

TGF : Observations et Contraintes

Les TGF sont des émissions naturelles de rayons gamma dans l'atmosphère de la Terre. Ils ont été découverts pour la première fois grâce aux données de l'instrument BATSE sur le satellite CGRO, puis ils ont ensuite également été détectés depuis l'espace par RHESSI, Fermi et AGILE. Dans ce chapitre, nous allons décrire dans un premier temps les différentes détections de TGF depuis l'espace, dans la gamme des rayons X et gamma. Nous présenterons ensuite des études qui ont été faites cherchant à lier des détections radio depuis le sol (réseaux WWLLN et NLDN) à certaines détections X/gamma depuis l'espace, et les découvertes qu'elles ont permises.

I.1 Les premières observations : BATSE

BATSE ("Burst and Transient Source Experiment") est un instrument servant à détecter les rayons gamma, faisant partie de l'observatoire spatial en rayons gamma "Compton Gamma-ray Observatory" de la NASA. Le but premier de cette mission était l'étude des sursauts gamma (Gamma-ray Burst ou GRB), un phénomène attribué à des processus en dehors de notre système solaire. Il s'est avéré qu'il y avait une présence inattendue d'un type de "sursaut gamma" avec un temps caractéristique beaucoup plus court (1 ms), et d'origine terrestre. Ils ont donc été appelés les Flash Gamma Terrestres. Ironiquement, les GRB ont en fait été découverts dans les années 60 par des satellites militaires VELA destinés à détecter des émissions de rayons gamma dues à des explosions de bombes atomiques dans la haute atmosphère. Le but était de contrôler l'application d'un traité portant sur l'interdiction des tests atomiques atmosphériques. Ce n'est qu'environ 10 ans plus tard, dans l'article de *Klebesadel et al.* (1973) que l'existence des GRBs a été rendu publique.

En tout, BATSE a détecté 76 TGF entre 1992 et 2000. BATSE était constitué de huit paires de scintillateurs positionnés sur les coins du satellite. Comme CGRO était dans une orbite terrestre basse (Périapside de 362 km, Apoapside de 457 km et une inclinaison de 28.5 °), quatre détecteurs faisaient toujours face au sol. Ces détecteurs étaient constitués de LAD (Large Area Detectors), faits de feuilles de NaI de 1.27 cm d'épaisseur et avec une surface de détection totale de 2025 cm². Il y avait quatre canaux de détection en énergie : 20–50 keV, 50–100 keV, 100–300 keV, et >300 keV. Chaque module de détection était également constitué d'un SD (spectroscopy detector), constitué d'un cylindre de NaI de 7.6 cm d'épaisseur et de 12.7 cm de diamètre. Seules les mesures TGF des LAD ont été publiées, mais les SD ont également pu en détecter (*Dwyer et al.*, 2012).

En figure I.1, nous présentons les distributions temporelles des premières détections de TGF effectuées par BATSE, tirées de l'article original de *Fishman et al.* (1994). Leur durée typique est d'une milliseconde. *Gjesteland et al.* (2010) a pu constater que ces flashes étaient tellement

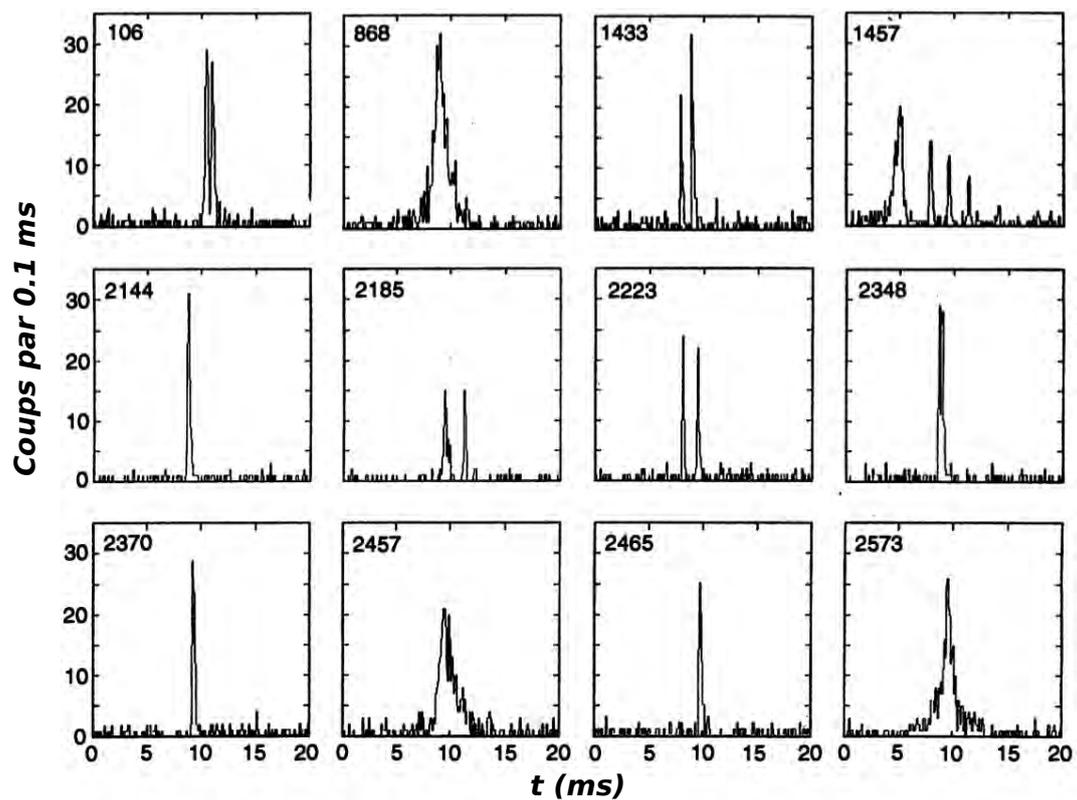


FIGURE I.1 – Courbes de lumière (distributions temporelles) des premiers TGF observés par BATSE, à bord du CGRO. Extrait de l'article original de Fishman et al. (1994).

intenses que les détecteurs arrivaient à saturation et subissaient un "temps mort", qui a pour effet de surestimer la durée des TGF détectés, ainsi que leurs énergies, mais également que de sous-estimer leurs amplitudes (car les photons les plus énergétiques arrivaient au moment du temps mort). *Gjesteland et al.* (2010) a vérifié ce résultat et a conclu que les TGF de BATSE sont en moyenne trois à quatre fois plus lumineux que ce qui est apparu originellement dans les données. On remarquera que, sur les courbes de lumière de BATSE, on voit de temps en temps des pulsations multiples (en particulier pour l'événement 1457 sur la figure I.1), séparées de quelques millisecondes, qui seront également vues par les d'autres satellites, mais dont l'explication est encore incertaine de nos jours.

Pour détecter un événement, BATSE utilise un système de déclenchement (trigger), basé sur le franchissement d'un seuil au dessus du bruit d'arrière-plan dans un intervalle de temps pouvant être fixé à 64 millisecondes minimum. Fishmann note dans son article original qu'il est possible que des événements plus courts aient pu se produire sans pour autant être détectés par BATSE.

Depuis ces premières mesures, on sait que la quantité d'énergie par unité de temps arrivant au satellite lors d'un TGF est plus importante que pour les GBRs et les éruptions solaires. *Nemiroff et al.* (1997) et *Feng et al.* (2002) ont pu noter que les photons les moins énergétiques (< 100 keV) tendent à arriver plus tard que les photons plus énergétiques. Nemiroff a également noté que les TGF avec un spectre moins énergétique tendent à avoir un étalement temporel plus important. *Østgaard et al.* (2008) ainsi que *Grefenstette et al.* (2008) ont associé cet étalement à la diffusion Compton que subissent les photons dans l'atmosphère et qui arrivent donc plus tard et avec moins d'énergie, formant ainsi une "queue Compton".

Østgaard et al. (2008) a trouvé une corrélation entre l'intensité et la distance au satellite du TGF : plus la source est loin du satellite et moins on détecte de photons. Ce travail a été fait en utilisant la réponse des détecteurs de BATSE pour calculer approximativement cette distance.

I.2 Les observations de RHESSI

Le deuxième satellite à avoir pu détecter des TGF depuis l'espace est le Reuven Ramaty High Energy Spectroscopic Imager (ou RHESSI), un satellite de la NASA destiné à étudier les émissions à haute énergie des éruptions solaires. Il dispose d'une série de neuf détecteurs à germanium à haute résolution, avec une surface de détection totale de 256 cm^2 . RHESSI a été lancé en Février 2002 dans une orbite quasi-circulaire de 580 km d'altitude et avec une inclinaison de 38° et est toujours en opération. Cette inclinaison est supérieure à celle de CGRO et a permis d'étendre la recherche des TGF aux latitudes correspondantes à des zones tempérées, et a montré qu'ils y sont moins communs que dans les tropiques. Les premières observations de TGF par RHESSI sont présentées dans (*Smith et al.*, 2005). En figure I.2 nous présentons les premiers TGF de RHESSI tels qu'ils sont présentés dans cet article. Le premier catalogue TGF de RHESSI est publié en 2009 dans (*Grefenstette et al.*, 2009). Comparés aux données BATSE, ces TGF sont plus courts et présentent moins souvent de multiples pics.

Comme pour BATSE, les détecteurs de RHESSI saturent lors du pic d'intensité de beaucoup de TGF. Même si l'instrument a une surface de détection bien inférieure à celle de BATSE, ces capacités de détections font que les données de RHESSI sont plus fournies que celles de BATSE, tout en étant complémentaires. RHESSI renvoie au sol les données de chaque photon détecté ; il n'y a pas de système de trigger en vol. Les TGF sont donc cherchés dans les données déjà envoyées au sol avec des algorithmes développés spécifiquement. Cela a permis d'avoir un taux de détection annuel de TGF supérieur d'un ordre de grandeur à celui de BATSE : plus de 1000 TGF ont été détectés par RHESSI entre 2002 et 2012, avec la possibilité d'en trouver encore

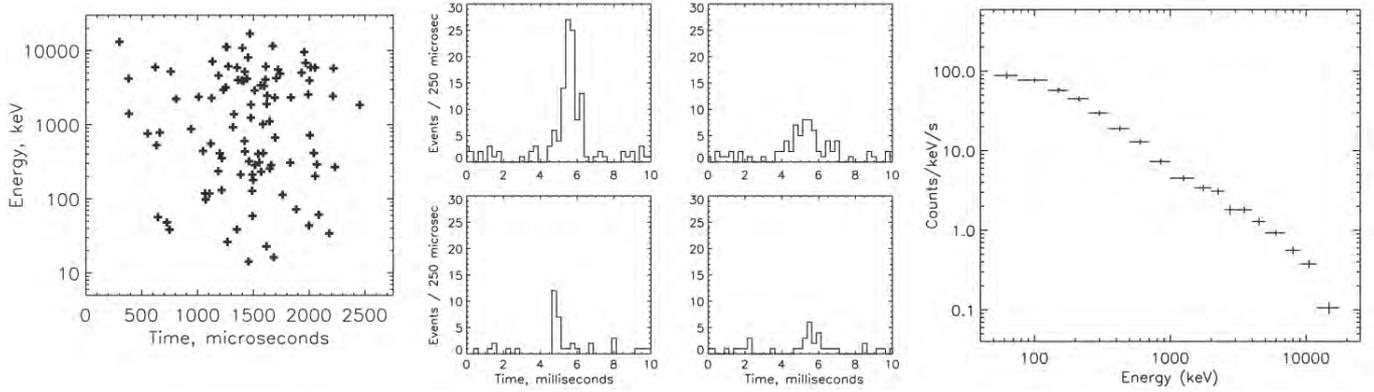


FIGURE I.2 – *Extrait de l'article de Smith et al. (2005). Gauche : nuage de points énergie/temps des TGF les plus brillants. Milieux : courbes de lumières de 4 TGF : le plus brillant, le plus long, le moins brillant et le plus court. Droite : Spectre d'énergie cumulatif de tous les TGF détectés par RHESSI à cette époque.*

plus avec un algorithme amélioré (Gjesteland et al., 2012). RHESSI produit des spectres de TGF entre 30 keV et 17 MeV. Même si un seul événement ne contient pas assez de statistiques (typiquement entre 17 et 40 photons) pour faire un spectre détaillé, la somme de tous les spectres (le spectre cumulatif) le permet. Cependant, cela suppose que tous les TGF sont intrinsèquement très similaires, ce qui n'a encore jamais été prouvé. C'est probablement pour cette raison que ce spectre cumulatif n'a pas encore été réalisée sur les données de Fermi, et n'est pas prévu (Briggs et al., 2013). Cela a cependant été fait pour les données AGILE (voir section I.4). L'altitude de production des TGF est restée assez mystérieuse avant l'arrivée des données de RHESSI. Dwyer and Smith (2005), Carlson et al. (2007) et Hazelton et al. (2009) ont utilisé des modèles Monte-Carlo simulant la physique des rayons gamma pour faire correspondre un spectre simulé avec le spectre cumulatif de RHESSI et ont trouvé que le modèle RREA produisant de l'émission Bremsstrahlung correspond bien si l'altitude de la source est comparable à celle des orages (en dessous de ~ 20 km), avec une meilleure correspondance pour une source à 15 km et un faisceau cône de photons, avec un demi-angle d'ouverture $> 30^\circ$. La figure I.3 est extraite de l'article de Carlson et al. (2007) et illustre bien cette méthode. Dans Dwyer and Smith (2005) et Dwyer et al. (2012), le meilleur ajustement du spectre cumulatif est donné par une loi $\propto E^{-\alpha} \exp(-E/\epsilon)$ avec $\alpha = 0.2$ et $\epsilon = 4.2$ MeV. Il s'explique bien par une dégradation d'un spectre initial $\propto E^{-1} \exp(-E/7.3 \text{ MeV})$ situé à une altitude comprise entre 15 et 21 km.

RHESSI ne dispose pas de synchronisation GPS permettant d'avoir le temps absolu des photons détectés. Cela a rendu très imprécises les tentatives de correspondance entre des émissions radio associées à des éclairs et les détections X/gamma de RHESSI. Grefenstette et al. (2009) a utilisé l'émission gamma de 2005 d'un Sursauteur gamma mou (un événement produit en dehors du système solaire) pour comparer les horloges de RHESSI et du satellite Swift (un autre télescope spatial destiné à étudier les sursauts gamma) ; ce dernier disposant d'une horloge GPS absolue. Au final, cela a donné une correction de +1.8 ms à l'horloge de RHESSI. Grefenstette et al. (2009) a également cherché si les TGF présentaient des différences en fonction de la luminosité, de la latitude ou de l'heure locale, mais aucune corrélation n'a pu être établie.

Une autre étude importante concerne la distribution de flux des TGF détectés ("fluence distribution"). Elle se calcule en construisant un histogramme du nombre de TGF qui ont un taux de comptage de photons donné. On peut l'ajuster par une loi de puissance (i.e. $\propto n^{-\lambda}$). En

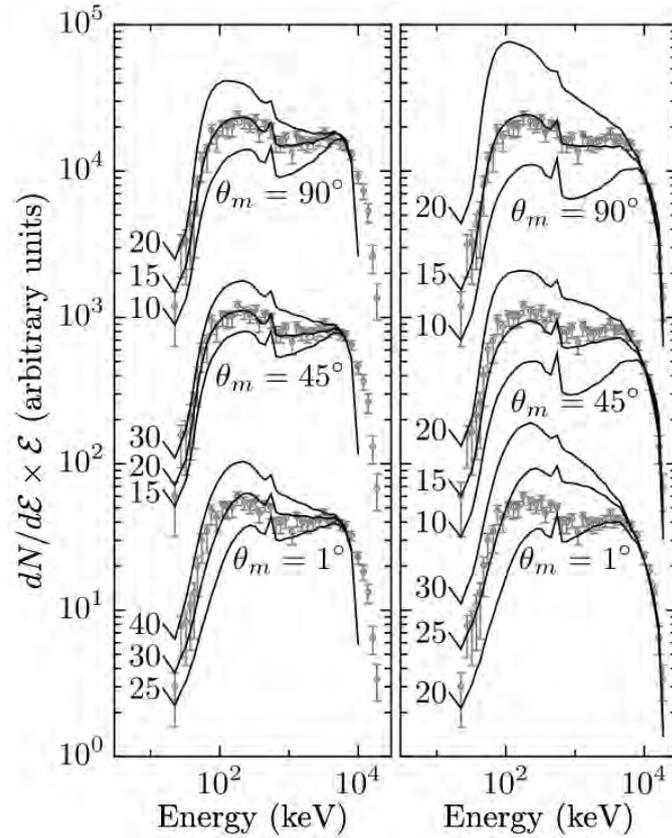


FIGURE I.3 – *Extrait de l'article Carlson et al. (2007). Le spectre cumulatif de RHESSI est comparé avec les spectres produits par un modèle Monte-Carlo en changeant à chaque fois l'altitude et l'angle d'ouverture de la source. À gauche : spectre de photons en $1/E$ à la source du TGF. À droite : spectre Bremsstrahlung des photons à la source du TGF calculé avec un modèle Monte-Carlo de RREA. Les meilleures correspondances sont pour le modèle RREA, avec $\theta_m > 30^\circ$ et une altitude de la source entre 15 km et 20 km.*

faisant cet ajustement directement sur les données RHESSI, *Østgaard et al.* (2012) donne $\lambda = 3.5$, sans considérer une quelconque correction due à l'orbite ou au détecteur. Cette estimation a ensuite été corrigée avec l'aide des données de Fermi pour valoir $\lambda = 2.3$ (voir section suivante).

Deux catalogues de TGF basés sur les données RHESSI ont été réalisés. Un premier est réalisé par l'Université de Californie à Santa-Cruz (UCSC), et un second réalisé par l'Université de Bergen (UB). Ces deux catalogues utilisent la même base de données, mais des algorithmes de recherche de TGF assez différents. Le catalogue de Santa-Cruz a un algorithme de détection plus exigeant qui a tendance à présenter des TGF plus longs et avec plus de coups que le catalogue de Bergen. La réalisation de ces deux catalogues est présentée en détail dans *Grefenstette et al.* (2009) et *Gjesteland et al.* (2012). Un troisième catalogue, réalisé au travers d'une collaboration entre UCSC et UB est en préparation (*Smith et al.*, 2013).

I.3 Les observations de Fermi

Fermi est un télescope spatial de la NASA, successeur de CGRO et lancé en Juin 2008. Comme CGRO, son principal objectif reste l'étude des sursauts gamma. Il est placé en orbite basse terrestre à 565 km d'altitude et 24.7° d'inclinaison. Il dispose d'un instrument, le "Gamma-Ray Burst Monitor" (ou GBM) capable de détecter des TGF. Ce dernier est constitué de 12 scintillateurs NaI non collimatés, pointant dans différentes directions et permettant de détecter des photons jusqu'à 1 MeV. Il possède également deux détecteurs BGO permettant de détecter des photons jusqu'à 40 MeV. Chaque NaI a une surface de détection d'environ 100 cm^2 et chaque BGO a une surface de détection d'environ 180 cm^2 . Le tout permettant d'avoir une surface de détection totale théorique d'environ 1560 cm^2 . Comme BATSE, GBM a été conçu avec un système de déclenchement ("trigger"), avec une fenêtre minimale de 16 ms (contre 64 ms pour BATSE), ce qui lui permet de détecter les TGF plus facilement que BATSE. De Juillet 2008 à Novembre 2009, GBM a détecté 10 TGF. Il a ensuite été proposé de mettre en place un mode spécial pour les TGF, qui consiste à envoyer au sol un à un tous les photons détectés (de manière similaire à RHESSI) quand le satellite survole certaines zones géographiques déterminées. La figure I.4 représente une carte extraite de l'article de *Briggs et al.* (2013) définissant ces zones géographiques, ainsi que quelques positions de Fermi lors de détections de TGF. Les données des photons envoyés au sol sont ensuite analysées pour rechercher les TGF. Cette méthode a permis d'accroître considérablement le nombre de détections, jusqu'à environ 850 par an. Fin 2013, GBM a détecté 2279 TGF. En Juillet 2014, 480 sont disponibles publiquement sur le site de Fermi (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov>). Cela représente, à l'heure actuelle, la base de données disponible publiquement la mieux résolue et, à terme, ce sera également la plus fournie. De manière similaire à RHESSI, un premier catalogue de TGF de Fermi a été produit (*Briggs et al.*, 2014).

De la même manière que pour RHESSI, on peut classer les TGF par nombre de coups pour avoir la distribution en flux. Cela suit toujours une loi de puissance, avec $\lambda = 2.2$ (*Tierney et al.*, 2013). La différence par rapport à RHESSI est due aux différences d'orbites et de détecteurs des deux satellites. En comparant avec les données RHESSI, *Østgaard et al.* (2012) a pu établir une "vraie" distribution de flux (i.e. a priori indépendante du satellite utilisé) avec $\lambda = 2.3$. Toujours d'après *Østgaard et al.* (2012), ce dernier résultat impliquerait qu'il y aurait environ 50 000 TGF/jour (soit 2% des éclairs intra-nuages). Cela reste une estimation, et la question du taux d'occurrence des TGF n'a évidemment pas encore été tranchée.

Les premiers résultats de GBM sont présentés dans (*Briggs et al.*, 2010), incluant des énergies de photons allant jusqu'à 38 MeV. Dans (*Briggs et al.*, 2011), des faisceaux d'électrons terrestres, ou "Terrestrial Electrons Beams" (TEB), sont présentés. Ils ont d'abord été suggérés par les

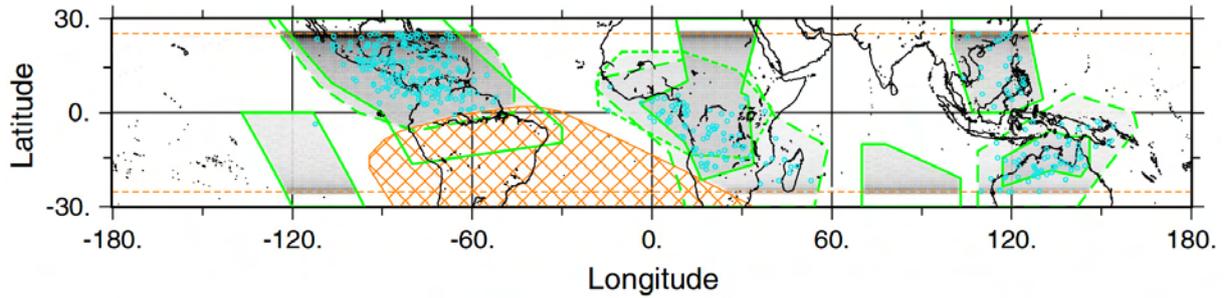


FIGURE I.4 – Extrait de l'article de Briggs et al. (2013). Les polygones verts sont les frontières des différentes zones géographiques. Les points bleus correspondent à la position du satellite lors de la détection de 385 TGF. La région hachurée en rouge correspond à l'anomalie sud atlantique, où les détecteurs de Fermi sont désactivés lors de son survol. Les pointillés rouges délimitent les latitudes maximales et minimales que peut survoler Fermi.

travaux de Dwyer et al. (2008b) sur la base des données BATSE. En figure I.5 nous présentons la courbe de lumière ainsi que le spectre associé à l'événement Fermi 091214. Ce dernier a la particularité d'avoir été détecté au moment où Fermi était au-dessus d'un désert (en Égypte), dans l'hémisphère nord. La source du TGF correspondant se situe en fait au point conjugué du champ magnétique terrestre, dans l'hémisphère sud, dans une zone très orageuse au-dessus de la Zambie. La courbe de lumière présente deux bosses à 2 ms et 24 ms. La première est due au faisceau d'électrons, provenant de l'hémisphère sud, qui atteint le satellite une première fois dans l'hémisphère nord. Une partie de ces électrons va pouvoir rebondir sur le point miroir magnétique (dans l'hémisphère nord) et retourner sur le satellite, produisant la deuxième bosse dans la courbe de lumière. Le spectre associé à cet événement présente une forte raie aux alentours de 511 keV, qui correspond à l'énergie de repos des électrons et des positrons. Briggs et al. (2011) prouve qu'elle est la signature d'une forte annihilation de positrons sur les détecteurs, avec une quantité totale de positrons produite estimée à environ 10^{14} . La fraction positron/électron du TEB est estimée à d'environ 19% pour l'évènement 091214. Cette fraction oscille entre 1 % et 30 % pour les autres évènements présentés. On peut noter que GBM est normalement conçu pour ne détecter que des photons, dont la réponse sur le détecteur est facilement prise en compte en utilisant une matrice calculée par l'équipe de GBM. Dans le cas des électrons, cette matrice n'a pas été réalisée, et la réponse des détecteurs est déterminée en utilisant des simulations Monte-Carlo du logiciel GRESS (<http://public.lanl.gov/mkippen/gress/versions.html>).

GBM a détecté une vingtaine de TEB, soit environ 100 fois moins que de TGF. Le flux (ou le taux de comptages) de ces TEB est en revanche toujours bien plus élevé (~ 10 fois plus) que celui des TGF.

Fermi possède également un autre instrument, LAT, qui sert essentiellement à éliminer les TGF "faux positifs". Ces derniers sont en fait des gerbes de rayons cosmiques dont la signature vue par GBM est semblable à celle des TGF, mais très différente quand elle est vue par LAT (avec des énergies typiques de l'ordre du GeV). LAT est sensible à des énergies au-delà de 20 MeV et doit pouvoir détecter, s'ils existent, des TGF avec des énergies supérieures à 40-50 MeV. Cependant, aucune étude sur LAT n'a encore été publiée : il y a seulement eu quelques présentations en conférences, par exemple (Grove et al., 2012) (Grove et al., 2013). La faible occurrence des TGF qui auraient des énergies supérieures à 50 MeV¹, ainsi que l'incertitude

1. AGILE n'en que quelques dizaines de photons à ces énergies, voir section suivante

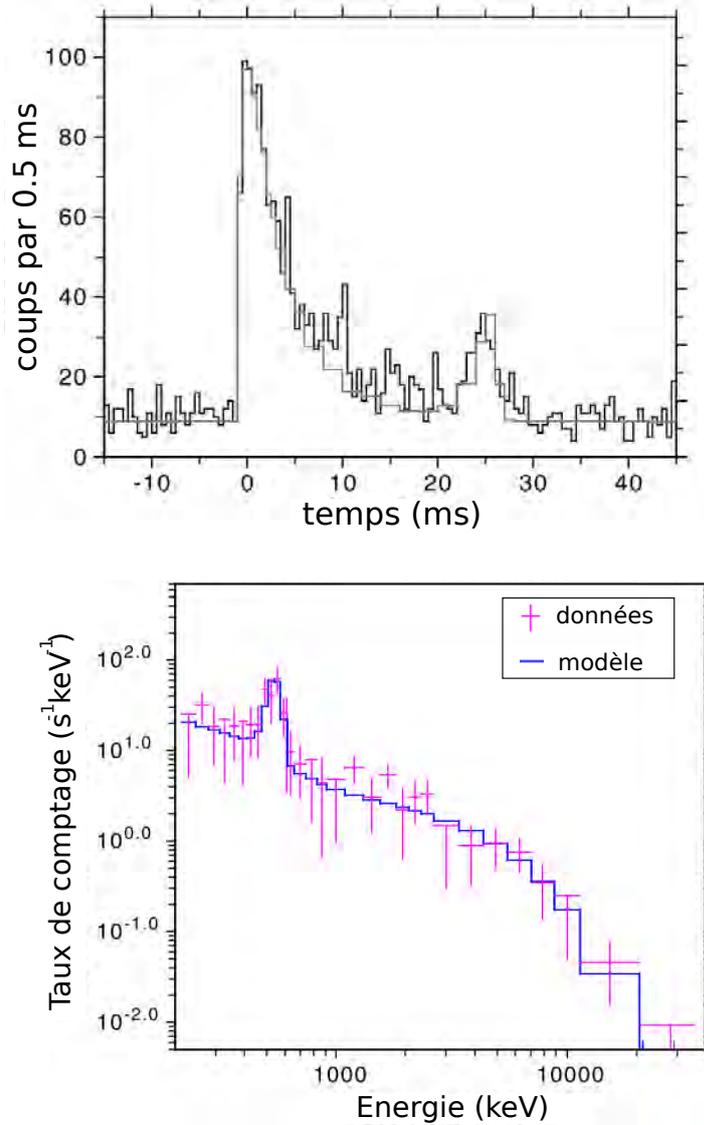


FIGURE I.5 – *Adapté de l'article de Briggs et al. (2011). Courbe de lumière (haut) et spectre (bas) associés à l'événement Fermi 091214. La double bosse est en fait interprétée comme des électrons détectés une première fois sur le satellite (première bosse) et après rebond sur un point miroir magnétique (seconde bosse). La forte raie à 511 keV sur le spectre est signe de l'annihilation de positrons.*

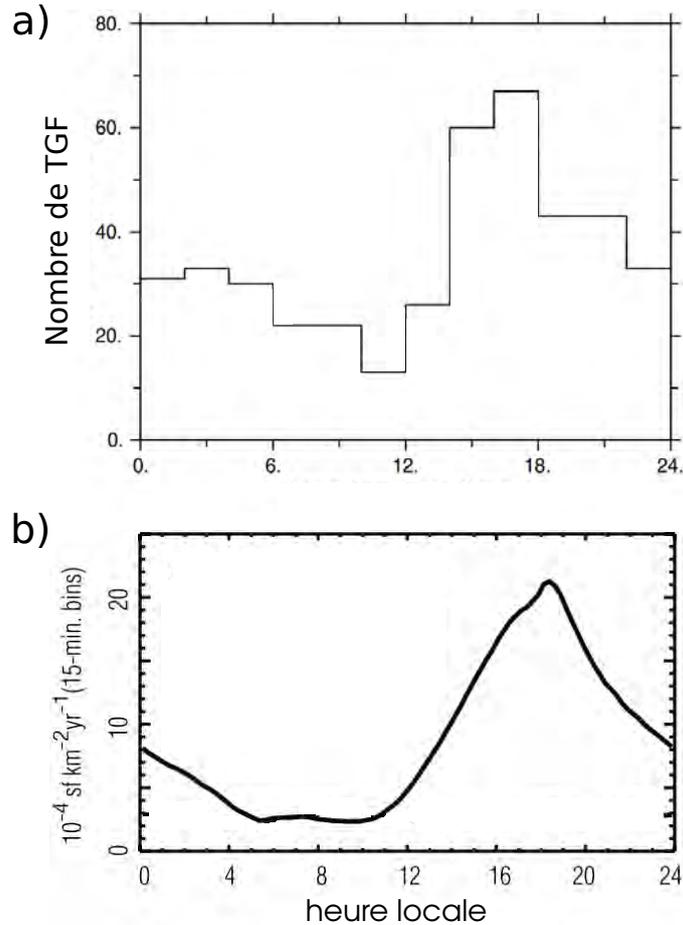


FIGURE I.6 – **a)** Extrait de Briggs et al. (2013). Nombre de TGF détectés par Fermi en fonction de l’heure locale, pour un échantillon de 423 TGF. On a un maximum aux alentours de 17h et un minimum aux alentours de 11h. **b)** Extrait de Lay et al. (2007). Taux d’occurrence des éclairs en fonction de l’heure locale selon les données de WWLLN. Comme les TGF sont dus aux éclairs, les deux courbes suivent naturellement la même tendance.

sur le fait qu’ils soient ou non dus à une contamination des rayons cosmiques (ou un autre problème) peut expliquer cela.

La bonne statistique de Fermi a également permis de déterminer un taux d’occurrence des TGF en fonction de l’heure locale, présenté en figure I.6. On peut y voir que les TGF se produisent le plus souvent aux alentours de 17h, et le moins souvent aux alentours de 11h. Cette courbe est logiquement assez similaire avec le taux d’occurrence des éclairs donné par WWLLN (voir la note 3. en bas de la page 14). Ce résultat est en accord avec les données de RHESSI et d’AGILE. Cela confirme bien la corrélation entre les TGF et les orages.

I.4 Les observations d’AGILE

AGILE (Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero) est un satellite de l’Agence spatiale italienne (ASI) lancé en Avril 2007, et destiné principalement à l’étude des sursauts gamma.

Il est placé sur une orbite basse terrestre à 550 km d'altitude et à une inclinaison de 2.5° . L'essentiel des détections de TGF s'est fait avec l'instrument M-CAL (Mini-CALorimètre), fait de 30 cristaux de CsI. La surface totale de détection est d'environ 300 cm^2 à 1 MeV (*Labanti et al.*, 2009). Tout comme le calorimètre LAT de Fermi, M-CAL mesure les résidus de cascades produites par les rayons gamma qui rentrent dans l'instrument, et une information sur la direction du photon incident peut être récupérée. Cet instrument n'est donc pas capable de détecter les TEBs. Il fonctionne avec un système de trigger, dont la fenêtre est inférieure à 1 ms.

Le spectre cumulatif calculé par AGILE et présenté dans *Tavani et al.* (2011) (repris en figure I.7) présente un résultat surprenant. Ce dernier est en bon accord avec celui de RHESSI en dessous de 20 MeV, mais présente ensuite une queue avec des énergies allant jusqu'à 100 MeV. Toutefois, il est possible que ces données aient été corrompues. La première cause invoquée est une contamination par les rayons cosmiques. Cependant, les événements dus aux rayons cosmiques sont normalement rejetés à 99.9% par un bouclier anticoincidence installé dans le satellite. Ils ont donc 0.1% de chances de passer. Cependant, cela est aussi vrai pour l'arrière-plan ("background"), et comme il est supprimé, la contamination due aux rayons cosmiques doit être annulée. Deux autres problèmes concernant la calibration, ainsi que des effets de pile-up (plusieurs photons sont détectés comme un seul avec la somme des énergies) ont également été invoqués, mais sont rejetés par l'équipe AGILE. La calibration a en effet été re-vérifiée en vol avec le GBR 090510, et le pile-up est impossible en principe à cause du fonctionnement même de M-CAL qui utilise une segmentation spatiale avec une reconstruction en 2D. L'équipe AGILE estime donc que cette queue à haute énergie est bien due à des TGF.

En 2014, *Marisaldi et al.* (2014) présente les résultats de mesures de 308 TGF d'AGILE, allant de Mars 2009 jusqu'en Juillet 2012, avec des énergies maximales limitées à 30 MeV. C'est le premier catalogue de TGF d'AGILE. Une partie des données a été rendue disponible sur Internet : www.asdc.asi.it/mcaltgfcats/ (les courbes de lumières essentiellement). Ces résultats sont en bon accord avec les données des satellites qui ont été lancés avant AGILE. Le spectre cumulatif est présenté en figure I.7, et le meilleur ajustement est donné par une loi $\propto E^{-\alpha} \exp(-E/\epsilon)$ avec $\alpha = 0.2$ et $\epsilon = 5.5 \text{ MeV}$. Cela donne un spectre un peu plus dur que celui de RHESSI.

Tout comme pour Fermi et RHESSI, la distribution de flux (le nombre de TGF ayant un taux de comptage donné) peut être calculée et corrigée des effets de l'orbite et du détecteur, et donne $\lambda = 2.4$, cohérente avec les travaux précédents *Østgaard et al.* (2012).

I.5 Observations d'émissions radio associées aux TGF

De nombreux travaux ont été effectués cherchant à faire correspondre des émissions radio (détectées depuis le sol avec des récepteurs VLF) avec des observations X/gamma depuis l'espace. Cela peut se faire en cherchant des événements dont le timing et la position sont compatibles à l'intérieur d'un intervalle de temps et d'espace raisonnables. Des tentatives ont été réalisées avec les données BATSE, mais nous ne les détaillerons pas, car leurs conclusions se sont avérées erronées.

Les données de RHESSI ont ensuite été comparées avec des émissions radio et ont permis quelques découvertes importantes. RHESSI ne dispose pas d'une horloge absolue, et il y a donc une incertitude de plusieurs millisecondes sur l'heure à laquelle les événements sont observés. Un premier travail, présenté dans *Cummer et al.* (2005), a étudié 26 TGF de RHESSI. Parmi ceux-là, 13 se sont produits en coïncidence avec un signal radio à polarité positive² dans un

2. C'est-à-dire que le spectrogramme de basses fréquences (LF) associé a une forme caractéristique qui indique que l'on a affaire à un éclair qui fait un transfert de charges positives vers le bas du nuage

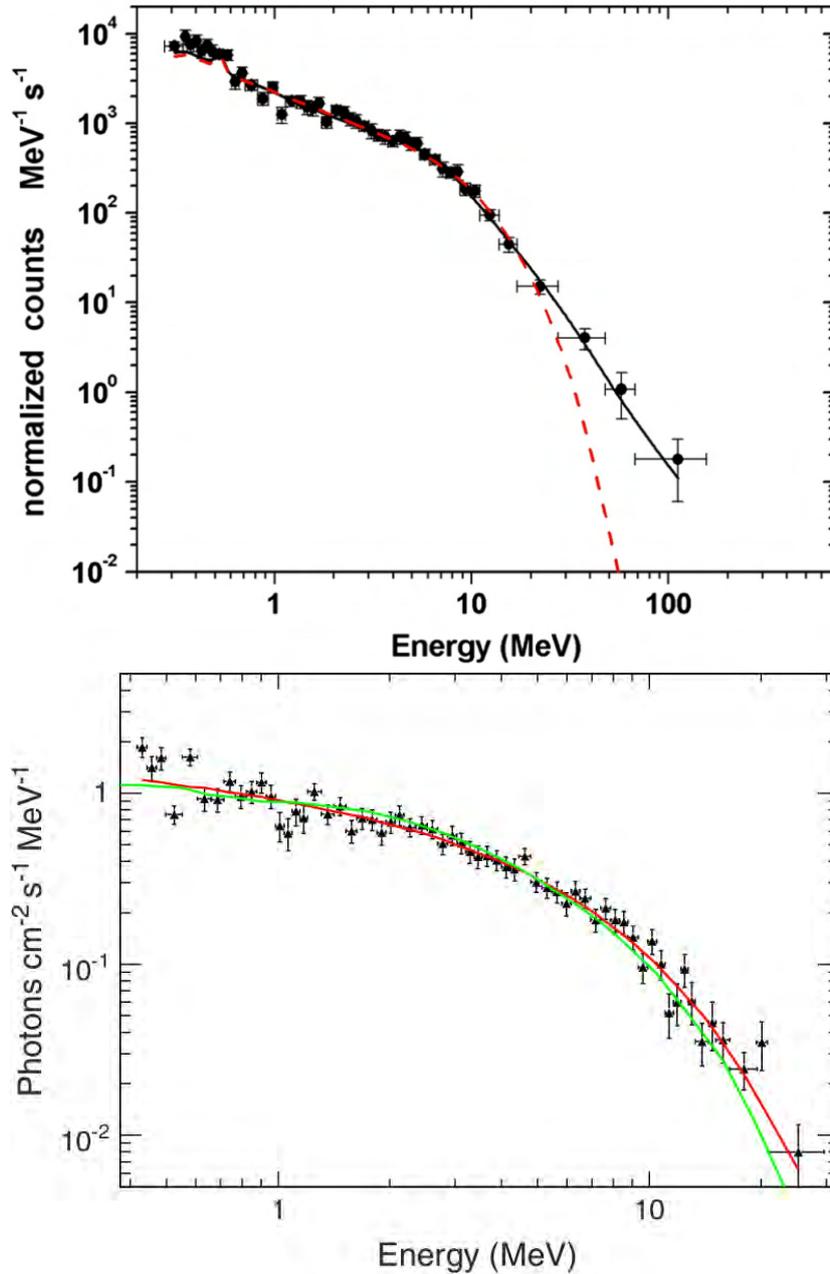


FIGURE I.7 – Courbes extraites de Tavani et al. (2011) et de Marisaldi et al. (2014). **Haut** : Spectre cumulatif de tous les événements. La partie basse avec des énergies inférieures à 20 MeV est en assez bon accord avec RHESSI, mais la présence d'une pente différente à haute énergie (jusqu'à 100 MeV) fut une surprise au moment où l'article a été publié. Le fait de pouvoir avoir ou non des TGF dans cet intervalle d'énergie est encore remis en question. **Bas** : spectre cumulatif avec uniquement les événements sans photons au-delà de 30 MeV. La courbe rouge correspond au meilleur ajustement avec un modèle en loi de puissance avec une coupure exponentielle. La courbe verte est reprise de (Dwyer and Smith, 2005) et est faite à partir des données RHESSI. On voit que le spectre d'AGILE présente une coupure exponentielle un peu moins prononcée que celui de RHESSI (le spectre est plus dur).

intervalle inférieur à quelques millisecondes. L'incertitude importante sur le timing des données RHESSI ne permet cependant pas de savoir si l'éclair s'est produit avant ou après le TGF. Ces 13 événements ont pu être localisés comme s'étant produit à moins de 300 km de la trace au sol du satellite.

Plusieurs travaux (*Stanley et al.*, 2006; *Cohen et al.*, 2010; *Shao et al.*, 2010; *Lu et al.*, 2011) ont ensuite permis de dresser un tableau général : une forte correspondance entre TGF et éclairs intra-nuages positifs (+IC), une altitude source comprise entre 10 et 14 km (donc à l'intérieur du nuage), des pics de courant de quelques dizaines à quelques centaines de kA, et un changement de moment de charge de quelques dizaines à quelques centaines de C.km. On peut également noter que dans *Connaughton et al.* (2013), observe une anticorrélation assez claire entre le taux d'association Fermi/WWLLN et la durée des TGF.

Les TGF sont donc liés aux éclairs +IC. Cependant, ces flashes ont des durées typiques de quelques centaines de millisecondes, pendant lesquelles de nombreux phénomènes se produisent. En arrivant à déterminer le moment exact, dans le processus de formation de l'éclair +IC, où les photons X/gamma sont émis, on doit pouvoir établir des contraintes concernant les mécanismes sources des TGF. D'autant plus que les théories de production actuellement proposées peuvent prédire des signaux radios associés au mécanisme de formation des TGFs bien différents, comme présenté dans le chapitre suivant.

Comparé à RHESSI, l'instrument GBM de Fermi possède une précision absolue de timing de quelques microsecondes, et a permis de déterminer une relation temporelle plus précise entre les TGF et les signaux radio associés. Dans un premier temps, *Connaughton et al.* (2010) ont comparé les timings des TGF détectées par Fermi avec les données du World-Wide Lightning Location Network (WWLLN, *Abarca et al.* (2010))³. Parmi une sélection de 50 TGF détectées par GBM, 15 ont été associés à une observation de WWLLN, et pour 13 événements, l'intervalle de temps entre le pic de rayons X/gamma et celui de l'éclair est inférieur à 40 μs . Il y a donc un lien de quasi-simultanéité entre un TGF et un processus qui rayonne fortement et de manière impulsionnelle dans les très basses fréquences (VLF), probablement dû au processus d'accélération des électrons produisant le TGF.

Cummer et al. (2011) ont regardé deux TGF de GBM, disposant d'observations radio quasi-simultanées du National Lightning Detection Network⁴. Ces deux événements sont présentés en figure I.8, reprise de *Cummer et al.* (2011). Pour ces événements, on a pu estimer indépendamment la position de la source de l'éclair (inférieure à 500 km), mais pas l'altitude, qui est supposée à 13 ± 3 km. Ces événements présentent une séquence de processus rapides, peut être liée à la phase où le leader de l'éclair évolue pas à pas (voir chapitre suivant).

Cependant, comme on peut le voir sur la figure I.8, deux événements radios associés à des TGF peuvent présenter des signatures assez différentes. Le cas de droite présente un processus isolé qui se produit 50 μs avant que la génération de rayons X/gamma ne commence, et un autre cas (à gauche) présente une paire de processus rapides séparés de 10 μs qui se produisent 50 μs après que la génération de photons X/gamma ne commence, mais avant le pic de photons. Néanmoins, la double intégration de ce signal radio (courbe en cyan) a, dans les deux cas, une correspondance de moins de 10 μs avec le flux de rayons X/gamma. Cela pourrait donc être une signature radio caractéristique de la production d'un TGF, même si plus d'événements sont

3. WWLLN est un réseau de stations radio permettant de déterminer la position et le temps d'occurrence des éclairs à travers le monde, à partir d'un signal de très basses fréquences (VLF) émis par l'éclair et reçu par la station. En 2012, WWLLN était capable de détecter un peu plus de 5% des éclairs produits dans le monde (tous types confondus). Le réseau est plus dense dans certaines zones géographiques comme l'Amérique du Nord où il est capable de les détecter plus efficacement. Les éclairs détectés les plus facilement sont de type nuage-sol (CG), avec les pics de courant les plus élevés.

4. NLDN est similaire à WWLLN, mais localisé uniquement en Amérique du Nord

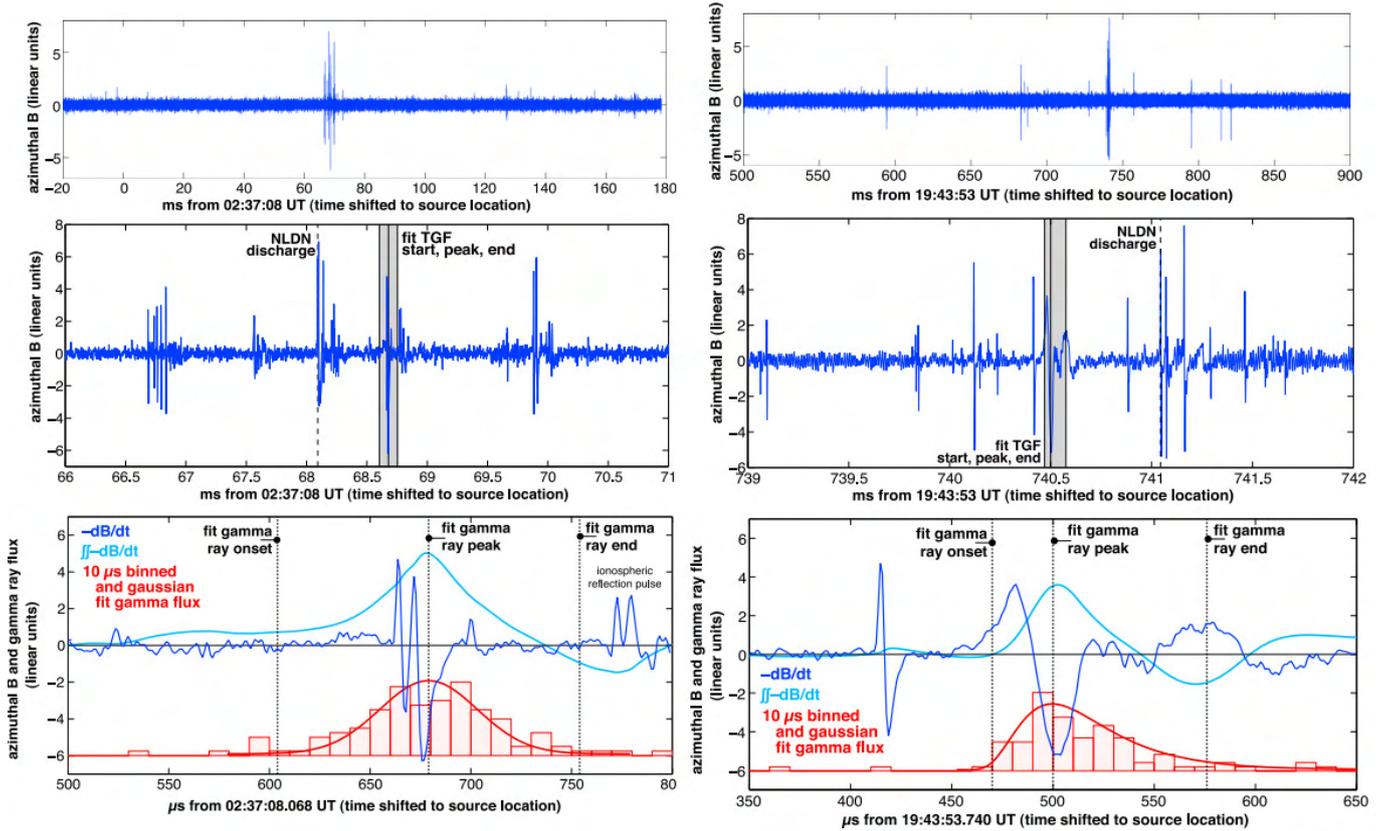


FIGURE I.8 – Figure extraite de l'article de Cummer et al. (2011). On peut voir deux événements Fermi GBM avec leur courbe de lumière associée (histogramme rouge, avec ajustement log-normal) ainsi que les observations LF quasi-simultanées (bleu) obtenus avec NLDN, et ce, sur différents intervalles de temps (sur chaque ligne). La double intégrale sur les données LF (cyan) donne en fait une indication sur la pulsation de courant, dont on remarque qu'elle suit approximativement le flux de rayons X/gamma. **A gauche** : événement du 5 Septembre 2010. **A droite** : événement du 3 Août 2010.

nécessaires pour le confirmer. Il est également possible que cela corresponde à une signature radio caractéristique du processus de génération du TGF.

Cummer et al. (2014) ont pu estimer les altitudes sources des deux TGF. Pour ce faire, ils ont regardé en détail les spectrogrammes LF de deux autres événements associés à des TGF de Fermi, et en supposant que certains des pics secondaires observés sur le spectrogramme correspondent à des signatures de réflexions du signal radio avec l'ionosphère. Les signaux radios associés sont en effet reproductibles à l'aide du modèle numérique présenté dans Dwyer and Cummer (2013)⁵. La meilleure correspondance est obtenue pour une source aux alentours de 12 km, avec une brillance intrinsèque de 10^{18} électrons, comme illustré en figure I.9.

5. Ce modèle est présenté plus en détail au Chapitre II, section 6.

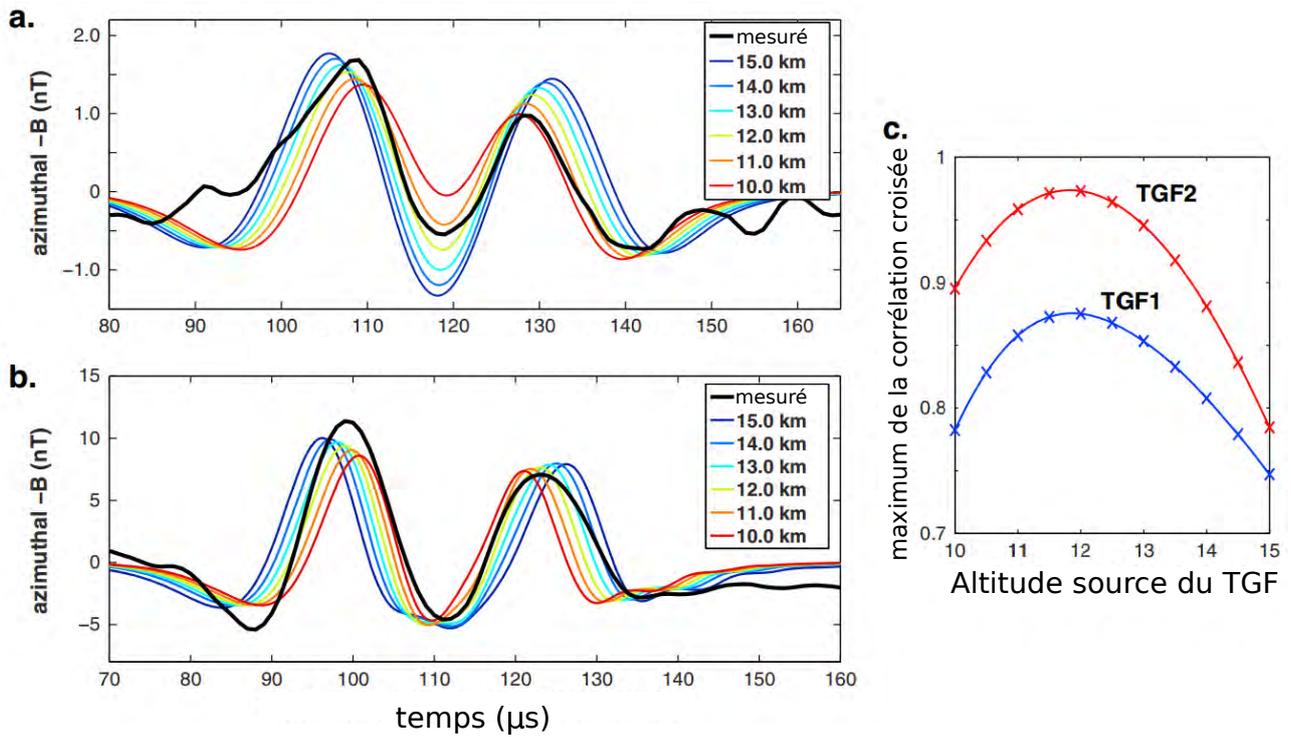


FIGURE I.9 – Figure extraite de l'article de Cummer et al. (2014). **a) et b)** En noir : spectrogrammes de la partie du signal radio observé associée à la réflexion ionosphérique du signal radio émis par le TGF. En couleurs : signaux radios produits par un modèle numérique pour différentes altitudes source du TGF. La séparation entre les deux pulsations permet de contraindre la source. **c)** Maximum des corrélations croisées entre le signal radio observé et les différents signaux radio simulés. On peut voir que pour les deux TGF, le maximum est obtenu pour une altitude source aux alentours de 11.8 km.

I.6 Résumé et conclusions

Les satellites BATSE, RHESSI, Fermi et AGILE ont été capables de détecter les TGF sur un intervalle d'énergie allant de ~ 10 keV à ~ 30 MeV, voir ~ 100 MeV selon AGILE, et avec des durées typiques de $10 \mu s$ à quelques millisecondes. Aucun de ces satellites n'ont pas été conçus spécialement pour détecter les TGF et ils ont donc connu des problèmes instrumentaux. En particulier en ce qui concerne les temps morts de l'électronique utilisée, qui n'est pas bien adaptée à la mesure d'évènements aussi courts et intenses. Cependant, les observations effectuées par ces satellites, ainsi que certaines détections radio associées, ont permis d'établir les propriétés suivantes pour les TGF :

- Une forte corrélation avec l'activité orageuse.
- Une production annuelle sur toute la Terre d'au moins 400 000 TGF, soit un éclair sur 10 000.
- Un flux de ~ 1 photon/cm² à l'altitude du satellite.
- Un spectre détecté explicable par une émission Bremsstrahlung altérée par l'atmosphère.
- Une altitude de production comprise entre 10 et 20 km.
- Une brillance intrinsèque d'environ 10^{18} électrons énergétiques au niveau de la source.
- Un demi-angle d'émission supérieur à 30° .
- Une présence de faisceaux d'électrons associés (TEB), confinés par le champ magnétique terrestre, avec des flux plus élevés, mais avec environ 100 fois moins de chances d'être détectés par un satellite.
- Une production massive de positrons, avec un rapport positron/électron compris entre 1 et 30 % à l'altitude du satellite.
- Si l'on construit un histogramme du taux de comptage (nombre de photons par détection) en fonction du nombre de TGF détectés pour ce taux, et pour un détecteur parfait, ce dernier doit suivre une loi de puissance avec $\lambda \approx -2.3$. A cause de son orbite et de l'imperfection de ses détecteurs, un satellite voit une loi différente (par exemple, $\lambda \approx -3.5$ pour RHESSI et $\lambda \approx -1.4$ pour les premières données de Fermi).

Chapitre II

Théorie et Modélisation Associée aux TGF

Les observations présentées dans le chapitre précédent ont montré qu'un TGF est produit entre 10 et 20 km d'altitude, et laisse un flux de ~ 1 photon/cm² à l'altitude du satellite (~ 550 km). À cause de l'absorption de l'atmosphère, une source initiale de photons à 15 km d'altitude va être réduite d'un facteur 10 à 30 à l'altitude du satellite. Le flux de photon va également être réduit à cause de sa diffusion spatiale. On peut montrer que pour avoir 1 photon/cm² au niveau du satellite (à 500 km d'altitude), il est nécessaire d'avoir une source initiale de $\sim 10^{16}$ photons (si elle est située à ~ 15 km d'altitude). Si cette source de photon est produite par Bremsstrahlung (voir IV.2.2), ce dernier nécessite la présence d'au moins $\sim 10^{17}$ électrons énergétiques.

Définissons les électrons *graines* comme des électrons présents dans le milieu, avec une énergie suffisante (au moins ~ 50 keV) pour pouvoir être accélérés à des énergies de plusieurs dizaines de MeV par un champ électrique raisonnable (~ 100 kV/m \times h). h permet de calculer ce champ à n'importe quelle altitude, car $h = n(z)/n(0)$. Où $n(z)$ est la densité atmosphérique à l'altitude z . La question est donc de savoir comment il est possible d'obtenir $\sim 10^{17}$ électrons graines dans le milieu.

Dans ce chapitre, nous allons premièrement présenter brièvement les connaissances actuelles décrivant la formation des cascades, des streamers, des leaders, et des éclairs lors des orages¹. Nous parlerons ensuite des phénomènes d'électrons runaway, d'Avalanche d'Electrons Runaway Relativistes (RREA) et nous expliquerons brièvement en quoi consistent les théories du feedback relativiste et du runaway froid, qui sont deux alternatives possibles capables de décrire la production des TGF. Finalement, nous présenterons les efforts récents qui ont été faits en ce qui concerne la modélisation des émissions radio associées aux TGF, dans le but de tester les différentes théories.

II.1 Cascades, streamers, éclairs et orages

II.1.1 Productions de cascades

Les électrons de basse énergie ($< \sim 100$ eV) peuvent interagir de deux manières : ionisation par collision, et attachement. L'attachement se produit quand un électron incident s'attache à un atome ou une molécule d'air, et un ion négatif est formé. Lors d'une ionisation par collisions,

1. L'état de l'art de la physique des orages et des éclairs est présenté en détail dans la récente revue de *Dwyer and Uman* (2014).

un électron incident arrache un électron lié à une molécule ou un atome du milieu, produisant donc un ion positif. Si aucun champ électrique n'est présent, le taux d'attachement est bien plus grand que celui d'ionisation, et les électrons libres de basse énergie sont capturés rapidement en formant des ions négatifs. Cependant, en présence d'un fort champ électrique, supérieur à $E_k \sim 3 \text{ MV/m} \times h$, le taux d'ionisation domine le taux d'attachement. Le taux d'électrons libre va ainsi croître exponentiellement dans un phénomène de cascade à faible énergie. L'échelle de croissance de telles cascades est typiquement de 1 millimètre (mm) en 1 micro-seconde (μs). Nous choisissons d'utiliser le terme de *cascade* pour souligner le fait que ce phénomène est très différent des *avalanches* d'électrons Runaway Relativistes (RREA).

II.1.2 Streamers

Un champ électrique plus grand que $E_k \sim 3 \text{ MV/m} \times h$ rend l'air conducteur. Cette conductivité va induire une diminution du champ électrique dans certaines régions, mais une augmentation près de la pointe de la région conductrice. Cela produit ce que l'on appelle un "streamer", c'est-à-dire une décharge autonome, continuellement entretenue par des avalanches produites à côté de sa pointe (où le champ électrique est le plus intense et reste supérieur à E_k). Le streamer avance ainsi avec une vitesse typique de $v_s \sim 10^6 \text{ m/s}$. Le streamer va se propager jusqu'à ce que le champ électrique passe en dessous d'une valeur critique E_{cr} . Pour un streamer chargé négativement, $E_{cr}^- = 1.25 \text{ MV/M}$, et pour un streamer chargé positivement, $E_{cr}^+ = 0.44 \text{ MV/m}$. Le plasma formant le streamer a typiquement une température de 300 K et un courant de 10^{-3} A .

Le champ électrique seuil nécessaire à la production d'un streamer diminue proportionnellement à la densité atmosphérique. L'échelle de longueur de la tête du streamer croît comme le libre parcours moyen, donc proportionnellement à l'inverse la densité de l'air. La densité de charge requise à l'intérieur de la tête du streamer pour le maintenir est donc inversement proportionnelle au carré de la densité de l'air (donc $\propto 1/h^2$). Il est donc d'autant plus facile de produire un streamer que l'altitude est élevée.

II.1.3 Formation d'un éclair lors d'un orage

Le nuage d'orage, également appelé Cumulonimbus, présente une grande extension verticale, démarrant vers 2km d'altitude et pouvant atteindre une hauteur de 8 à 18 km d'altitude. Un vent ascendant, pouvant atteindre des vitesses supérieures à 1 m/s, et appelé "updraft" est présent et va être responsable d'un mécanisme complexe et encore assez mal compris de séparation des charges à l'intérieur du nuage. Une revue sur ces différents mécanismes a été faite par *Yair* (2008), et *Dwyer and Uman* (2014). De manière classique et très simplifiée, le nuage d'orage est décrit par un tripôle : le centre du nuage va se charger négativement (typiquement -40 C), et le haut et le bas vont se charger positivement (typiquement +40 C et +3 C respectivement). Des expériences à bord de ballons ont permis de mesurer un champ électrique typique de 50-100 kV/m, et donc un potentiel électrique total d'environ 100 MV (*Marshall and Stolzenburg*, 2001). On remarquera que ce champ électrique important reste tout de même inférieur à $E_k \sim 430 \text{ kV/m}$ à 15 km d'altitude, qui est normalement nécessaire pour ioniser le milieu et produire des éclairs. La question de savoir comment un éclair peut se déclencher est donc encore assez mal comprise, et nous ne la détaillerons pas ici.

Les éclairs ont bien lieu et ils vont servir à rééquilibrer les charges du nuage. Si ce rééquilibrage s'effectue entre deux zones de charges opposées à l'intérieur du nuage, c'est un éclair intra-nuageux (IC), qui correspond en fait à 89% des éclairs produits lors des orages. Si l'éclair se décharge avec le sol, c'est un éclair nuage-sol ("Cloud-to-Ground" en anglais, ou CG). Cela

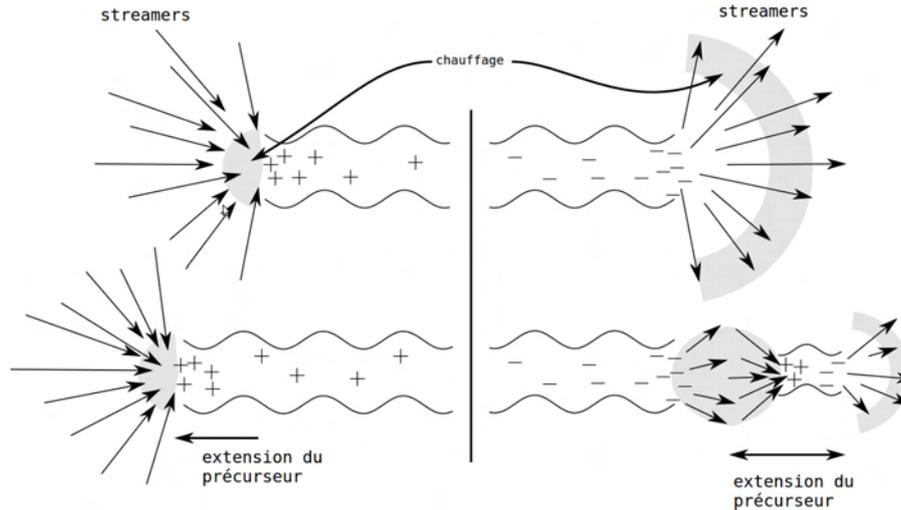


FIGURE II.1 – Adapté de la thèse de B.E. Carlson (2009). Schéma de propagation d'un leader (ou précurseur) positif (à gauche) et d'un leader négatif (à droite). Un leader positif se propage par une extension continue dans la région chauffée (en gris) qui se situe à sa pointe. Les leaders négatifs se propagent de manière discontinue (ou pas-à-pas) par la formation de nouveaux segments dans la région chauffée (qui est éloignée de la pointe) et qui se reconnecte ensuite avec le leader.

correspond à la plupart des éclairs que l'on peut voir depuis le sol, mais à 11% des éclairs produits lors d'un orage.

L'éclair est constitué par un réseau de canaux courts de plasma conducteur appelé *leaders* (ou précurseurs français). Un leader va se développer sur plusieurs kilomètres sur une échelle de temps de ~ 0.5 seconde. Il existe deux types de leaders en fonction du signe de la charge qu'ils portent : les leaders négatifs et les leaders positifs. Les leaders positifs ont une vitesse de propagation relativement constante de l'ordre de 1.5×10^6 m/s et évoluent par réchauffement et ionisation continue créant des cascades d'électrons. Par contre leader négatif va repousser les électrons du milieu, au lieu d'attirer. La zone qui se retrouve chauffée et ionisée n'est pas directement liée au leader, et des cascades se produisent donc plus loin et arrivent à se reconnecter avec le leader. Les leaders négatifs vont donc se propager pas-à-pas, avec une vitesse de $\sim 0.5 \times 10^6$ m/s et une longueur de pas typique de 3 à 50 mètres. Les leaders ont une température de 30 000 K et un courant électrique aux alentours de 10^3 A. Un schéma résumant la méthode d'extension de ces deux types de leaders est présenté en figure II.1. Ce sont ces leaders négatifs qui, dans la théorie du runaway thermique, sont responsables de la production de suffisamment d'électrons graines. Cette théorie est présentée en détail dans Moss *et al.* (2006) et nous la décrirons plus brièvement en section II.5.2.

Un résumé de toutes les échelles caractéristiques des phénomènes introduits ci-dessus est présenté dans le tableau II.1.

II.2 Électrons runaway

Le processus de runaway a été prédit pour la première fois par Wilson (1924). La figure II.2 représente la force de friction que va subir un électron qui interagit avec les atomes des molécules d'air. Ce dernier peut interagir soit avec les électrons d'un atome, soit avec le noyau. Pour les énergies les plus basses de l'électron libre (< 100 eV), la vitesse des électrons atomiques n'est pas

Processus	Streamer (pointe)	Leader : canal
Taille	0.2 mm	6 m (rayon) 1 km (longueur)
Durée	1 μs	2 ms
Charge	$10^{-10}C$	10 C
DDP maximale	10-100 kV	20-50 MV

Processus	Zone de streamers à la tête du leader	Flash coronal
Taille	6 m (rayon) 10-100 m (longueur)	1 cm
Durée	3 μs	30 ns
Charge	10-100 mC	10 mC
DDP maximale	20-50 MV	10 MV

Processus	Éclair	Orage
Taille	500 m	15 km
Durée	quelques centaines de ms	quelques heures
Charge	100 C	200 C
DDP maximale	50 MV	100 MV

Tableau II.1 – Échelles caractéristiques de longueur, de temps, de charge et de potentiel pour différentes composantes d'un orage. Les données sont tirées de (Cooray, 2003; Rakov and Uman, 2003; Moss et al., 2006; Carlson et al., 2009) et (Celestin and Pasko, 2011).

négligeable, l'électron va interagir avec eux et perdre de l'énergie par interaction électrostatique. Pour une énergie supérieure (de l'ordre de 100 eV à 1 MeV) ce sont les collisions électrons-électrons qui dominent et on peut supposer que les électrons atomiques sont fixes et que les effets électrostatiques sont négligeables. Ces deux types de d'interactions correspondent à ce que l'on peut appeler de manière générale la "diffusion inélastique". Aux plus hautes énergies (> 1 MeV), la radiation produite par la décélération de l'électron incident interagissant avec le noyau atomique, c'est-à-dire le Bremsstrahlung (électron-nucléon), domine la perte d'énergie. Une partie beaucoup plus faible de l'énergie est également perdue par Bremsstrahlung électron-électron.

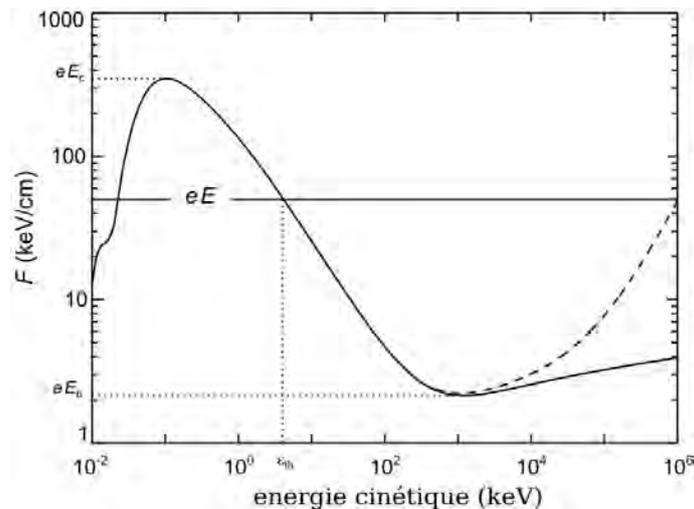


FIGURE II.2 – Adapté de Dwyer et al. (2012). Force de friction moyenne subie par un électron libre se déplaçant dans l'air au niveau de la mer, en fonction de son énergie cinétique. La courbe solide correspond à la diffusion inélastique de l'électron par les molécules d'air et la courbe en tirets indique la perte d'énergie due au Bremsstrahlung. La ligne horizontale montre la force électrique due à un champ électrique de 5×10^6 V/m. Les électrons deviennent runaway pour des énergies cinétiques plus grandes que l'énergie de seuil, $\epsilon > \epsilon_{th}$. E_c est le champ électrique critique pour lequel des électrons thermiques de basse énergie vont faire un runaway, et E_b est le champ électrique dit "break-even", c'est-à-dire le minimal nécessaire pour qu'il y ait la possibilité d'avoir des électrons runaway Calculé à partir de données de l' "International Commission on Radiation Units and Measurements" (1984).

Sur la figure II.2, la droite horizontale correspondent à la force d'accélération due à un champ électrique de 5×10^6 V/m. On peut voir que pour certaines énergies, le gain en énergie due au champ électrique est supérieur à la perte due à la friction de l'air. L'électron va alors gagner de plus en plus d'énergie et donc aller de plus en plus vite : c'est ce que l'on appelle un électron runaway. $E_b = 2.18 \times 10^5 \text{ V/m} \times h$ est le champ électrique minimum pour qu'il y ait la possibilité de produire des électrons runaway. Des simulations ont montré qu'en pratique il n'y aura pas de production d'électrons runaway pour un champ électrique inférieur à $\sim 1.3E_b$ (Dwyer, 2003). Au-dessus du champ électrique $E_c \sim 25 \text{ MV/m} \times h$, tous les électrons du milieu, quelle que soit leur énergie, vont pouvoir entrer en runaway, c'est le runaway froid. Pour un champ électrique donné ($> 1.3E_b$ et $< E_c$), il y a également une énergie minimale ϵ_{th} à partir de laquelle un électron pourra entrer en runaway (elle est de ~ 5 keV pour un champ électrique de

5×10^6 V/m à $z = 0$). Si le champ électrique est inférieur à E_c , les électrons de basses énergies (< 100 eV) ne pourront pas être accélérés à des énergies supérieures à ~ 100 eV. Pour un champ électrique donné, il peut y avoir une énergie maximale à laquelle les électrons seront accélérés. Par exemple un champ électrique de 0.25 MV/m \times h ne pourra pas accélérer des électrons à des énergies supérieures à 20 MeV.

II.3 Avalanche d'électrons runaway relativistes (RREA)

Le processus de RREA a été prédit pour la première fois par *Gurevich et al.* (1992). Tout en étant accélérés par un champ électrique, les électrons runaway vont continuer d'interagir avec les électrons et les noyaux des atomes de l'air : diffusions élastiques et inélastiques, et rayonnement Bremsstrahlung. Les diffusions inélastiques peuvent transférer une énergie assez importante aux électrons cibles pour que ces derniers puissent eux-mêmes entrer en runaway si les conditions présentées dans la section précédente sont satisfaites. Cette multiplication du nombre d'électrons runaway est ce que l'on appelle une Avalanche d'Electrons Runaway Relativistes (RREA).

Plusieurs approches peuvent être suivies pour simuler et étudier les RREA. Premièrement, on a l'approche cinétique. La distribution des vitesses des électrons et de leur énergie, ainsi que leur évolution temporelle, peuvent être étudiées avec la forme relativiste des équations de Boltzmann, en utilisant :

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \left[\frac{(1 - \mu^2)}{p} \frac{\partial f}{\partial \mu} + \mu \frac{\partial f}{\partial p} \right] eE = \frac{\delta_e f}{\delta t} \quad (\text{II.1})$$

Cette équation suppose un champ électrique appliqué uniforme, et considère deux coordonnées de quantité de mouvement : sa valeur p , ainsi que μ (l'angle entre le champ électrique et la direction de la quantité de mouvement de l'électron). f est la fonction de distribution des électrons, m est la masse de l'électron, E est la norme du champ électrique. $\frac{\delta_e f}{\delta t}$ est l'intégrale de collision de Boltzmann, pour les interactions électron/gas, qui peut être réduite à une forme de Fokker-Planck (*Chapman and Cowling*, 1970). Dans cette approche, le système d'équations obtenu est difficile à traiter en pratique, car il faut résoudre un système d'équations différentielles partielles croisées sur plusieurs dimensions. La version la plus aboutie de ce modèle est décrite dans *Roussel-Dupré et al.* (2008).

Une autre approche consiste à supposer que tous les électrons runaway se déplacent dans la direction du champ électrique (on a donc une seule dimension à traiter), et de s'occuper uniquement de leur nombre sans considérer leur spectre d'énergie. Pour cela, on utilise l'équation :

$$\frac{\partial N_R}{\partial t} + v_R \frac{\partial N_R}{\partial z} = \frac{N_R}{\tau_i} + S_o(z) \quad (\text{II.2})$$

N_R est la densité (particules/volume) des électrons runaway relativistes, $v_R \sim c$ est leur vitesse, τ_i est la constante de temps d'ionisation, et S_o est la source locale d'électrons graines relativistes. Cette approche permet de faire des simulations de RREA auto-consistantes, permettant de calculer le courant total produit et l'effet que va avoir la production massive d'électron de l'avalanche sur le courant électrique (*Gurevich et al.*, 2006).

Finalement, une autre approche, la plus populaire, est d'utiliser des simulations Monte-Carlo (MC). Le but est ici de suivre les particules une à une et de tirer aléatoirement les localisations, les différentes interactions possibles et leurs résultats. Les tirages aléatoires se font à partir de distributions de probabilités calculées empiriquement ou théoriquement (en utilisant en particulier l'électro-dynamique quantique). *Lehtinen et al.* (1999) présente le premier

travail utilisant simulations Monte-Carlo pour étudier les RREA, capable de donner des taux d'avalanches corrects. Soit λ l'échelle de longueur de la croissance d'avalanche, τ son échelle de temps, et E la norme du champ électrique. En utilisant les résultats de plusieurs simulations MC de RREA, *Coleman and Dwyer* (2006) ont établi l'ajustement suivant :

$$\lambda(z) = \frac{(7300 \pm 60) \text{ kV}}{E - \frac{n(z)}{n(0)} (276 \pm 4) \text{ kV/m}} \quad (\text{II.3})$$

$$\tau(z) = \frac{(27.3 \pm 0.1) \text{ kV}\mu\text{s/m}}{E - \frac{n(z)}{n(0)} (2767 \pm 2) \text{ kV/m}} \quad (\text{II.4})$$

Cet ajustement est valable uniquement pour un champ électrique $E > 300 \text{ kV/m}$. Définissons $\varepsilon_c = 7300 \text{ kV}$, la coupure d'énergie du RREA. *Celestin et al.* (2012) montre que cette coupure peut être estimée analytiquement par :

$$\varepsilon_c \approx \frac{\nu_a}{c(qE_0 - F_D)} \quad (\text{II.5})$$

Avec un champ électrique appliqué $E_0 = 12.5 \text{ kV/cm}$, une force de friction $F_D \sim 2.8 \text{ keV/cm}$ et une fréquence d'avalanche $\nu_a \sim 39 \mu\text{s}^{-1}$. Le facteur multiplicatif de l'avalanche, M peut être estimé avec :

$$M = \exp\left(\frac{L}{\lambda(E)}\right) \quad (\text{II.6})$$

Au maximum on aura $M_{max} = \exp\left(\frac{U}{7300 \text{ kV}}\right)$. U est le voltage total disponible, typiquement $\sim 100 \text{ MV}$, ce qui donne $M_{max} \sim 10^6$. Il faudrait donc 10^{11} électrons graines pour produire les 10^{17} électrons nécessaire à produire le TGF.

Quand l'altitude augmente, la densité de l'air diminue et donc les électrons vont subir moins de collisions et donc moins de pertes d'énergie par friction. On a $E \propto n(z)/n(0)$ et donc l'échelle de temps varie comme l'échelle d'espace : $\tau \propto \lambda \propto n(0)/n(z)$. La vitesse de propagation d'une avalanche est quasi-constante et proche de celle de la lumière avec $v \approx 2.65 \times 10^8 \text{ m/s} \approx 0.88 c$. Un autre résultat des études Monte-Carlo est la détermination d'un champ électrique seuil $E_t = 286 \text{ kV/m}$ à partir duquel le RREA peut se produire (au niveau du sol). Une des limites de l'approche Monte-Carlo est le fait qu'il est actuellement impossible de calculer (tout en gardant une approche Monte-Carlo) l'effet que va avoir la production massive d'électrons sur le champ électrique supposé initialement (d'autant plus si l'on prend en compte le feedback relativiste, voir section suivante). *Celestin et al.* (2012) donne une estimation du temps caractéristique de cet effet. En faisant varier ce temps de décharge dans différentes simulations et en regardant laquelle correspond le mieux aux données², le temps pendant lequel se maintient un champ électrique suffisant est estimé à $\sim 30 \text{ ns}$.

La longueur caractéristique de l'avalanche en fonction du champ électrique appliqué est estimable par les différents modèles de RREA discutés ci-dessus. En figure II.3, nous présentons un extrait de la revue de *Dwyer et al.* (2012), qui compare les longueurs caractéristiques d'avalanches de différents modèles (le modèle de l'équation (II.3) est tracé avec la courbe noire). On peut voir que tous les modèles sont en très bon accord. On peut ainsi considérer que ce phénomène de RREA est relativement bien compris.

2. Les données utilisées dans ce cas sont le spectre cumulatif d'AGILE présentant la queue jusqu'à $\sim 100 \text{ MeV}$.

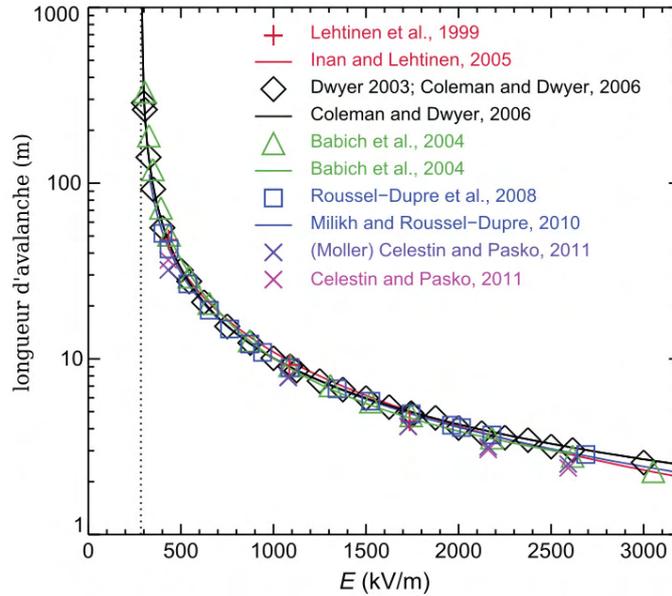


FIGURE II.3 – Figure reproduite de Dwyer et al. (2012). Calculs de longueurs d'avalanches (formes géométriques) et ajustements (courbes solides) en fonction du champ électrique au niveau de la mer, par différents modèles. La ligne verticale en pointillé est le champ électrique seuil des RREA. La courbe noire correspond au tracé de l'équation (II.3).

II.4 Les rayons cosmiques comme graines des TGF ?

Les rayons cosmiques sont des particules (principalement des protons) émises continuellement, qui arrivent depuis l'espace de manière uniforme sur Terre (que ce soit en temps, en espace ou en direction). Ce sont les particules les plus énergétiques jamais observées (jusqu'à 10^{20} eV). Leur origine est assez méconnue, mais elle est probablement liée aux Noyaux Actifs de Galaxies et leurs énergies importantes semblent nécessiter un mécanisme d'accélération inter-galactique encore assez flou. La distribution de rayons cosmiques est présentée en figure II.4, reproduite du livre de (Friedlander, 1989). Cette dernière présente grossièrement une loi de puissance de pente -3, qui change légèrement vers $10^{15.5}$ eV (le "genou") et 10^{19} eV (la "cheville"). Les rayons cosmiques de basses énergies ($\lesssim 10^9 - 10^{10}$ eV) sont déviés par le champ magnétique de la Terre et ne sont donc pas détectés aux altitudes qui nous intéressent (c'est ce que l'on appelle la coupure géomagnétique). Concernant les rayons cosmiques de plus hautes énergies, des revues relativement complètes ont été réalisées, notamment Sokolsky (1989) et Nagano and Watson (2000). Les rayons cosmiques qui ont assez d'énergie pour atteindre la Terre entrent en collision avec les atomes de son atmosphère et produisent des gerbes hadroniques. La plupart des particules secondaires produites par la collision des protons avec l'air sont des photons, des électrons, des positrons, ainsi que des muons. On a donc naturellement pensé à cette source d'électrons énergétique pour expliquer les graines des TGF.

Un travail détaillé sur le sujet a été effectué par B.E. Carlson et al. au cours de sa thèse (Carlson, 2009). Il a utilisé le code AIRES, développé par Sergio Sciutto, à l'Université Nationale de La Plata, en Argentine. C'est un code Monte-Carlo spécialement développé pour simuler les cascades de rayons cosmiques dans l'air (Sciutto, 1999). Carlson a pu ainsi montrer que le flux maximal de production d'électrons graines (susceptibles d'être à l'origine d'un TGF) par les rayons cosmiques se situe aux alentours de 15 km, avec un flux qui peut fluctuer de plusieurs

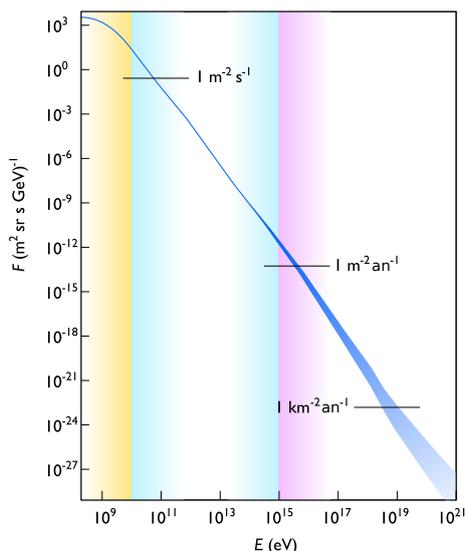


FIGURE II.4 – Adapté de (Friedlander, 1989). Distribution des rayons cosmiques en fonction de leur énergie. Les flux par unité de surface et de temps sont également donnés.

ordres de grandeur, se situant ainsi entre 10^3 et 10^5 électrons/m²/s. Carlson en a conclu que les rayons cosmiques peuvent produire au maximum une population graine de 10^7 électrons énergétiques, dans une zone sphérique typique de 300 m de rayon, et pendant une échelle de temps caractéristique de 1 μ s, durant laquelle pourrait se maintenir un potentiel électrique suffisant lors d'un orage. Or, on a vu que pour produire un TGF observable, il faudrait $\sim 10^{11}$ électrons graines dans cet intervalle de temps et d'espace. On peut également mentionner qu'une partie plus faible d'électrons graines peut également être produite par la radioactivité naturelle terrestre. Les rayons cosmiques ne suffisent donc pas à eux seuls à expliquer les TGF. Une autre étude présentée dans Dwyer (2008) en arrive à des conclusions similaires.

Pour pouvoir expliquer la production des TGF, il est donc nécessaire de rajouter au moins un mécanisme supplémentaire. La littérature propose deux solutions viables que sont la théorie du *feedback relativiste* et la théorie du *runaway froid*. Nous présentons brièvement ces deux théories dans la section suivante.

II.5 Théories de production des TGF

II.5.1 Le "feedback relativiste"

En plus de ce qui a été décrit en section II.3, deux phénomènes peuvent également se produire lors d'une RREA. Les électrons vont pouvoir émettre du rayonnement bremsstrahlung dont une partie va être diffusée en arrière et produire encore d'autres RREA. D'autres photons bremsstrahlung peuvent produire des paires électron/positron, et les positrons vont se propager en direction contraire à celle des électrons, et ainsi pouvoir créer encore plus de RREA en diffusant sur les électrons du milieu. Cela va permettre d'accroître d'autant plus le facteur multiplicatif du nombre d'électrons.

Ce phénomène doit être présent, de manière plus ou moins importante, quel que soit le modèle utilisé. Cependant, les travaux de Dwyer suggèrent qu'il est en fait suffisamment important pour que les électrons graines dus aux rayons cosmiques (et à la radioactivité naturelle) puissent

être multipliés d'un facteur de l'ordre de $\sim 10^{10}$ et permet donc de s'affranchir de la production des électrons graines par le mécanisme de runaway froid (présenté en section suivante). Pour avoir lieu de manière importante, le feedback nécessite des différences de potentiel relativement importantes (>100 MV) sur une grande échelle (~ 1 km).

Cette théorie est présentée en détail dans *Dwyer (2012)*. Dwyer y définit un *facteur de feedback* γ comme le rapport des populations d'électrons runaway d'un cycle de feedback à un autre (c'est-à-dire d'une génération d'avalanches à une autre). Un exemple concret est montré dans *Dwyer (2012)*. Initialement, il dispose simplement deux zones de charges opposées ($\pm 36.5C$), de tailles gaussiennes, avec des écarts types de 800×1000 mètres, et situées à 10 et 15 km d'altitude. Le facteur de feedback γ vaut 0.2 initialement. Un éclair est ensuite initié à 11.3 km d'altitude, avec une vitesse de propagation de 5×10^5 m/s. Ces conditions initiales sont choisies de manière raisonnable et compatibles avec les observations. Au moment où l'éclair initial est produit, le champ électrique à grande échelle vaut 9.2×10^4 V/m. Ce champ va ensuite suivre l'évolution présentée en figure II.5.a). La courbe noire indique le champ électrique initial, la courbe verte correspond au moment où γ dépasse 1, la courbe violette correspond au moment où le flux de rayons gamma est maximal, et la courbe rouge correspond au moment où il n'y a plus de production de rayons gamma. Quand la décharge s'effectue, il faut attendre plusieurs cycles de feedback pour que le flux d'électrons runaway atteigne une valeur suffisante pour produire un TGF observable. L'initiation de la décharge ne se produit donc pas en même temps que le TGF, mais quelques centaines de microsecondes avant. La figure II.5.b) représente le flux de rayons gamma en fonction du temps. Le flux de rayons gamma vu depuis l'espace ne correspond en fait qu'à la partie la plus élevée de la courbe. La figure II.5.c) nous donne le facteur de feedback en fonction du temps. Quand l'ionisation due à la production massive d'électrons devient trop importante, le champ électrique dans le nuage (en particulier dans la zone où se situent les graines) va être fortement réduit, ramenant ainsi le facteur de feedback en-dessous de 1, et la pulsation de rayons gamma s'arrête. Dwyer appelle cela un "claquage relativiste" ("relativistic breakdown"). Même si la valeur maximale du champ électrique continue de croître après la fin de la pulsation de rayons gamma, la différence de potentiel au-devant de l'éclair n'est pas suffisante pour causer un autre TGF. Toujours pour cet exemple, le nombre d'électrons runaway créés est de 0.82×10^{17} , la puissance produite est de 2.7×10^{12} W au maximum de production, et le TGF produit une énergie totale aux alentours de 20 kJ.

Dwyer (2012) montre également que, dans d'autres configurations de charges initiales, on peut produire des pulsations multiples de photons gamma. Il montre que l'on peut ainsi obtenir, sans problème, une série de deux pulsations ou plus, séparées chacune de quelques millisecondes, similaires aux pulsations multiples observées par BATSE (voir figure I.1) et Fermi. En effet, le processus de feedback relativiste peut produire une décharge auto-entretenu, similaire à un streamer positif, appelé le *Streamer du Feedback Relativiste (RFS)*, mais avec une taille d'une centaine de mètres. Ce dernier se propage pas à pas, à cause de la présence de deux échelles de temps, correspondant aux temps de décharges dus aux électrons de basses énergie et aux ions. Les électrons de basse énergie produisent une conductivité importante, mais s'attachent rapidement (en quelques μs) aux atomes, et vont avoir tendance à diminuer le champ électrique, jusqu'à ce qu'il passe en dessous du seuil pour lequel le feedback peut se produire. D'un autre côté, les ions produisent une conductivité moindre, mais restent présents plus longtemps et peuvent s'accumuler derrière le RFS. Cependant, pendant que les ions déchargent la zone derrière le RFS, le champ électrique dans la région des avalanches (proche de la tête) est amplifié petit à petit, et il peut ainsi devenir assez important pour que γ dépasse 1 une nouvelle fois. Tout le processus se répète donc, produisant une autre pulsation de rayons gamma, puis la décharge due aux électrons de basse énergie, et ainsi de suite, produisant une multitude de pulsations gamma. Si les ions n'étaient pas pris en compte, le RFS arrêterait de se propager

après la première pulsation de photons gamma.

On peut noter que cette théorie peut produire des TGF avec des courbes de lumière ayant des temps de montée allant de quelques dizaines de μs à $1 ms$. Plus γ atteint une valeur élevée, et plus le flux de rayons gamma est produit rapidement. De plus, quelle que soit la durée du temps de montée, les pulsations de rayons gamma produites sont toutes relativement symétriques (i.e. temps de montée \sim temps de descente). Dwyer ne présente pas des spectres d'énergie produits, mais ils doivent en principe bien reproduire le spectre standard, la reproduction du spectre d'AGILE avec des énergies allant jusqu'à 100 MeV étant donc exclue pour cette théorie. La distribution angulaire des photons produits n'est pas présentée.

Finalement, on peut remarquer que, comme les décharges de feedback relativiste n'ont pas besoin d'un leader chaud pour se produire, elles vont émettre peu ou pas de lumière visible, mais un signal radio intense du aux courants importants produits. C'est ce qui est appelé le "dark lightning".

II.5.2 Le runaway froid

Dans la théorie du runaway froid, on suppose qu'il peut y avoir localement (sur une échelle typique de quelques millimètres) à un instant donné du développement de l'éclair, un champ électrique assez fort (au moins $20 MV/m \times h$) pour pouvoir accélérer une population d'électrons thermiques (à priori présente dans le milieu) à une énergie supérieure à $\sim 50 keV$, leur permettant de "franchir la bosse" dans la courbe de friction d'un électron dans l'air (présentée en figure II.2). Ce mécanisme doit permettre de produire une population graine d'électrons suffisante pouvant, après amplification par le champ électrique à grande échelle du nuage d'orage, produire un TGF observable par émission bremsstrahlung. Contrairement au feedback relativiste, la population d'électrons graines dus aux rayons cosmiques est négligeable ici. Dans cette partie, nous allons donc décrire la physique de la formation des éclairs et des orages. Un résumé de toutes les échelles caractéristiques des phénomènes introduits ci-après est présenté sur le tableau II.1.

Le mécanisme de production d'électrons graines par runaway froid est présenté en détails dans *Moss et al.* (2006). Lors d'un orage, au cours d'une décharge électrique, chaque leader présente à sa tête une zone avec de nombreux streamers. La tête d'un leader émet environ 10^9 streamers par seconde, 10^5 streamers sont présents à tout moment, et le champ électrique peut atteindre $1.5 E_k$. La zone des streamers d'un leader négatif fait environ 10 mètres. Le leader peut porter une grosse partie du potentiel total du nuage (10-100 MV), et approximativement la moitié de cette différence de potentiel se trouve dans la zone des streamers du leader. Le champ électrique présent dans les zones de streamers d'un leader positif est $E_{cr}^+ = 440 kV/m \times h$, et $E_{cr}^- = 1250 kV/m \times h$ pour un leader négatif. Ces champs électriques sont assez grand pour produire des RREA (dont le seuil est de $E_t \sim 236 kV/cm \times h$), mais trop faible pour produire le runaway thermique (dont le seuil est $E_c \sim 26 MV/m \times h$). Cependant, comme la longueur d'avalanche d'une RREA est d'environ 50 mètres, la multiplication d'électrons graine déjà présents (rayons cosmiques ou radioactivité naturelle) est négligeable dans cette zone.

Lors de la propagation d'un leader négatif, dans la phase de reconnexion, une différence de potentiel est induite à une vitesse proche de celle de la lumière. La hausse rapide du potentiel lors de la reconnexion produit ce que l'on appelle un flash négatif de la couronne, qui semble responsable de la production d'électrons avec des énergies aux alentours de 100 keV ou plus, pouvant donc servir de graines aux TGF. Des calculs analytiques et des simulations Monte-Carlo permettent d'estimer que le flux d'électrons graines produits par ce phénomène est de 10^{18} électrons/seconde, donc 10^{12} produits pendant un pas de propagation d'un leader négatif, qui dure environ 1 ms (*Carlson et al.*, 2009). Des recherches expérimentales semblent d'ailleurs en accord avec ce point. Dans *Dwyer et al.* (2005), des émissions de rayons X de quelques

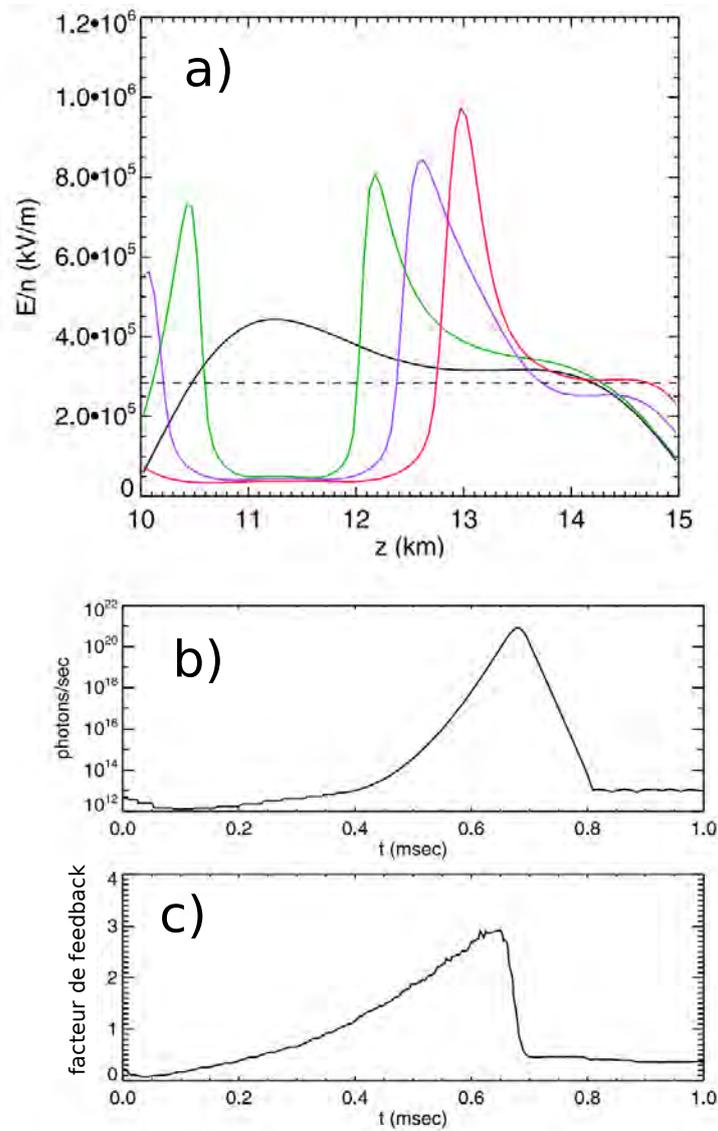


FIGURE II.5 – Adapté de (Dwyer, 2012). **a)** Champ électrique en fonction de l'altitude, chaque couleur correspond à un instant différent. En noir, à l'instant initial, en vert au moment γ dépasse 1, en violet au moment où le flux de rayons gamma est maximal et en rouge au moment où l'émission de rayons gamma se stabilise. **b)** Flux des rayons gamma produits en fonction du temps. **c)** Facteur de feedback γ en fonction du temps.

centaines de keV sont observées, en corrélation avec le développement d'un pas d'un leader négatif. Des expériences en laboratoire, permettant de générer des streamers et des étincelles³, font également part d'observations de particules produites avec des énergies aux alentours de 100 keV (*Nguyen et al.*, 2008) (*Dwyer et al.*, 2008a). L'article de *Cooray et al.* (2009) explique théoriquement ces émissions de particules énergétiques par la rencontre entre un streamer positif et un streamer négatif, et (*Kochkin et al.*, 2012) semble vérifier ce résultat expérimentalement en utilisant des scintillateurs couplés à un système d'imagerie ultra-rapide⁴. Néanmoins, ce résultat semble difficile à reproduire avec des simulations numériques (*Ihaddadene and Celestin*, 2014). Les électrons graines ainsi produits se trouvent ensuite dans le champ électrique de l'éclair, où le potentiel disponible est suffisant pour les accélérer aux énergies requises (~ 20 MeV) et les multiplier par RREA⁵. Il devient ainsi possible d'atteindre les 10^{17} électrons énergétiques nécessaires pour produire un TGF observable.

Carlson et al. (2010), *Celestin et al.* (2012) et *Chanrion et al.* (2014) présentent des modèles de production de TGF reprenant cette idée. En figure II.6, nous présentons les résultats du modèle de *Carlson et al.* (2010). Contrairement au modèle de Dwyer, la distribution angulaire initiale des photons est donnée, et est approximativement ajustée par une gaussienne avec $\sigma \approx 35^\circ$. Le spectre en énergie qui est produit est en accord avec le spectre standard de bremsstrahlung observé. Il est intéressant de noter que le modèle de *Celestin et al.* (2012) est en plus capable de reproduire le spectre de TGF cumulatif d'AGILE (allant jusqu'à 100 MeV), à condition d'utiliser des potentiels électriques très intenses (~ 350 MeV). Les pulsations de rayons gamma produites par ces modèles sont très courtes (typiquement entre 30 ns et 1 μ s), comparé aux TGF observés (typiquement 300 μ s). Cela peut cependant s'expliquer par trois effets. Premièrement, il n'est pas exclu qu'un TGF observé soit en fait constitué de plusieurs pulsations de rayons gamma produites par ce mécanisme. Deuxièmement, les multiples interactions que subissent les photons entre leur lieu d'émission et de détection par le satellite (la diffusion Compton en particulier) vont avoir tendance à élargir la distribution temporelle⁶. Troisièmement, on peut aussi mentionner les effets de temps mort des détecteurs qui peuvent induire une surestimation des durées des TGF dans les données mesurées.

II.6 Modélisation des émissions radio

Comme on l'a vu au premier chapitre, les observations d'émissions radio associées aux TGF ont déjà permis des contributions importantes. Ces émissions radio doivent être, en principe, différentes de celles qui sont produites par la foudre seule, car elles sont induites par les courants électriques générés par les ions et des électrons de basse énergie produits pendant le processus de RREA. La modélisation numérique des émissions radio dues aux TGF doit pouvoir permettre de tester les différentes théories de production des TGF, car ces dernières diffèrent suffisamment dans leurs mécanismes de production pour donner des signaux radio discernables.

Dwyer and Cummer (2013) présentent en détail un modèle d'émissions radio dues aux TGF. La théorie développée dans cet article est très complexe si l'on veut la décrire en détail. Pour faire simple, la méthode de *Dwyer and Cummer* (2013) démarre de pulsations gaussiennes d'électrons

3. Les étincelles ressemblent à des leaders, mais à plus petite échelle. Le lien entre les deux, i.e. comment il est possible de passer d'étincelles à leader, est encore assez mal expliqué.

4. Capable de produire des images espacées de quelques dizaines de nano-secondes

5. Sans nécessairement exclure un feedback, mais beaucoup moins présent que dans la théorie du feedback relativiste.

6. On remarquera également qu'à cause de la section efficace de la diffusion Compton, les photons les plus énergétiques (>300 keV) seront peu sensibles à cet effet.

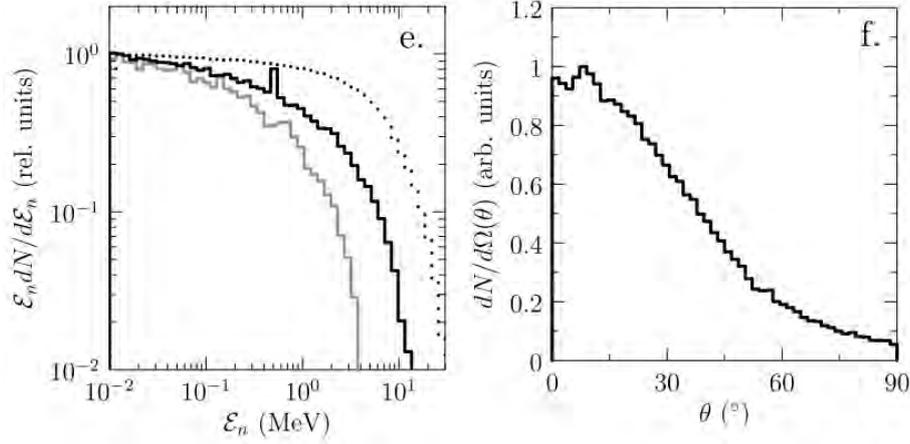


FIGURE II.6 – Repris de Carlson et al. (2010). *e.* Spectre en énergie, pour différents temps d’injection d’électrons produits par runaway thermique (1 μ s en gris et 3 μ s en noir). *f.* distribution angulaire zénithale initiale typique des photons.

graines, caractérisées par un nombre de pulsations N_p et une durée caractérisée par σ_s . Pour les théories de runaway froid, on a $N_p \leq 10000$ et pour le feedback relativiste on a $N_p = 10^{13}$. Le paramètre σ_s vaut 1 μ s dans tous les cas. Ces électrons graines subissent ensuite une accélération et une multiplication par RREA (dont l’extension verticale κ est également paramétrisée) en utilisant un modèle de transport classique utilisant des équations différentielles. Les courants dus aux ions et aux électrons de basse énergie produits sont ensuite estimés, puis la norme du champ magnétique B et sa dérivée temporelle⁷ dB/ds en sont déduites. Cette dernière étape est assez complexe et nous propose d’utiliser, entre autres, des convolutions, des transformées de Fourier, des fonctions de Green, ainsi que l’équation de Jefimenko. La réponse du récepteur radio utilisé est également modélisée et prise en compte dans la production du signal final.

Un résultat important qui se dégage des équations développées dans ce modèle indique que les TGF les plus courts devraient être plus faciles à détecter (en radio) que les TGF les plus longs, car l’amplitude de la pulsation radio est approximativement proportionnelle à l’inverse du carré de la durée du TGF. En figure II.7, est présenté un extrait de *Dwyer and Cummer* (2013), où sont comparées des mesures radios réelles (en noir) avec le modèle développé cet article (en rouge). Les deux colonnes correspondent à deux TGF qui ont été détectés par Fermi et dont le timing et la position ont pu être corrélées à des observations radio obtenues par le Duke LF sensor situé à Florida Tech. Les trois premières lignes (A, B et C) correspondent à des modèles de runaway froid avec différentes valeurs de N_p , σ_s et κ . La quatrième ligne (D) correspond à l’utilisation du modèle du feedback relativiste.

Seul le modèle de runaway froid de type C, ainsi que le modèle de feedback relativiste, semblent capables de reproduire décemment le signal radio réel. Les modèles de runaway froid avec $N_p \lesssim 10000$ semblent donc exclus. Le feedback relativiste a du mal à reproduire les pulsations hautes fréquences observées, mais reproduit relativement bien la partie basse fréquence. Le modèle de runaway froid de type C a, quant à lui, tendance à surestimer les hautes fréquences.

Il est important de préciser que, pendant ce temps, ce travail a été fait unilatéralement par l’équipe responsable de la théorie du feedback relativiste et est donc sujet à controverse.

7. Le récepteur radio utilisé dans cette étude (le Duke LF sensor situé à Florida Tec.) a une réponse sensible à dB/dt de 0 à 100 kHz et à B de 100 à 200 kHz.

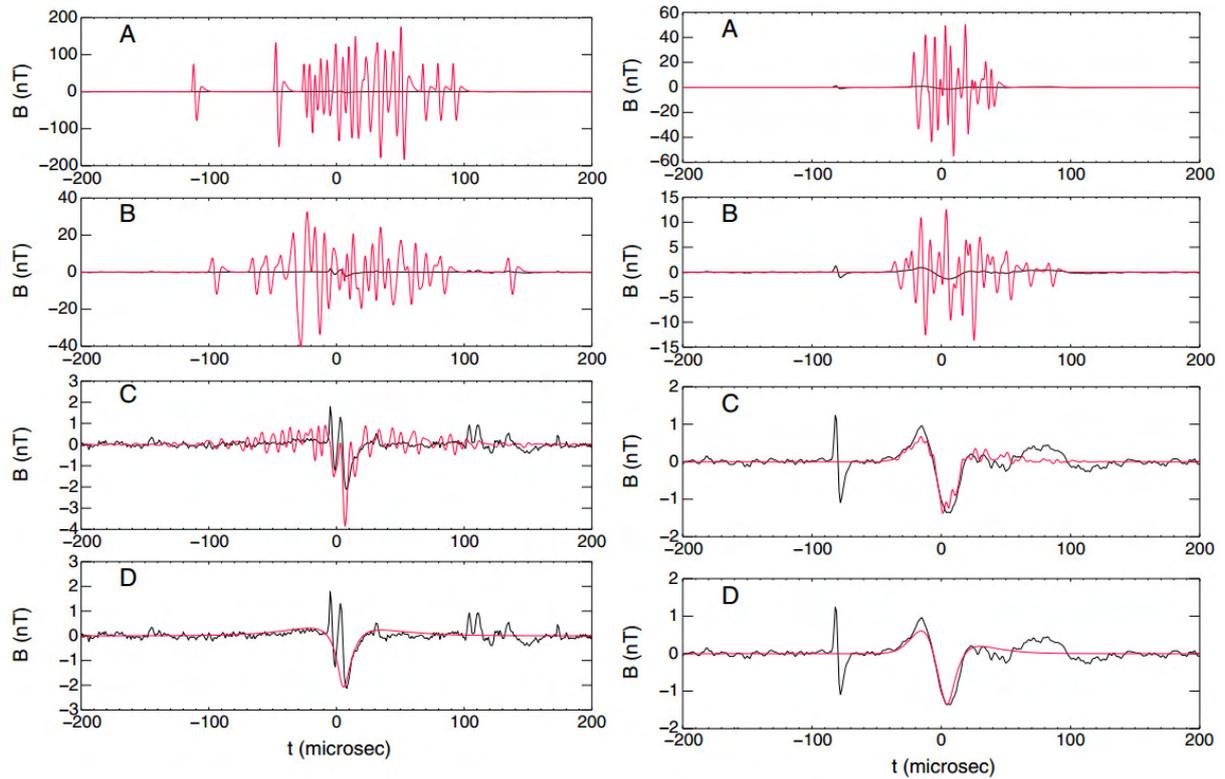


FIGURE II.7 – Repris de Dwyer and Cummer (2013). Les deux colonnes correspondent à deux TGF détectés par Fermi, dont la correspondance avec des détections radio au sol a pu être établie. Les détections radios réelles obtenues (en noir) sont comparées aux résultats de simulations (en rouge) du modèle présenté dans Dwyer and Cummer (2013). Les cas A, B et C correspondent à différents modèles de TGF de type runaway froid avec différents paramètres. Les cas D correspondent au feedback relativiste.

II.7 Résumé et conclusions

Pour produire un TGF observable, il faut dans un premier temps disposer d'une population suffisante ($\gtrsim 10^{10}$) d'électrons *graines*, présents dans le milieu avec des énergies suffisantes (>50 keV) pour que l'accélération qu'ils subissent par un fort champ électrique soit supérieure à la friction de l'air. Quand cela se produit, on dit que ce sont des électrons *runaway*. Ces électrons peuvent également collisionner avec d'autres électrons du milieu, et leur donner assez d'énergie pour qu'ils puissent, eux aussi, entrer en runaway, et ainsi produire un RREA. Une quantité importante d'électrons graines peuvent être produites par les rayons cosmiques, mais ne suffisent pas, couplés avec le mécanisme de RREA seul, à produire assez d'électrons énergétiques pour obtenir un TGF observable produit par rayonnement de freinage (bremsstrahlung). A l'heure où ce manuscrit est écrit, deux solutions différentes sont proposées : le *feedback relativiste* et le *runaway froid*.

À l'intérieur des nuages d'orage, une séparation de charges se produit par un mécanisme complexe et encore assez mal compris. Quand la différence de potentiel devient trop importante, un ou plusieurs éclairs se produisent pour rééquilibrer les charges dans le système. Un éclair est constitué de canaux d'ionisation appelés *leaders*, et le bout de ces leaders est constitué d'une zone où sont présents de nombreux *streamers*. La Théorie du runaway froid propose qu'à un moment donné dans le développement de cet éclair, il y a un champ électrique localisé et assez intense capable de produire suffisamment d'électrons graines qui peuvent ensuite subir un RREA avec le champ électrique du leader. Dans la théorie du feedback relativiste, c'est un champ électrique important à plus grande échelle qui va être responsable, en plus du RREA, d'une multiplication encore plus importante des électrons graines par effets de retour (feedback) des rayons X et des positrons.

Ces deux mécanismes sources sont, en principe, assez différents pour être responsables de signaux radio bien discernables. Ces derniers ont pu être modélisés numériquement et comparés à des observations réelles. Ces comparaisons semblent indiquer que seules la théorie du feedback relativiste, ou une théorie de runaway froid (avec au moins 10000 pulsations de $1 \mu\text{s}$, et de durées de $100 \mu\text{s}$, ainsi qu'une extension verticale de la zone de RREA aux alentours de 220 m) semblent capables de reproduire décemment les observations radio.

Chapitre III

La Mission TARANIS

TARANIS (Tool for the Analysis of RAdiation from lightNING and Sprites) est un micro-satellite de la filière MYRIADE du CNES (Centre national d'Etudes Spatiales), destiné à l'étude des phénomènes transitoires liés aux orages, en ce qui concerne en particulier les événements lumineux transitoire (TLE), ainsi que les flash gamma terrestres (TGF), présentés aux chapitres I et II. La mission est essentiellement Française, avec quelques contributions étrangères.

La responsabilité scientifique de la mission est assumée par le PI, Jean-Louis Pinçon (CNRS/LPC2E), qui préside le comité scientifique des expérimentateurs (Experimenters Board). Il est secondé par Elisabeth Blanc (CEA/DASE) en tant que Co-PI scientifique. Le LPC2E assure la maîtrise d'œuvre du développement de la charge utile scientifique et d'une partie du Centre de Mission Scientifique TARANIS. Les responsable CNES du projet TARANIS est Christophe Bastien-Thiry.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les objectifs scientifiques de la mission, les caractéristiques générales du satellite, son instrumentation. Finalement, nous proposerons une estimation des taux de détection et des flux de particules à attendre de l'instrument XGRE, compte tenu des connaissances actuelles sur les TGF.

III.1 Objectifs scientifiques

Les objectifs scientifiques principaux de TARANIS sont au nombre de trois :

- Comprendre les liens entre les TLE, les TGF et les conditions de l'environnement (activité orageuse, activité géomagnétique, couplage atmosphère/ionosphère)
- Identifier toutes les signatures (beams d'électrons, champ électromagnétiques et électrostatiques) associées à ces phénomènes et fournir de nouvelles informations pour tester les différents mécanismes de génération possibles
- Fournir de nouvelles informations pour la modélisation des effets des TLE et TGF sur la physico-chimie de la haute atmosphère terrestre.

III.2 Caractéristiques générales

Le satellite TARANIS a une durée de vie nominale de deux ans, avec un objectif de 4 ans. Il volera sur une orbite polaire héliosynchrone quasi-circulaire à une altitude de 700 km, avec une inclinaison de 98° . Le temps local sera (noeud ascendant ou descendant) entre 22H30 et 2H00

Vers la Terre

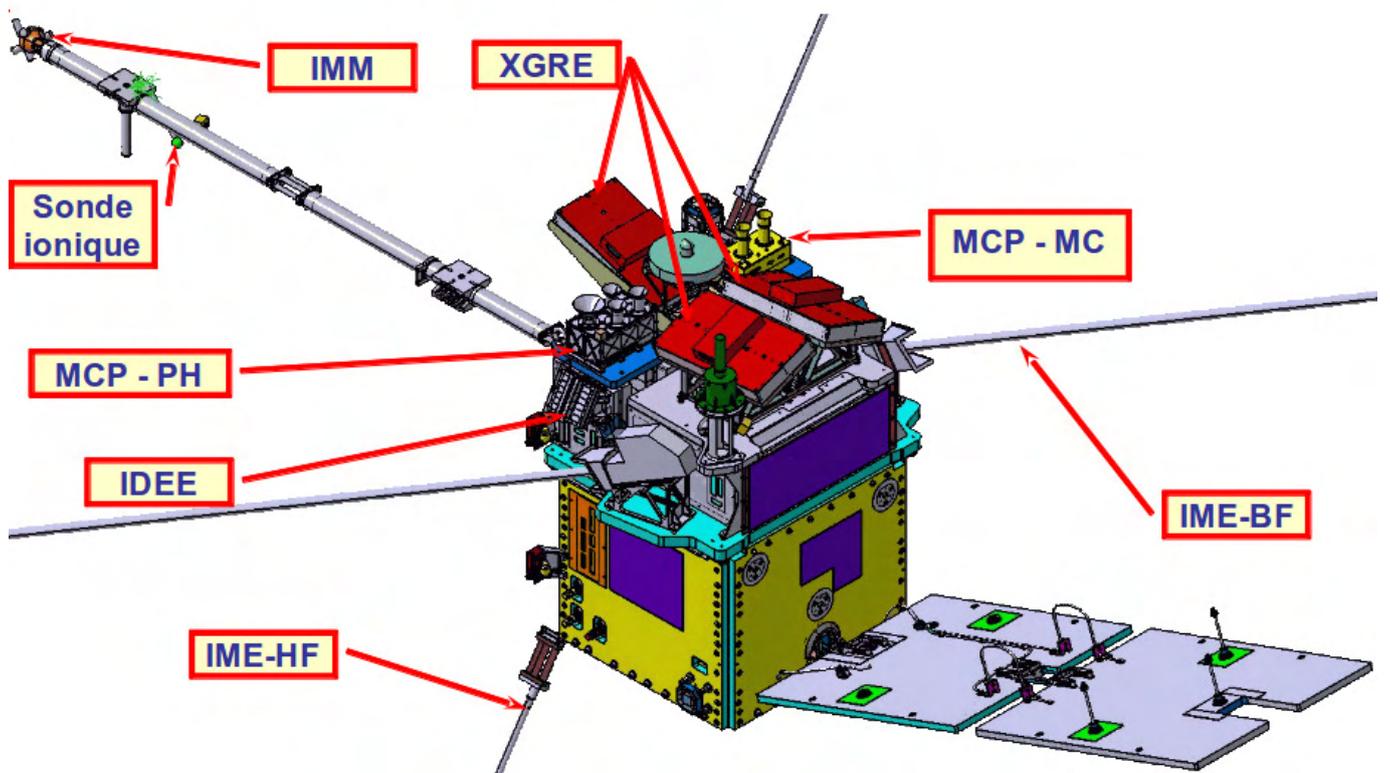


FIGURE III.1 – Configuration instrumentale de TARANIS. Remarque : un seul des deux détecteurs IDEE est visible sous cet angle.

pendant la durée de la mission¹. La dérive de temps local doit être assez petite pour assurer une compatibilité temporelle des données en cas de mission de longue durée. Le satellite (avec les antennes non-déployées) fait environ 1 m³ de diamètre, et pèse environ 200 kg. Le lancement est prévu en 2018 depuis Kourou, en Guyane Française.

III.3 Charge utile

Le satellite TARANIS possède six instruments scientifiques permettant l'étude des phénomènes lumineux transitoires dans plusieurs domaines : photons X/gamma, électrons, photons optiques, ainsi que des mesures du champ électrique et du champ magnétique. La disposition de ces instruments sur le satellite est présentée en figure III.1. La charge utile comprend également MEXIC (Multi EXperiment Interface Controller), qui peut être considéré comme un instrument. C'est un ensemble de 2 boîtiers électroniques comprenant les huit analyseurs associés aux instruments, assurant l'alimentation électrique des instruments, la gestion des modes de la charge utile et l'interface avec la mémoire de masse et le calculateur plateforme. MEXIC assure aussi la synchronisation des instruments scientifiques à partir des détections d'événements par les photomètres.

III.3.1 XGRE

— **PI** : F. Lebrun (APC), P.L. Blelly (IRAP)

XGRE (X-ray, Gamma-ray and Relativistic Electron experiment) est un instrument composé de trois détecteurs. Chaque détecteur est constitué d'un scintillateur de cristal LaBr₃ en sandwich entre deux scintillateurs plastiques BC-408. Une vue en coupe d'un détecteur XGRE est présentée en figure III.2. Le LaBr₃ est principalement sensible aux photons X et gamma dont il mesurera l'énergie entre 20 keV et 10 MeV. Le BC-408 est sensible aux électrons/positrons dont il mesurera l'énergie entre 1 MeV et 10 MeV. Le dispositif en sandwich permet de dissocier les détections photons/leptons tout en conservant la possibilité de mesures simultanées. La résolution minimale atteint un record de 300 ns, grâce à une électronique très rapide, qui devrait permettre d'éliminer les effets de temps mort observés sur les autres satellites. Les effets d'empilement ("pile-up") seront également minimisés par la nature du scintillateur utilisé et la conception des capteurs. Par ailleurs l'électronique à bord est dimensionnée pour éviter la saturation du comptage lors de TGF intenses. La surface de détection totale est d'environ 800 cm². La disposition spatiale des trois détecteurs (environ 20° d'inclinaison entre chaque détecteur, voir figure III.1) doit permettre d'estimer la direction d'arrivée des photons.

III.3.2 IDEE

— **PI** : J.A. Sauvaud (IRAP)

IDEE (Instrument Détecteurs d'Electrons Energétiques) est constitué de deux détecteurs d'électrons pour des énergies entre 60 keV et 5 MeV. Chaque détecteur est constitué de 5 cellules de Si et 64 cellules de CdTe. La disposition des cellules permet de mesurer, par coïncidence entre les Si et les CdTe, l'angle d'attaque des électrons détectés, et ceci avec une résolution de 35°. Le champ de vue est de 150x40° entre 60 et 500 keV, et de 150x150° entre 500 keV et 5 MeV. Un

1. Cela correspond en fait à un compromis entre une période optimale pour la détection de sprites (autour de 2H-3H), et les opportunités de lancement

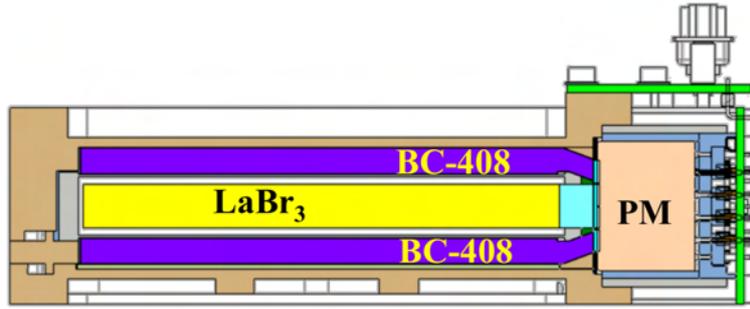


FIGURE III.2 – Vue en coupe d’un instrument XGRE. On peut voir le sandwich de scintillateur cristal LaBr_3 entre les deux scintillateurs plastiques BC-408, le tout relié à des photomultiplicateurs.

des deux détecteurs est pointé à 30° du nadir, et l’autre à 30° du zénith. La géométrie des deux détecteurs est présentée en figure III.3. La résolution temporelle est inférieure à 2 millisecondes.

III.3.3 MCP

— **PI** : T. Farges (CEA)

MCP est constitué de Micro-Caméras (MCP-MC) et de Photomètres (MCP-PH). Les caméras permettent de faire des images des TLE et des éclairs, et les photomètres sont utilisés pour mesurer des variations temporelles rapides, ainsi que le flux de photons.

MCP-MC dispose de deux caméras, une pour les éclairs (bande spectrale de 600 à 900 nm) et une pour les TLE (bande spectrale de 762 ± 5 nm). Les deux ont une cadence de 10 images/s, une résolution 512×512 pixels, et peuvent observer une zone de 500 km avec une résolution de 1 km.

MCP-PH est constitué par 4 photomètres dans les bandes spectrales : 150-280 nm, 337 ± 5 nm, 762 ± 5 nm et 600-900 nm. Le disque d’observation est d’environ 276 km pour les trois premiers, et d’environ 700 km pour le quatrième. La résolution temporelle est de $50 \mu\text{s}$.

III.3.4 IME-BF

— **PI** : E. Seran (LATMOS)

— **Contribution** : Goddard Space Flight Center (USA)

IME-BF (Instrument de Mesure du champ Électrique Basse Fréquence) va permettre de mesurer le champ électrique dans les bandes ULF, ELF, VLF, LF et MF, soit de DC jusqu’à 1 MHz. La fréquence d’échantillonnage dans les bandes ELF/VLF/LF est de 50 kHz. La fréquence d’échantillonnage dans les bandes LF/MF est de 2 Mhz. La sensibilité est de $126 \text{ nV} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ à 100 Hz, et $40 \text{ nV} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ à 10 kHz. Cet instrument dispose également d’une sonde ionique pour mesurer la température et la densité du plasma.

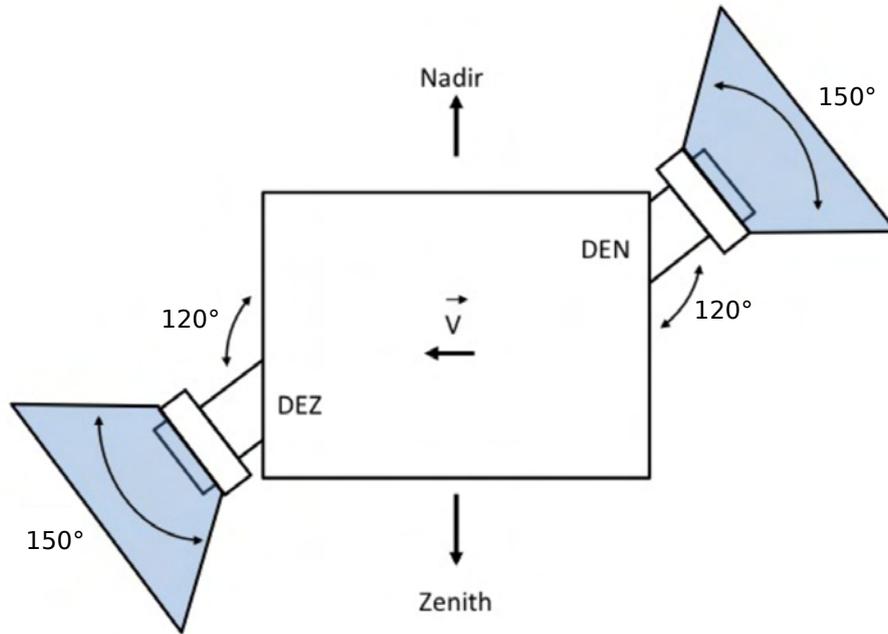


FIGURE III.3 – Géométrie des deux détecteurs IDEE. Courtoisie de P. Devoto.

III.3.5 IME-HF

- **PI** : J.L. Rauch (LPC2E)
- **Contribution** : Université de Prague (République tchèque)

IME-HF (Instrument de Mesure du champ Électrique Haute Fréquence) fonctionne dans la bande HF/VHF, c'est-à-dire qu'il peut mesurer une composante du champ électrique de 100 kHz à 35 MHz et 80 Mhz de fréquence d'échantillonnage minimale. La sensibilité est de $20 \text{ nV} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$.

III.3.6 IMM

- **PI** : J.L. Pinçon (LPC2E)
- **Contribution** : Université de Stanford (USA)

IMM (Instrument de Mesure du champ Magnétique) dispose d'un senseur magnétique VLF 3 axes (de 5 Hz à 25 kHz), d'un senseur magnétique monoaxe de 10 kHz à 1 Mhz, ainsi qu'un détecteur de mode sifflement (whisler) 0+. Comme pour IME-BF, les bandes concernées sont donc ULF, ELF, VLF, LF et MF, avec des fréquences d'échantillonnage de 50 kHz pour les bandes ULF, ELF, VLF, LF, et 2 Mhz pour les bandes LF/MF. La sensibilité est de $2 \text{ pT} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz, de $8 \text{ fT} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ à 2 kHz et de $9 \text{ fT} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ à 100 kHz.

III.4 Stratégie de détection des évènements

La mission TARANIS va mettre à disposition deux types de données. Des données de type "event", de haute résolution et les données de type "Survey" de plus basse résolution. Les données "Survey" sont sauvegardées en permanence et renvoyées au sol. Les mesures à haute résolution

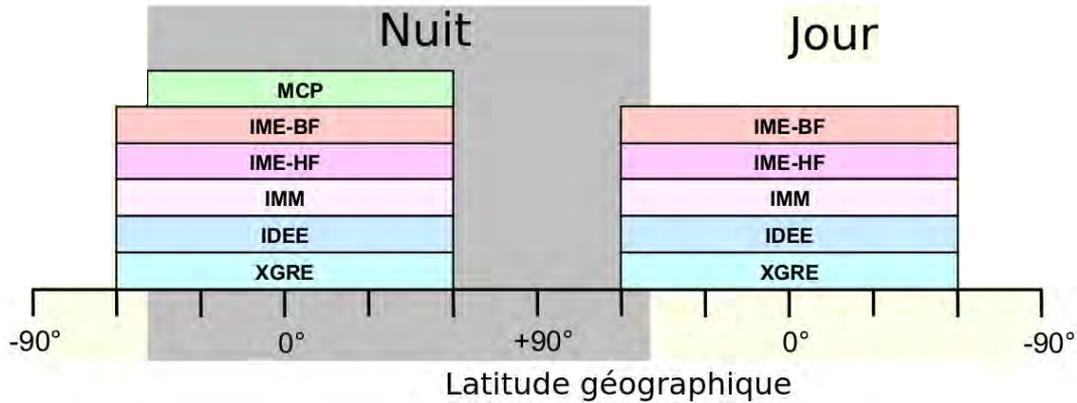


FIGURE III.4 – Période d'activation des instruments de TARANIS sur une orbite complète. On se place en hiver, avec un temps local de 22H.

sont effectuées en permanence mais pas forcément sauvegardées. Quand un événement important se produit (TLE, TGF, TEB ou sursaut d'ondes électromagnétiques), les données en haute résolution de tous les instruments sont sauvegardées dans un intervalle de temps donné autour de l'événement. Parmi les instruments cités précédemment, quatre d'entre eux (XGRE, IDEE, MCP-PH, IME-HF) peuvent servir de déclencheur. Il est prévu qu'environ 2 Go de données "Survey" et 2 Go de données "Event" soient produites par jour.

La période d'activité typique des différents instruments est présentée en figure III.4. Tous les instruments, y compris MEXIC, seront éteints au-dessus du pôle nord (latitude $>60^\circ$) et au-dessus du pôle sud (latitude $<-60^\circ$). L'instrument XGRE sera éteint au-dessus de l'anomalie sud-atlantique et l'instrument IDEE dispose d'un mode spécial au-dessus de cette zone pour étudier les ceintures de radiation. MCP sera éteint le jour, les sprites n'étant détectables qu'entre 18H et 6H (heure locale). L'incertitude temporelle entre les données des instruments de TARANIS pourra descendre jusqu'à $10 \mu s$. La datation absolue des données aura une précision inférieure à la milliseconde pour permettre la comparaison avec des données sol et des autres missions (ASIM, COBRAT).

III.5 Estimation du taux et du flux de détection de XGRE

On veut faire une estimation du taux de détection (TGF/an), ainsi que la distribution en flux des TGF que pourrait détecter l'instrument XGRE sur TARANIS. On opte pour une stratégie Monte-Carlo. On va construire une simulation de détection de TGF par un satellite, puis on va le calibrer sur les mesures de RHESSI et Fermi, pour finalement déduire une estimation pour XGRE. Définissons dans un premier temps toutes les distributions et quantités dont on a besoin.

Distributions géographique des TGF

On sait que les TGF sont dus aux orages, on peut donc raisonnablement supposer que leur distribution géographique (longitude, latitude) va suivre celle des éclairs sur Terre. Les éclairs

vont être plus nombreux sur les continents et proche de l'équateur. On a pu construire cette distribution d'après les données du WWLLN (*Rodger et al.*, 2006).

Orbite des satellites

On peut déterminer les orbites de ces trois satellites à partir des Two Line Elements (TLE) et d'un script adapté. Ces TLE décrivent complètement l'orbite des satellites sur leur deuxième ligne où les différents termes sont :

1. Numéro ligne
2. Numéro satellite
3. Inclinaison (degrés)
4. Ascension droite du noeud ascendant (degrés)
5. Excentricité $\times 10^7$
6. Argument du périégée (degrés)
7. Anomalie moyenne
8. Mouvement moyen (rotations par jour)

Ces derniers sont les suivants pour RHESSI et Fermi :

RHESSI

```
1 27370U 02004A 15310.54831383 .00007211 0 29987-3 0 9999
2 27370 38.0380 25.9818 0012132 308.8284 51.1401 15.2352
```

FGRST (GLAST)

```
1 33053U 08029A 15309.65536752 .00001481 0 70733-4 0 9998
2 33053 25.5833 54.1252 0012351 306.9814 52.9591 15.1022
```

Ce sont des orbites équatoriales avec $\sim 38^\circ$ et $\sim 25^\circ$ d'inclinaison (respectivement) et une altitude² de ~ 565 km. Comme TARANIS n'est pas encore lancé, on ne peut pas connaître précisément son TLE. Mais il devrait suivre une orbite assez proche de celle de Demeter (héliosynchrone à ~ 700 km d'altitude) qui a pour TLE :

DEMETER

```
1 28368U 04025C 15322.14670123 .00000790 0 12785-3 0 9997
2 28368 97.7219 337.9292 0001253 30.2893 329.8380 14.7383
```

Atténuation en distance angulaire

On a besoin de connaître l'atténuation du flux de photons produit par le TGF en fonction de la position du satellite par rapport à la source (différence de distance angulaire d_σ et d'altitude h). On a pu construire une base de données d'atténuation à l'aide du modèle MC-PEPTITA (qui est présenté au chapitre suivant).

2. L'altitude de RHESSI au moment de la détections des TGF de 2002 à 2005 était de 570 km en moyenne. Elle est actuellement aux alentours de 500 km

Efficacité des détecteurs

Les différents détecteurs les scintillateurs suivants :

- Fermi GBM dispose de deux scintillateurs BGO de 12.7 cm de diamètre et 12.7 cm de long. Il dispose également de 12 NaI de 12.7 cm de diamètre et 1.27 cm d'épaisseur.
- RHESSI dispose de 9 scintillateurs en Germanium de 7.1 cm de diamètre et 8.5 cm de long.
- XGRE dispose de trois scintillateurs LaBr3 de 8.7 mm d'épaisseur. Il y a également des scintillateurs plastiques, mais on ne va pas les prendre en compte par simplicité.

On peut connaître la surface efficace de détection (en fonction de l'énergie) de RHESSI avec la matrice de réponse disponible ici : http://scipp.ucsc.edu/dsmith/tgflib_public/. Cette surface est également présentée dans *Grefenstette et al. (2009)*. Pour Fermi, on a pu se procurer cette matrice réponse (pour les BGO et les NaI) sur le site de la base de données publiques de RHESSI : <http://heasarc.gsfc.nasa.gov>. À l'aide de GEANT4 on peut déterminer la surface effective de détection en fonction de l'énergie pour XGRE. Toutes ces surfaces efficaces sont présentées en figure III.5. On peut aussi moyenniser ces surfaces efficaces avec le spectre de TGF cumulatif observé par RHESSI pour déterminer les surfaces effectives moyennes vis-à-vis des TGF :

$$S_{GBM} = 472 \text{ cm}^2 \quad (\text{III.1})$$

$$S_{RHESSI} = 185 \text{ cm}^2 \quad (\text{III.2})$$

$$S_{XGRE} = 407 \text{ cm}^2 \quad (\text{III.3})$$

Il faut ensuite prendre en compte le fait que Fermi et RHESSI ne pointent pas forcément vers la Terre. XGRE sera dirigé vers la Terre, mais les détecteurs sont inclinés de 20° . Cela donne les facteurs d'atténuation suivants :

$$f_{GBM} = 0.6 \quad (\text{III.4})$$

$$f_{RHESSI} = 0.3 \quad (\text{III.5})$$

$$f_{XGRE} = 0.94 \quad (\text{III.6})$$

III.5.1 Algorithme de simulation

On suppose que l'on a N TGFs/jour produits sur Terre, avec une brillance moyenne \bar{B} donnée à 500 km au centre du flux de photons (photons/cm²). Pour chaque TGF :

1. Tirer une longitude φ_{TGF} et une latitude λ_{TGF} suivant la distribution des éclairs sur Terre.
2. Regarder la position $(\varphi_{sat}, \lambda_{sat})$ du satellite au temps du TGF.
3. Si $(\varphi_{sat}, \lambda_{sat})$ est dans la l'anomalie sud-atlantique, revenir au 1.
4. Si le TGF est trop loin du satellite, i.e. $d_\theta = \sqrt{(\varphi_{sat} - \varphi_{TGF})^2 + (\lambda_{sat} - \lambda_{TGF})^2} > \theta_{max}$, revenir au 1. Le paramètre $\theta_{max} = 5^\circ$ est la distance angulaire au-delà de laquelle le TGF ne peut pas être détecté.
5. Déterminer le nombre de photons du TGF : $n_{TGF} = \bar{B} \times S_x \times f_x$
6. Appliquer l'atténuation de la distance angulaire sur n_{TGF} , qui dépend de d_θ et de l'altitude du satellite.

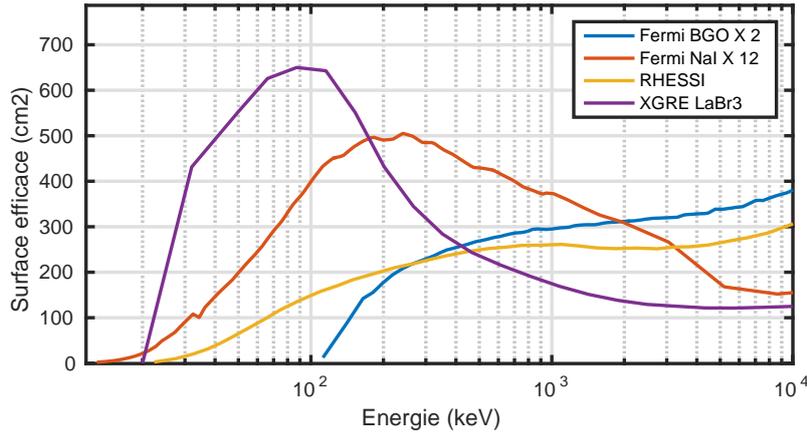


FIGURE III.5 – Efficacités de détection des scintillateurs utilisés dans les détecteurs GBM, RHESSI et XGRE en fonction de l'énergie des photons incidents.

7. Regarder si le TGF a un nombre de coups supérieur à un seuil donné (17 pour RHESSI, 19 pour Fermi). Le compter si c'est le cas, et sauvegarder son nombre de coups.

On fait ensuite tourner cet algorithme pendant un an et pour différentes valeurs des paramètres N , et \bar{B} et on cherche déterminer les valeurs qui permettent de retrouver les observations réelles de Fermi et RHESSI. On peut ainsi utiliser les contraintes suivantes :

1. Un nombre de TGF réellement observés par Fermi de $\tau_{Fermi} \sim 850$ TGFs/an et RHESSI $\tau_{RHESSI} \sim 153$ TGFs/an.
2. Des distributions en flux avec $\lambda_{Fermi} \sim 2.2$, $\lambda_{RHESSI} \sim 3.5$.
3. Un nombre de coups moyen par TGF de 25 pour RHESSI et 60 pour Fermi.
4. Le paramètre N est indépendant du satellite.

Ensuite, on peut définir un critère de qualité basé sur l'écart relatif entre ces contraintes et les résultats des simulations. On obtient la meilleure valeur de ce critère pour $\tau = 1400$ TGFs/jour et $\bar{B} = 4.3$ photons/cm² (qui est un flux moyen à 500 km d'altitude et au centre du flux de photons). Cela nous permet d'estimer que XGRE devrait voir ~ 550 TGFs/an, avec $\lambda_{XGRE} = -1.7$ et un nombre de coups moyen par TGF de 55.

III.6 Les missions complémentaires

III.6.1 ASIM

Généralités

L' "Atmosphere-Space Interactions Monitor" (ASIM) est un module qui sera accroché à la station spatiale internationale (ISS) et qui est principalement dédié, comme TARANIS, à l'étude des phénomènes transitoires liés aux orages.

La "Denmark Technical University" (DTU) est responsable de la gestion du projet. Ce dernier est financé par l'ESA, et l'instrumentation est fournie par divers pays : Danemark, Norvège, Espagne, Italie et Pologne. L'équipe scientifique complète est composée de 80 groupes dans 30

pays, dont les principaux responsables sont Torsten Neubert (DTU Space, Danemark), Victor Reglero (Université de Valence, Espagne) et Nikolai Østgaard (Université de Bergen, Norvège).

ASIM sera emporté vers la station dans un HTV (Heavy Transfer Vehicle), lancé par une fusée SpaceX Dragon, en Mai 2016. Les deux instruments seront montés à l'extérieur du module Columbus de l'ESA et pointeront vers le nadir. La station spatiale internationale suit une orbite terrestre basse de périapside de 330 km, d'apoapside de 420 km de 51.65° d'inclinaison. La mission doit durer deux ans, et devrait ainsi être en vol en même temps que TARANIS pendant une grande période de sa vie.

ASIM dispose de deux instruments : MMIA pour les TLE et les éclairs, et MXGS pour les rayons X et gamma. Ces deux instruments disposeront d'un système de déclenchement croisé (i.e. permettant à chacun de déclencher l'autre en cas de détection d'événement).

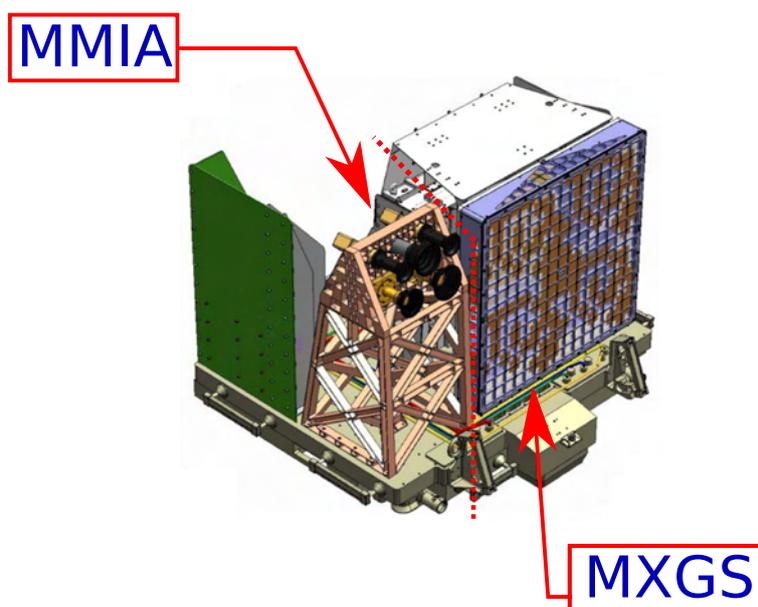


FIGURE III.6 – Instrumentation de ASIM : MMIA et MXGS. Courtoisie de T. Neubert.

Objectif scientifiques

Les objectifs scientifiques d'ASIM sont en fait assez complémentaires avec TARANIS :

- L'étude des processus énergétiques liés aux orages, et en particulier les radiations X et gamma, la foudre des nuages jusqu'à l'ionosphère, et le développement des nuages et des orages.
- L'étude de l'influence des sources cosmiques sur l'atmosphère, en particulier en ce qui concerne la question de l'initiation de la foudre par les rayons cosmiques, le grainage d'hydrométéores pour les décharges électriques dans la mésosphère, et la précipitation de particules depuis la magnétosphère (aurores boréales et australes).

Instrumentation

ASIM est équipé des deux instruments MMIA et MXGS. Un schéma de ces deux instruments est présenté en figure III.6.

MMIA

Le Modular Multispectral Imaging Array (MMIA) dispose de 2 cameras et de 3 photomètres. Les deux caméras seront sensibles à des longueurs d'onde de 337 ± 5 nm et de 777 ± 5 nm. Elles disposeront de 1 Mégapixel (un pixel fera environ 400 mètres), enregistreront à 12 images par seconde. Le premier photomètre est sensible à une bande spectrale de 180-250 nm, et les deux autres correspondront aux mêmes bandes spectrales que les caméras.

MXGS

L'instrument MXGS (Modular X and Gamma ray Sensor) est composé à la fois d'un "Low Energy Detector" (LED) et d'un "High Energy Detector" (HED). Le LED est composé d'une matrice de 8x8 modules de détection de tellure de cadmium et de zinc (CZT DM), et d'une surface de détection totale de 1024 cm^2 . Il couvre des énergies allant de 15 à 400 keV, avec une résolution $<10\%$. Le HED dispose de 900 cm^2 de scintillateurs de cristaux d'oxyde de bismuth et de germanium (BGO) couplés à des tubes de photo-multiplieurs. Il couvre des énergies allant de 0.2 à 20 MeV, avec une résolution $<15\%$.

MXGS dispose également d'un masque codé de 128×128 pixels permettant de faire une carte de la direction des photons incidents avec une précision de 1 degré. La résolution temporelle sera inférieure à $5\ \mu\text{s}$. Le détecteur est protégé des radiations d'arrière-plan (rayons cosmiques en particulier) par un bouclier passif et le champ de vue est défini par un collimateur en forme d'entonnoir.

MXGS va également disposer de deux modes scientifiques. Un premier mode pour les TGF, qui peut enregistrer les photons un à un (avec une information sur leur énergie et leur temps de détection), ainsi qu'un arrière-plan moyen. Un deuxième mode va servir à étudier les aurores et va enregistrer un spectre de photons moyen.

Il a été estimé qu'ASIM/MXGS détectera environ 1000 TGFs par an et que chaque événement disposera de 300 coups en moyenne.

III.6.2 COBRAT

Généralités

La mission "Coupled Observations from Balloon Related to ASIM and TARANIS" (COBRAT) est un projet de mission ballon qui a pour but de maximiser le retour scientifique des missions ASIM et TARANIS, et elle partage donc les mêmes objectifs scientifiques. La mission est pilotée par le LPC2E, avec J.-B. Renard comme PI. La mission consistera en plusieurs lancements de ballons stratosphériques (20-40 km), dans une zone à forte activité orageuse, pour une durée d'une semaine ou plus, pendant qu'ASIM et TARANIS seraient en orbite. Un ballon de ce type peut emporter une charge utile allant jusqu'à 150 kg.

Le lieu de lancement doit être dense en TLE et en TGF et il doit être proche d'une ou plusieurs stations d'imagerie de TLE au sol. Les zones qui semblent être retenues sont situées à Kourou (Guyane Française) et au Brésil. De plus, ces zones géographiques présentent l'avantage d'être placées au niveau de l'anomalie sud-atlantique, où des mesures de TGFs depuis l'espace (avec ASIM ou TARANIS) ne pourront pas être effectuées.

Des estimations indiquent que COBRAT pourrait détecter environ 1 TLE toutes les 4 heures. De plus, environ 20 TGF pourraient être détectés durant un vol de 10 jours, et environ un quart aurait assez de statistiques pour permettre une analyse spectrale.

Instrumentation

Pour les TGF, COBRAT dispose premièrement d'un détecteur de rayons gamma très semblable à la partie HED de MGXS d'ASIM, développé par l'Université de Bergen (Norvège). Tout comme TARANIS et ASIM, COBRAT dispose de caméras pour imager les TLE. Elles sont développées par l'ACATMOS (Brésil). COBRAT est également équipé de détecteurs de particules chargées, donnant une information sur la distribution angulaire, et développé par l'ACATMOS (Brésil).

La charge utile de COBRAT permet également la mesure des champs électromagnétiques. Il dispose en effet des détecteurs IMM et IME-HF (similaires à ceux de TARANIS), du Field Mill pour la mesure de forts champs électriques continus (développé par l'ACATMOS au Brésil).

Finalement, des mesures de densité de colonnes de NO_2 , de concentration et de tailles d'aérosols (les deux sont fortement liés aux TLE), seront effectuées par les instruments ASPIC et LOAC. Ces deux derniers instruments sont développés au LPC2E, à Orléans (France).

Chapitre IV

Le Modèle MC-PEPTITA

Dans ce chapitre, nous présentons en détail la construction du modèle MC-PEPTITA, de transport Monte-Carlo des photons, positron et électrons. La présentation de ce modèle a fait l'objet d'une publication scientifique dans une revue à comité de lecture, (*Sarria et al.* (2015), voir annexe F).

IV.1 Présentation générale

"Monte-Carlo Photon Electron Positron Transport In Terrestrial Atmosphere" (MC-PEPTITA) est un code Monte-Carlo de transport dans l'atmosphère terrestre des photons, électrons et positrons. Les données en entrée du modèle sont les paramètres spatiaux et temporels d'une source de particules donnée¹, ainsi que son spectre en énergie.

La figure IV.1 est le schéma d'une simulation MC-PEPTITA. Les particules initiales vont être tirées une à une, et chacune d'elle va pouvoir interagir avec l'atmosphère terrestre et produire des particules secondaires (photons, électrons ou positrons), avec un total de 11 processus possibles. À partir d'une certaine altitude (~ 80 - 100 km), les interactions avec l'atmosphère des photons deviennent négligeables. Les photons qui atteignent ces altitudes sont détectés et arrêtés quand il franchissent une limite de détection donnée (typiquement 600 km d'altitude). En revanche, les électrons et positrons vont encore interagir de manière significative jusqu'à ~ 120 - 150 km d'altitude. De plus, comme ce sont des particules chargées, un fois sortis de l'atmosphère ils vont être confinés et guidés par les lignes de champ magnétique. Ils vont ainsi pouvoir franchir la limite à 600 km une première fois dans leur hémisphère de production, puis une deuxième fois après avoir atteint l'hémisphère opposé. À cause de la conservation du premier invariant adiabatique, une partie de ces électrons/positrons va ensuite pouvoir rebondir à une altitude donnée (~ 70 km) et être détectés une troisième fois.

1. Généralement constituée de photons dans le cadre des TGF, mais qui peut très bien être remplacée par des électrons ou des positrons si besoin.

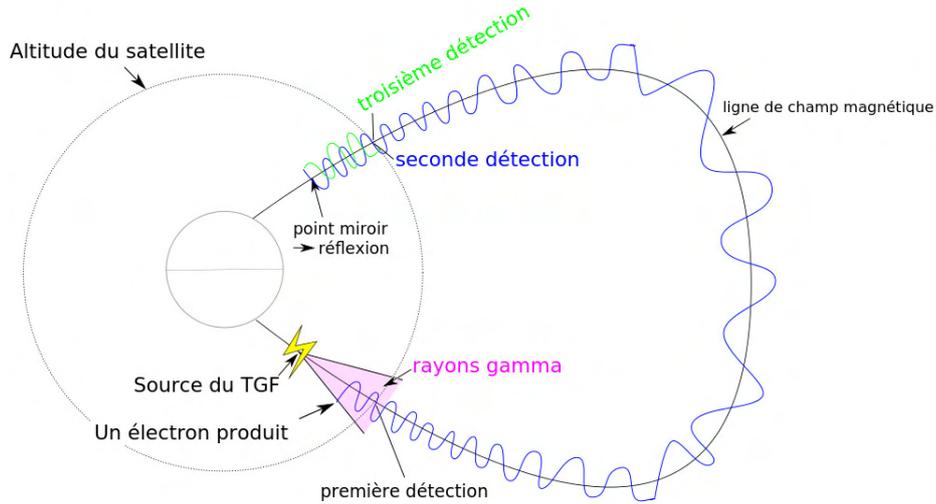


FIGURE IV.1 – Schéma illustrant une simulation MC-PEPTITA.

IV.2 Processus collisionnels pris en compte

Dans cette partie, nous allons décrire les différents processus de collisions possibles entre une particule incidente donnée et une molécule d'air. Il y a 11 processus (4 pour les photons, 3 pour les électrons et 4 pour les positrons) pris en compte dans MC-PEPTITA. Chacun de ces processus peut avoir plusieurs résultats, comme la perte de la particule incidente, sa déviation et/ou une perte d'énergie, ou encore la création d'une ou plusieurs particules secondaires.

IV.2.1 Photons

Diffusion Rayleigh

Lors d'une diffusion Rayleigh, un photon d'énergie E_γ interagit avec un électron lié à un atome, sans excitation de l'atome cible. Le photon va être dévié d'un angle polaire θ et d'un angle azimutal α , mais son énergie ne sera pas changée.

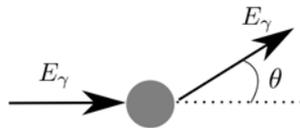


FIGURE IV.2 – Diffusion Rayleigh.

Diffusion Compton

Lors d'une diffusion Compton avec une molécule, un photon d'énergie E_γ est absorbé par un électron lié à un atome, et il est réémis avec une énergie E' , un angle polaire θ , et un angle azimutal α . L'électron n'est plus lié à l'atome et s'échappe avec une énergie E_e . L'atome résultant est dans un état excité. L'électron émis fait un angle polaire θ_e par rapport à la direction du photon incident, et son angle azimutal est $\alpha + \pi$.

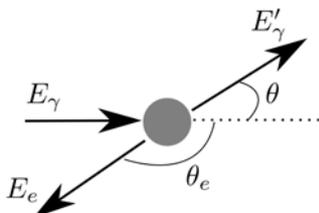


FIGURE IV.3 – *Diffusion Compton.*

Absorption Photo-électrique

Un photon d'énergie E_γ est absorbé par un électron d'un atome, qui va quitter sa couche électronique. Ce n'est possible que si le photon a plus d'énergie que l'énergie d'ionisation de cette couche². Un électron d'énergie E_e est donc arraché, avec un angle polaire θ_e par rapport à la direction du photon incident et un angle azimutal α_e .

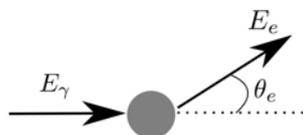


FIGURE IV.4 – *Absorption photo-électrique.*

Production de paire électron/positron

Un photon d'énergie E_γ interagit avec une molécule (soit avec le champ du noyau, soit avec le champ des électrons), et un électron d'énergie E_e ainsi qu'un positron d'énergie E_p sont produits avec des angles polaires θ_e et θ_p par rapport à la direction du photon incident. Si le photon est absorbé dans le champ d'un électron, il lui transfère une certaine quantité de mouvement et il peut s'échapper, et on appelle ça une production de triplet, que nous ne simulerons pas ici, car l'énergie du deuxième électron est considérée comme négligeable. Les angles azimutaux de l'électron et du positron, α_e et α_p , sont indépendants.

2. Ce qui est toujours le cas en pratique, comme les photons considérés par MC-PEPTITA ont des énergies supérieures à 1 keV et que l'énergie d'ionisation maximale considérée est celle de la couche 1s_{1/2} de l'oxygène qui vaut 538 eV.

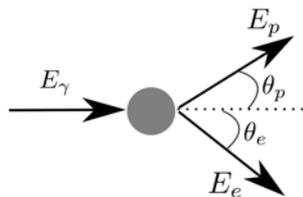


FIGURE IV.5 – *Production de paire électron/positron.*

IV.2.2 Électrons et positrons

Bremsstrahlung

Un électron ou un positron d'énergie E_l est freiné à cause de la décélération due au champ électrostatique de l'atome, et il émet un rayonnement de freinage, ou bremsstrahlung. Son changement de direction est négligé au cours de cette interaction. Il perd une énergie E_γ qui est donnée à un photon émis, avec un angle polaire θ et un angle azimutal α .

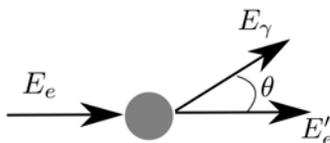


FIGURE IV.6 – *Bremsstrahlung.*

Diffusion élastique

Par définition, une diffusion avec un atome est dite élastique si l'état quantique de l'atome ne change pas au cours de l'interaction (il peut par exemple rester dans son état fondamental). Lors d'une diffusion élastique avec un atome, un électron d'énergie cinétique E_e va être dévié d'un angle polaire θ_e (par rapport à sa direction incidente) et d'un angle azimutal α_e , mais son énergie ne sera pas changée.

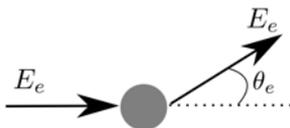


FIGURE IV.7 – *Diffusion élastique.*

Diffusion inélastique

Par définition, une diffusion est dite inélastique si l'état quantique de l'atome change au cours de l'interaction. Un électron ou un positron incident d'énergie E_l interagit avec un atome et arrache un électron qui avait une énergie de liaison U_i avec le noyau atomique. Un positron et un électron sortent avec des énergies E_l' et E_s . Dans le cas d'un électron incident, on ne peut pas faire une distinction entre l'électron dévié et l'électron arraché. Les deux particules sortantes ont des angles polaires θ_e et θ_s par rapport au lepton incident. Les angles azimutaux α_e et α_s des deux particules sortantes sont séparés de π radians.

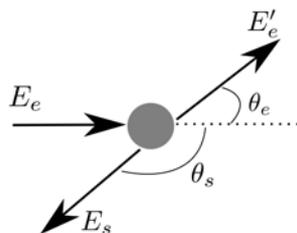


FIGURE IV.8 – *Diffusion inélastique.*

Annihilation d'un positron

Durant ce processus, un positron d'énergie E_p interagit avec un atome et s'annihile (avec un électron de l'atome) en deux photons d'énergies E_+ et E_- . Les angles azimutaux des deux photons sortants sont séparés de π .

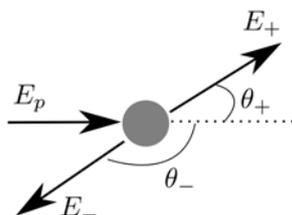


FIGURE IV.9 – *Annihilation.*

L'annihilation en vol (i.e. quand le positron a encore une énergie cinétique non-négligeable) est très peu probable (voir Figure IV.11). Dans un milieu dense (tel que l'air entre 0 et 100 km d'altitude), l'annihilation se fait (la très grande majorité du temps) après une phase de Para-Positronium qui produit deux photons avec chacun une énergie $\approx mc^2 \approx 511$ keV (voir Annexe D.5.3 pour plus de détails).

IV.3 Sections efficaces d'interaction

Une section efficace d'interaction est homogène à une surface (souvent exprimée en barn= 10^{-24} cm²) et caractérise la probabilité d'interaction de la particule considérée pour un processus donné sur une molécule donnée. Elle varie généralement en fonction de l'énergie de la particule. La

Particule	Processus	Source de la section efficace totale
Photon	Diffusion Compton Absorption photo-électrique Diffusion Rayleigh Production de paire e-/e+	EPDL ¹
Électron	Diffusion inélastique Bremsstrahlung Diffusion élastique	EEDL ⁴ Seltzer-Berger ³ EEDL ⁴
Positron	Diffusion inélastique Bremsstrahlung Diffusion élastique Annihilation	EEDL ⁴ Seltzer-Berger ³ avec une correction analytique ² ELSEPA ² et EEDL ⁴ Formule analytique ²

1 : Ref. *Cullen et al.* (1997)

2 : Ref. *Salvat et al.* (2011)

3 : Ref. *Seltzer and Berger* (1986)

4 : Ref. *Perkins et al.* (1991)

Tableau IV.1 – Résumé des processus et des sources de sections efficaces de MC-PEPTITA.

connaissance des sections efficaces des différentes interactions et pour les différentes espèces considérées dans l'air, ainsi que des densités et proportions de ces mêmes espèces, permettent de calculer les coefficients d'atténuation (voir section IV.4.1). Il y a un coefficient pour chaque combinaison espèce/processus donnée, et ils permettent de calculer quelle sera la combinaison espèce/processus responsable de l'interaction. Le coefficient d'atténuation total (sommé à la fois sur les processus et les espèces) permet de calculer la distance parcourue par les particules entre chaque collision (voir section IV.6.1).

Le tableau IV.1 résume les différentes sources de sections efficaces qu'utilise le modèle. Pour déterminer ces sections efficaces, il va s'agir principalement soit d'interpoler des tables de sections efficaces obtenues par des mesures expérimentales, soit de faire des calculs analytiques qui découlent principalement de l'électro-dynamique quantique. Tous les calculs sont détaillés en annexe C.

IV.4 Coefficients d'atténuation

IV.4.1 Calcul

Les coefficients d'atténuation massique sont calculés à partir des sections efficaces des différents processus, ainsi que des propriétés de l'atmosphère. Ils représentent donc une probabilité d'interaction qui prend en compte les effets de l'environnement. Il a comme unité une surface par unité de masse.

On peut calculer les coefficients d'atténuation avec :

$$\mu_{att,i_{par}}(E, h) = N_a \sum_{i_{proc}=1}^{n_{pc}} \sum_{i_{sp}=1}^{n_{sp}} \frac{e_{i_{sp}}(h)}{A_{i_{sp}}} \sigma_{i_{proc},i_{sp}}^{i_{par}}(E) \quad (IV.1)$$

Où n_{pc} est le nombre de processus total et dépend de i_{par} . n_{sp} est le nombre total d'espèces,

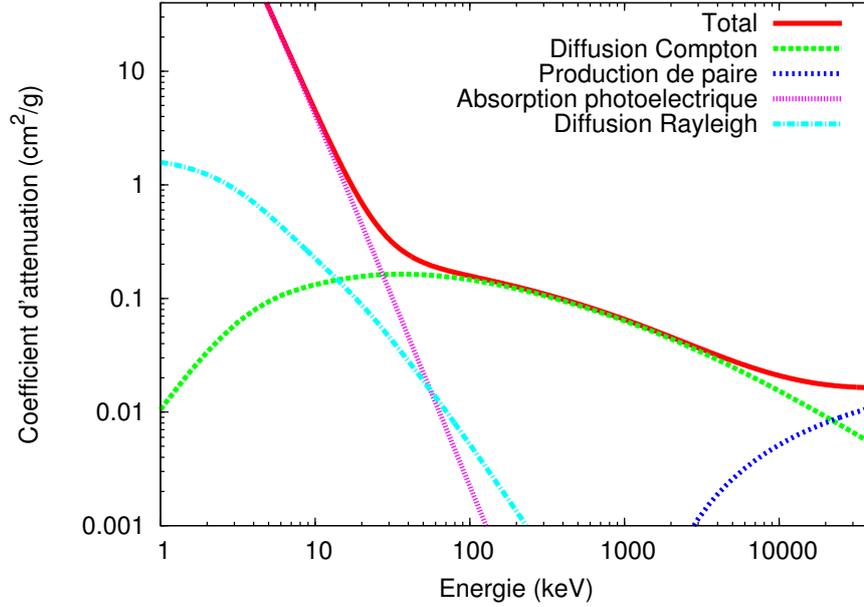


FIGURE IV.10 – Coefficients d’atténuation des photons dans l’air pour les différents processus.

i_{proc} l’indice du processus, i_{sp} l’indice de l’espèce, N_a le nombre d’Avogadro, $A_{i_{sp}}$ la masse molaire, et $e_{i_{sp}}$ la proportion (en masse volumique) d’une espèce donnée.

IV.4.2 Importance relative des différents processus

Sur les figures IV.10 et IV.11 nous avons représenté les coefficients d’atténuation de masse (dans l’air) des photons et des leptons pour les différents processus pris en compte, en fonction de leur énergie.

Pour les photons, de 10 keV³ jusqu’à environ 30 keV, les interactions sont dominées par l’absorption photo-électrique. De 40 keV jusqu’à 10 MeV, c’est la diffusion Compton qui domine. Au-delà de quelques MeV, la production de paire électron/positron devient non-négligeable, et est de plus en plus importante quand l’énergie croît, jusqu’à dominer au-delà de 25 MeV. Tous ces processus sont responsables de la production d’électrons secondaires, mais la production de paire va également produire des positrons. Un photon est perdu dans la production de paire et l’absorption photo-électrique. Dans la diffusion Compton, la direction et l’énergie du photon sont changées. D’un autre côté, la diffusion Rayleigh ne va jamais dominer devant les autres processus. La diffusion Rayleigh change l’orientation du photon sans changer son énergie, et donc a un effet négligeable sur les résultats de la simulation. Pour plus de précisions, on discutera quantitativement de l’origine des particules qui arrivent à atteindre l’altitude du satellite en section V.1.

Concernant les électrons, on voit sur la figure IV.11 que les diffusions élastiques et inélastiques dominent sur tout l’intervalle d’énergie cinétique considéré. La diffusion inélastique est toujours plus importante que la diffusion élastique, et domine de plus en plus quand l’énergie cinétique augmente. Dans tout l’intervalle d’énergie, le Bremsstrahlung et l’annihilation des

3. 10 keV est l’énergie seuil de la simulation. Elle est nécessaire car les sections efficaces utilisées sont très imprécises en-dessous.

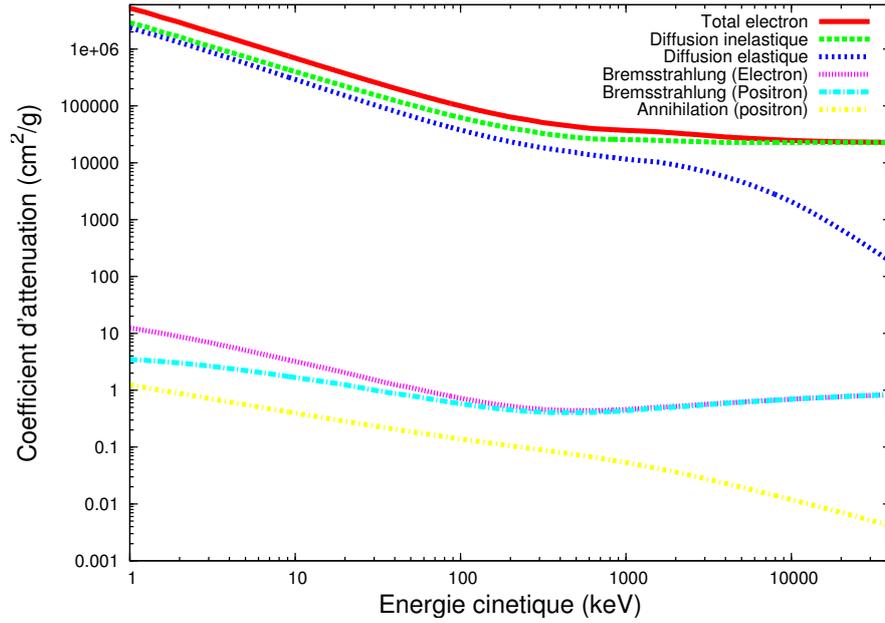


FIGURE IV.11 – Coefficients d'atténuations des électrons et positrons dans l'air pour les différents processus.

positrons restent toujours plusieurs ordres de grandeur moins important que les deux autres processus. Cependant, le Bremsstrahlung n'est pas négligeable en pratique, comme on peut le voir en regardant quantitativement les particules qui atteignent l'altitude du satellite après diffusion dans l'atmosphère. En effet, la force de friction (figure II.2) est dominée à haute énergie (> 1 MeV) par le bremsstrahlung, car la perte en énergie qu'induit ce processus est alors largement plus importante que pour la diffusion inélastique. Pour les positrons, le fait que la section efficace d'annihilation reste mineure (dans tout l'intervalle d'énergie) signifie seulement que l'annihilation "en vol" des positrons est très improbable. En fait, les positrons perdront presque toute leur énergie cinétique par diffusions inélastiques et arriveront dans un régime où ils pourront soit faire des diffusions élastiques (qui ne réduit pas leur énergie), soit s'annihiler, et finiront donc par s'annihiler en ayant très peu d'énergie cinétique. L'énergie de repos des électrons et des positrons est d'environ 511 keV, et lors d'une annihilation, un électron va s'annihiler avec un positron et produire deux photons avec des énergies proches de 511 keV. Dans ce modèle, les interactions en-dessous de l'énergie seuil E_{min} (fixée typiquement à 10 keV) ne sont pas pris en compte, et donc quand un positron passe en dessous de ce seuil, on lui enlève toute son énergie cinétique et on l'annihile. L'information temporelle et spatiale des photons annihilés présente donc une certaine incertitude. Finalement, comme ces photons auront des énergies très centrées autour de 511 keV et, ils auront un effet clairement visible sur le spectre d'énergie résultant à l'altitude du satellite (voir section V.1).

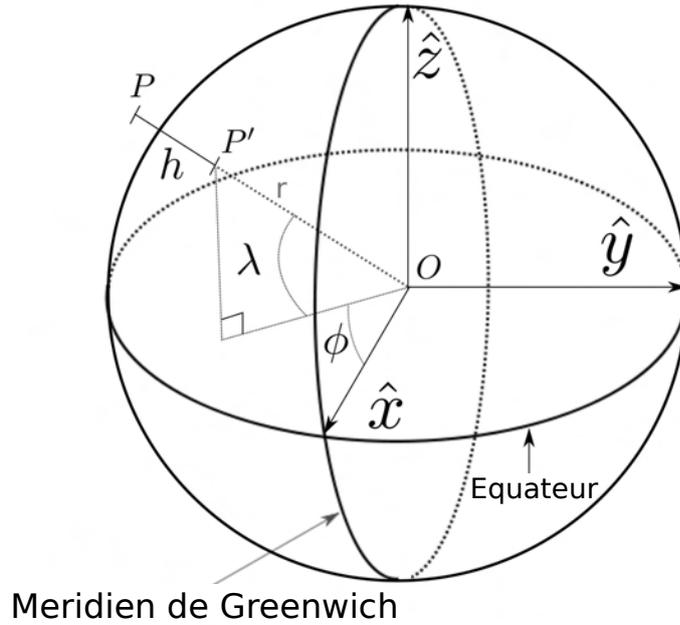


FIGURE IV.12 – *Système de coordonnées ECEF. Les vecteurs unitaires de la base sont $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$, centrés sur O . Une particule à la position \mathbf{P} peut être repérée par ses coordonnées (x, y, z) ou bien sa latitude, longitude et altitude (λ, ϕ, h) , et \mathbf{P}' désigne sa position projetée orthogonalement sur la surface de la Terre.*

IV.5 Modélisation de l'environnement terrestre

IV.5.1 Système de coordonnées

On utilise le système de coordonnées cartésien centré et fixé sur la Terre (Earth Centered, Earth Fixed Cartesian coordinates, ou ECEF). Ce repère est représenté sur la figure IV.12. Une particule est positionnée par (x, y, z) . On peut aussi définir les quantités :

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (\text{IV.2})$$

$$h = \text{altitude} = r - R_e \quad (\text{IV.3})$$

$$\phi = \text{longitude} = \text{atan2}(y, x) \quad (\text{IV.4})$$

$$\lambda = \text{latitude} = \arcsin\left(\frac{z}{r}\right) \quad (\text{IV.5})$$

Où R_e désigne le rayon de la Terre.

IV.5.2 Modèle d'atmosphère

On utilise le modèle NRLMSISE-00 pour connaître les masses volumiques et les densités des composants de l'atmosphère, ainsi que la température des espèces neutres à différentes altitudes, latitudes et longitudes (*Picone et al.*, 2002). Ce dernier est construit de manière empirique à partir de différents jeux de données. En dessous de 72.5 km, le modèle est principalement basé sur les valeurs des températures et pressions moyennes tabulées de *Labitzke et al.* (1985). En dessous de 20 km, des données moyennes provenant du NMC (National Meteorological Center) sont également prises en compte. De plus, des mesures faites entre 1947 et 1972 avec des tubes

de Pitot, des viscosimètres, et des tirs de fusées sont également prises en compte. Au-dessus de 72.5 km, le modèle prend en compte des données provenant de vols de la navette spatiale américaine, ainsi que de résultats issus de mesure par diffusion incohérente.

IV.5.3 Modèle de champ magnétique

Le modèle de champ magnétique terrestre utilisé est l'International Geomagnetic Reference Field version 11 (IGRF-11, *Finlay et al. (2010)*). Ce modèle donne les coefficients d'un développement multi-polaire du champ magnétique terrestre. Ces coefficients sont calculés à partir de jeux de coefficients candidats provenant de mesures faites par des satellites et des observatoires appartenant au IAGA Working Group V-MOD.

IV.6 Trajectoires des particules

IV.6.1 Transport purement collisionnel des photons, électrons et positrons

Soit $s > 0$ la distance parcourue entre deux interactions. La probabilité qu'une interaction se produise avant d'avoir franchi une distance s est donnée par :

$$U(s) = 1 - \exp \left[- \int_0^s \iota(s') ds' \right] \quad (\text{IV.6})$$

(D'après *Kalos (1986)*)

où $1/\iota(s)$ est le libre parcours moyen de la particule, et :

$$\iota(s) = \mu_{att, i_{par}} \rho(h(s)) \quad (\text{IV.7})$$

Dans cette expression, $\rho(h)$ est la masse volumique de l'atmosphère à l'altitude h , $\mu_{att, i_{par}}$ est le coefficient d'atténuation d'une particule donnée, et i_{par} indique le type de particule (photon, électron ou positron). Le coefficient $\mu_{att, i_{par}}$ aura différentes valeurs pour les photons, les électrons et les positrons et va aussi varier avec leur altitude et leur énergie. Son calcul a été présenté en section IV.4.1. Le profil de masse volumique de l'atmosphère est approximé localement par $\rho(h) = \rho_0 e^{-ah}$, où a est l'inverse de la hauteur d'échelle atmosphérique, et ρ_0 est une densité de référence locale. La valeur a peut être calculée à n'importe quelle altitude à partir du profil de densité obtenu par NRLMSISE-00. Pour gagner en temps de calcul, il est intéressant d'estimer a à partir de la température des neutres T donnée par NRLMSISE-00 (*Picone et al., 2002*), en supposant un équilibre hydrostatique local, avec :

$$a = \frac{Mg}{RT} \quad (\text{IV.8})$$

où R est la constante des gaz parfaits, M la masse molaire de l'air, et g l'accélération due à la gravité de la Terre (qui varie légèrement avec l'altitude). La hauteur d'échelle $1/a$ vaut typiquement 7 km. Pour gagner encore plus en temps de calcul, on peut utiliser l'approximation de *Østgaard et al. (2008)* qui consiste à garder a constant, mais l'erreur induite devient plus importante. La figure IV.13 présente les profils atmosphériques obtenus avec ces trois méthodes.

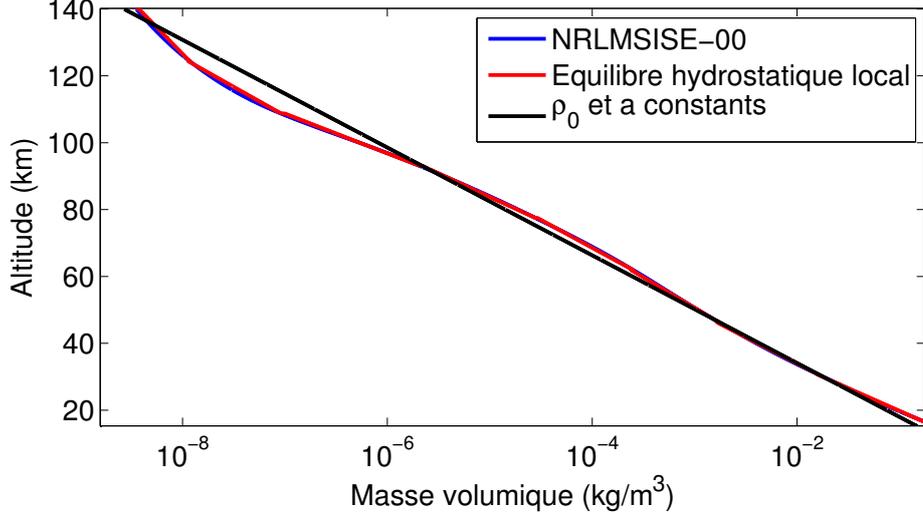


FIGURE IV.13 – Comparaison entre le profil atmosphérique exact donné par NRLMSISE-00, l’approximation utilisant l’équilibre hydrostatique local, et l’utilisation d’une hauteur d’échelle constante.

Dans le cas d’un profil atmosphérique exponentiel, l’équation IV.6 peut être inversée analytiquement et donne une formule pour tirer aléatoirement la distance parcourue par une particule, similaire à celle présentée dans *Østgaard et al.* (2008) :

$$s = \frac{-1}{a \cdot \cos(\alpha)} \ln \left(1 + \frac{\ln(\xi) \cdot a \cdot \cos(\alpha)}{\iota} \right) \quad (\text{IV.9})$$

où $\cos \alpha$ est donné en projetant la direction de la particule⁴ $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$ sur la direction locale de l’altitude⁵. ξ est un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1. Quand le libre parcours moyen est très faible devant l’échelle typique de variation de la densité atmosphérique (< 1 km), cette formule revient simplement à la formule du tirage aléatoire du parcours dans une densité constante :

$$s = -1/\iota \times \ln(\xi) \quad (\text{IV.10})$$

Si le photon a une position initiale $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$, sa position lors de la prochaine interaction sera :

$$\mathbf{r}_2(s) = \mathbf{r}_1 + s \times \mathbf{u}$$

On peut voir que la quantité à l’intérieur du logarithme dans l’équation (IV.9) peut être négative. Cela correspond au cas où le photon n’interagit jamais. Dans ce cas on projette simplement sa position en ligne droite jusqu’à atteindre la limite d’altitude qu’on a fixée (550 km par exemple).

Pour un lepton, on peut également utiliser cette formule quand les effets du champ magnétique sont négligeables, car la distance entre deux collisions sera bien plus faible que son

4. \mathbf{u} est un vecteur unitaire, i.e. $u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 = 1$ et u_x, u_y et u_z sont sans dimension.

5. La direction locale de l’altitude est donnée par $(\cos(\lambda) \cos(\varphi), \cos(\lambda) \sin(\varphi), \sin(\lambda))$.

rayon de Larmor. Au-delà d'une certaine altitude, les effets du champ magnétique deviennent non négligeables, mais la distance entre deux interactions reste faible (inférieure à 1 km) devant l'échelle de variation du champ magnétique terrestre (c'est le cas typiquement en dessous de 60 km). On peut donc y considérer le champ magnétique constant, et on peut mettre à jour le vecteur vitesse du lepton en appliquant :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + (\cos(\theta) - 1) \mathbf{v}_{0\perp} + \sin(\theta) (\hat{\mathbf{b}} \times \mathbf{v}_{0\perp}) \quad (\text{IV.11})$$

Où \mathbf{v}_0 est la vitesse initiale de la particule. On peut également définir $(\mathbf{v}_{0\parallel}, \mathbf{v}_{0\perp})$, les composantes du vecteur vitesse initial qui sont parallèles et perpendiculaires au champ magnétique :

$$\mathbf{v}_{0\parallel} = (\mathbf{v}_0 \cdot \hat{\mathbf{b}}) \hat{\mathbf{b}} \quad (\text{IV.12})$$

$$\mathbf{v}_{0\perp} = \mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{0\parallel} \quad (\text{IV.13})$$

Où $\hat{\mathbf{b}}$ le vecteur directeur du champ magnétique. L'angle θ vaut :

$$\theta = s \frac{eB}{\gamma m v_0} \quad (\text{IV.14})$$

Où e est la charge élémentaire (positive), m la masse de l'électron, B la norme du champ magnétique et v_0 la norme de \mathbf{v}_0 . On a bien sûr $\mathbf{u} = \mathbf{v}/v$.

Quand le libre parcours moyen devient assez important devant le rayon de Larmor, on utilise une méthode plus générale, plus coûteuse en temps de calcul (surtout aux plus basses altitudes), mais qui est valide à toutes les altitudes. Cette méthode est présentée dans la section suivante.

IV.6.2 Méthode générale du transport des électrons et positrons

Dans cette section, nous allons décrire le mouvement de particules chargées dans l'atmosphère terrestre, sous l'effet du champ géomagnétique, ainsi que la méthode utilisée pour déterminer quand une interaction aura lieu.

Les électrons et positrons suivent les équations basiques du mouvement des particules chargées dans un champ magnétique, que l'on normalise pour ce problème :

$$\frac{d\boldsymbol{\beta}}{ds_n} = - \frac{Z_0 \boldsymbol{\beta}}{\gamma \beta} \times \mathbf{B}_n \quad (\text{IV.15})$$

$$\frac{d\mathbf{r}_n}{ds_n} = \frac{\boldsymbol{\beta}}{\beta} \quad (\text{IV.16})$$

avec $\mathbf{B}_n = \mathbf{B}/B_e$, $s_n = s/c\Omega_0$, $\mathbf{r}_n = \mathbf{r}/c\Omega_0$, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$. $\Omega_0 = eB_e/m$. Où Z_0 vaut -1 pour les électrons et $+1$ pour les positrons, c est la vitesse de la lumière dans le vide et B_e la valeur du champ magnétique terrestre à l'équateur magnétique. Ce système d'équations différentielles est résolu en utilisant une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. La méthode de Runge-Kutta va nécessiter un pas d'espace δs . Pour choisir ce pas d'espace, définissons d'abord le rayon de Larmor comme :

$$R_L = \frac{v_{\perp}}{\omega} \quad (\text{IV.17})$$

où v_{\perp} est la norme du vecteur vitesse perpendiculaire au champ magnétique, et ω la giration définie comme $\omega = \frac{eB}{m\gamma}$. Définissons également le libre parcours moyen :

$$L_{i_{par}}(E, h) = \frac{1}{\iota(E, h)} \quad (\text{IV.18})$$

Le pas d'espace est choisi pour être suffisamment petit (au moins dix fois) comparé au libre parcours moyen ou au rayon de Larmor (on prend le plus petit des deux). Dans ce cas, on applique la méthode de Runge-Kutta, en testant à chaque pas si la particule va interagir ou non, avec ce critère :

- On tire un nombre aléatoire ξ compris entre 0 et 1.
- A chaque pas du Runge-Kutta, on incrémente la somme $S_n = \sum_{i=1}^n \iota_i(h) \delta s$ et on calcule $U_n = 1 - \exp(-S_n)$, où n est le numéro du pas actuel et ι_i un libre parcours moyen local correspondant au pas numéro i . C'est simplement une forme discrétisée de l'équation IV.6.
- A chaque pas du Runge-Kutta on regarde si $U_n > \xi$. Si c'est le cas, on considère qu'une interaction a lieu et on la calcule.

Le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique est bien connu : elle va suivre un centre guide suivant les lignes de champ magnétique, ainsi qu'un mouvement de giration autour de ce centre guide. Le moment magnétique est une quantité importante (aussi appelée le premier invariant adiabatique). Dans le cas relativiste, il est donné par :

$$\mu = \frac{\gamma^2 m v_{\perp}^2}{2B} \quad (\text{IV.19})$$

(Voir, par exemple, (*Öztürk*, 2012))

Lorsque le champ magnétique B varie, v_{\perp} varie de manière à conserver μ . Si B augmente, alors, l'énergie totale étant conservée, la vitesse parallèle doit décroître et peut s'annuler. Au point où cette vitesse s'annule, la particule est réfléchiée et repart dans la direction opposée : c'est le phénomène de miroir magnétique. La conservation de ce premier invariant adiabatique va donc impliquer que, dans certaines configurations, une partie des particules chargées va pouvoir rebondir (avec ou sans interactions avec l'atmosphère) sur un point miroir magnétique situé à une altitude donnée, puis revenir à l'altitude du satellite et laisser une double bosse caractéristique sur la courbe de lumière des électrons/positrons qu'il détectera. Cette possibilité est discutée au chapitre VI, section VI.4 (application du modèle pour des sources initiales à différents endroits sur le globe).

IV.6.3 Approximation du centre guide

Quand les collisions des leptons deviennent complètement négligeables (typiquement au-dessus de 150 km d'altitude), on peut utiliser l'approximation du centre guide. Dans cette approximation, on néglige le mouvement de giration et on calcule uniquement le mouvement du centre guide. Cela permet ainsi d'utiliser un pas de Runge-Kutta bien plus grand que pour la méthode complète, et de gagner sensiblement en temps de calcul.

Les équations du mouvement dans le cadre de cette approximation sont (*Öztürk* (2012)) :

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\gamma m v^2}{2eB^2} \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{v^2}\right) \vec{e}_b \times \vec{\nabla} B + v_{\parallel} \vec{e}_b \quad (\text{IV.20})$$

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\frac{\mu}{\gamma^2 m} \vec{e}_b \cdot \vec{\nabla} B \quad (\text{IV.21})$$

Et sous forme normalisée :

$$\frac{dr_n}{d\tilde{t}} = \frac{\gamma \beta^2}{B_n^2} \left(1 + \frac{\beta_{\parallel}^2}{\beta^2}\right) \vec{e}_b \times \vec{\nabla}_n B_n + \beta_{\parallel} \vec{e}_b \quad (\text{IV.22})$$

$$\frac{d\beta_{\parallel}}{d\tilde{t}} = -\frac{1}{2} \mu_n \vec{e}_b \cdot \vec{\nabla}_n B_n = -\frac{1}{2} \mu_n \frac{dB_n}{ds_n} \quad (\text{IV.23})$$

On garde la même normalisation que précédemment. En effet, le gradient normalisé est $\vec{\nabla}_n = \vec{\nabla} / \frac{c}{\Omega_0}$, et $s_n = s / \frac{c}{\Omega_0}$ est le libre-parcours normalisé suivant la ligne de champ magnétique correspondante.

$\mu_n = \frac{v_{\perp}^2}{B} = \frac{v_{\perp,0}^2}{B_0}$ est une écriture normalisée du moment magnétique (le premier invariant adiabatique), constant au cours du temps. Dans la première équation, le terme $\frac{\gamma \beta^2}{B_n^2} \left(1 + \frac{\beta_{\parallel}^2}{\beta^2}\right) \vec{e}_b \times \vec{\nabla}_n B_n$ est d'ordre 2, et donc négligeable.

IV.6.4 Calculer rapidement le gradient du champ magnétique terrestre

Pour la méthode du centre guide, il est nécessaire de calculer le gradient du champ magnétique selon la direction parallèle au champ magnétique. Un calcul rigoureux de ce gradient demande 6 appels au calcul du champ magnétique (IGRF-11), et ce, à chaque pas du Runge-Kutta. Un calcul tel quel rendrait donc la résolution par centre guide assez lente au final. Heureusement, on peut calculer ce gradient en même temps que le calcul du pas du Runge-Kutta, avec un seul appel au calcul du champ magnétique par pas, et en mémorisant le calcul de B à l'étape précédente. On utilise ainsi l'algorithme suivant :

- (i) Définir dB, ds, B_{sup}, B_{inf} . B est la valeur de l'intensité du champ magnétique à un x, y, z donné. dt est le pas de temps.
- (ii) Dans la première étape du Runge-Kutta, poser $dB = 0$ et $B_{inf} = B$.
- (iii) Dans les 3 étapes suivantes du Runge-Kutta, poser $ds = v_{\parallel} dt$, $B_{sup} = B$ (la valeur de B est différente de B à l'étape (ii)), et $\frac{dB}{ds} = (B_{sup} - B_{inf})/ds$.

IV.6.5 Stratégie de transport des électrons/positrons

Dans les sections précédentes, nous avons présenté trois manières de transporter un électron dans l'atmosphère de la Terre. La méthode présentée en section IV.6.2 est valide tout le temps, mais le temps de calcul qu'elle nécessite la rend, en pratique, impossible à utiliser en dessous d'une certaine altitude (typiquement en dessous de 40-50 km). Nous avons donc établi un critère permettant de choisir dans quel mode de transport on se place.

Le libre parcours moyen va croître exponentiellement (équation (IV.18)) avec l'altitude. Le rayon de Larmor (équation (IV.17)) va également croître avec l'altitude, mais beaucoup plus

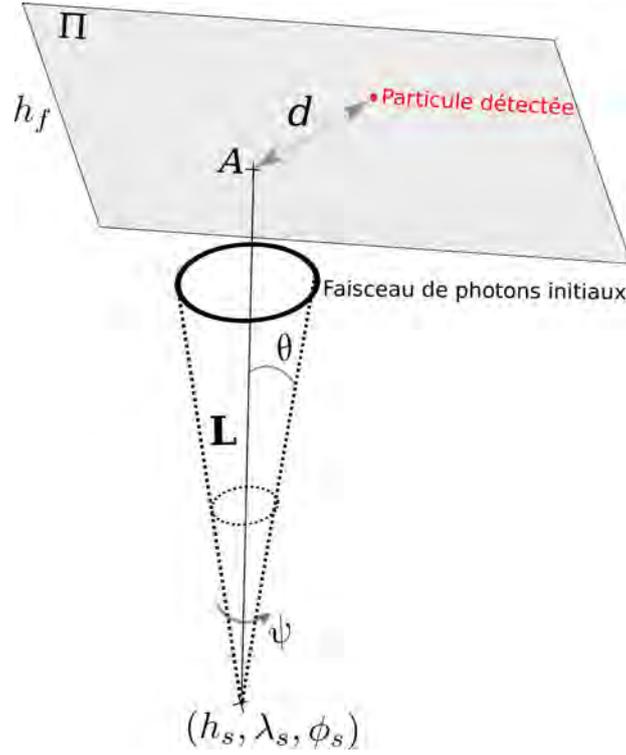


FIGURE IV.14 – Géométrie de la source initiale de photons. (h_s, λ_s, ϕ_s) : coordonnées du point source. \mathbf{L} : vecteur unitaire donnant la direction de la verticale locale basée sur (h_s, λ_s, ϕ_s) . θ : angle d'ouverture de la source. ψ : angle azimutal de la source. Π : partie de la sphère de détection où les particules sont réparties. A : intersection entre Π et \mathbf{L} . d : distance radiale entre A et la particule détectée.

lentement. Quand $L_{i_{par}} < 100R_L$ on est dans un régime purement collisionnel et on applique la méthode de la section IV.6.1. Quand $L_{i_{par}} > 100R_L$, on considère que l'on est dans un régime non-collisionnel et on calcule le transport de la particule chargée avec la méthode du centre guide (section IV.6.3). Quand on est ni dans un cas, ni dans l'autre, on applique la méthode générale décrite en section IV.6.2.

IV.7 Propriétés de la source initiale de photons

IV.7.1 Paramètres géométriques initiaux et finaux des photons

Les photons initiaux sont émis depuis un point source situé aux coordonnées (h_s, λ_s, ϕ_s) . Utiliser une source ponctuelle permet de s'affranchir de la complexité d'une source avec une forme à trois dimensions. De plus, des formes de sources plus compliquées pourront être déduites par une superposition de point sources, si nécessaire. Les paramètres décrivant cette source ponctuelle sont :

- θ : angle d'ouverture.
- ψ : angle azimutal.
- d : distance radiale d'une particule détectée.

Ces éléments sont présentés en figure IV.14. On peut également définir δ comme angle d'inclinaison par rapport à L (zénith). La plupart du temps, δ vaut 0 par simplicité, ψ est tiré uniformément entre 0 et 2π radians, et θ est tiré entre 0 et θ_m radians, avec une densité de probabilité gaussienne :

$$A(\theta|\sigma_\theta) \propto \exp\left(\frac{-\theta^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad (\text{IV.24})$$

Où σ_θ mesure l'ouverture du faisceau et est située entre 5° et 60° . En effet, comme présenté dans *Carlson et al.* (2011), $\sigma_\theta < 5^\circ$ n'est pas permis par la diffusion des électrons et le beaming dû au Bremsstrahlung, et $\sigma_\theta > 60^\circ$ donne des faisceaux trop larges pour expliquer le spectre moyen des TGF observés.

IV.7.2 Spectre d'énergie initial

Soit E l'énergie d'un photon primaire. Un spectre de bremsstrahlung de TGF standard a une densité de probabilité qui peut être exprimée avec :

$$P(E|\epsilon) \propto \frac{1}{E} \exp\left(\frac{-E}{\epsilon}\right) \quad (\text{IV.25})$$

L'énergie de coupure ϵ vaut typiquement 7.3 MeV, qui est une valeur connue pour donner un spectre assez proche du spectre exact (*Dwyer et al.*, 2012). E_{min} est une énergie de seuil et E_{max} est une énergie maximale. Leurs valeurs sont typiquement de 10 keV et 30 MeV respectivement.

Dans un vrai TGF, on estime qu'il y a $\sim 10^{17}$ photons qui sont émis pour une altitude d'émission de 15 km (*Dwyer*, 2012). Dans nos simulations, pour des raisons de temps de calcul, on pourra lancer de 10^7 à 10^8 photons initiaux. Cette statistique est en fait suffisante pour construire des distributions avec peu de bruit (c'est la Loi des grands nombres). Toutes les quantités dépendantes du nombre de photons initiaux devront être corrigées du facteur approprié.

IV.7.3 Distribution temporelle initiale

Pour la distribution temporelle, on a considéré une distribution temporelle typique à 15 km donnée par le modèle de "Relativistic feedback discharge" (RFD) présenté dans *Dwyer* (2012). Dans ce modèle, la distribution temporelle des photons primaires est à peu près symétrique (le temps de montée est proche du temps de descente) pour toutes les durées de pulsations. En suivant *Dwyer and Cummer* (2013) on peut supposer, par simplicité, que cette distribution temporelle est gaussienne :

$$T(t | \sigma_1, t_t) \propto \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t - t_t}{\sigma_{TGF}}\right)^2\right] \quad (\text{IV.26})$$

Où σ_{TGF} et t_t ont la dimension d'un temps. t_t est le temps correspondant à la valeur maximale de la distribution et peut être arbitrairement mis à 0. De plus, σ_{TGF} vaut typiquement 0.15 ms.

IV.8 Validation du modèle

Dans cette section, on va chercher à valider le modèle de transport collisionnel des particules. Pour ce faire, on va utiliser un code de référence du CERN : GEometry ANd Tracking version 4 (GEANT4, *Agostinelli et al. (2003)*). GEANT4 est capable de décrire correctement les processus collisionnels dans l'atmosphère terrestre, pour les particules et l'intervalle d'énergie considéré. La validation du traitement des processus collisionnels dans MC-PEPTITA va consister à le comparer directement avec GEANT4, dans une configuration similaire, en testant à la fois la dégradation d'énergie et la répartition spatiale des particules. Nous allons donc, dans cette section, décrire brièvement GEANT4 et montrer que les deux modèles sont très consistants.

IV.8.1 GEANT4 : spécificités

GEANT4 est développé par une coopération internationale dirigée par le CERN (*Agostinelli et al., 2003*). Il utilise également une approche Monte-Carlo, et on peut choisir plusieurs listes de physique à utiliser. Les listes de physiques "Low and High Energy Parameterization model" (LHEP) et "Low Background Experiment" (LBE) sont validées pour l'intervalle d'énergie couvert (de 10 keV à 100 MeV).

En pratique, utiliser une liste de physique plutôt qu'un autre ne change presque rien aux résultats des simulations GEANT4. Cependant, il est important d'établir ce résultat, parce que des études utilisant GEANT4 pour simuler la production même des TGFs, c'est-à-dire prenant en compte l'accélération et la multiplication des électrons avec un fort champ électrique, soulignent des différences significatives entre les listes de physiques LBE et LHEP (*Skeltved et al., 2014*).

GEANT4 a été initialement conçu pour simuler des détecteurs de particules du CERN, mais a tout de même été validé pour toute une série de molécules et d'atomes, en particulier pour les interactions entre les particules et les gaz de N₂ et O₂. GEANT4 ne peut traiter que des éléments géométriques de densité constante. On va donc, pour la simulation GEANT4, approximer l'atmosphère de la Terre par 500 couches, chacune de densité constante, (calculée par NRLMSISE-00) et réparties exponentiellement entre 0 et 100 km d'altitude. Le modèle collisionnel avec l'atmosphère de MC-PEPTITA a été décrit en sections IV.5.2 et IV.6.1.

IV.8.2 Comparaison entre MC-PEPTITA et GEANT4

En figures IV.15 et IV.16, nous présentons les résultats de simulations MC-PEPTITA et GEANT4 (deux listes de physique) avec des paramètres de simulation de référence, qui sont :

- $E_{min} = 10$ keV, $E_{max} = 10$ MeV.
- 10^7 photons émis avec une loi de puissance en $1/E$ (pas de coupure exponentielle).
- Source à 15 km d'altitude, détection à 100 km
- Faisceau de photons initial orienté vers le zenith. L'angle polaire θ est tiré uniformément entre 0° and 35° . L'angle azimuthal ψ est tiré uniformément entre 0° et 360° .
- Atmosphère constituée uniquement de O₂ et N₂, avec des densités et proportions calculées avec NRLMSISE-00.
- Pas de champ électrique ou magnétique.

On compare ensuite les distributions de particules obtenues à 100 km entre les deux modèles, en comparant trois choses : la distribution en distance radiale, le spectre d'énergie, et les comptages finaux de photons/électrons/positrons. On a choisi ces deux quantités, car elles sont

Simulation	MC-PEPTITA	GEANT4 (LHEP)	GEANT4 (LBE)
Comptages Photons	218,459	217,658	215,500
Comptages Électrons	3516	3547	3369
Comptages Positrons	239	237	245
Ratio Positron	6.4 %	6.3 %	6.8%

Tableau IV.2 – Nombre de photons, d’électrons et de positrons atteignant 100 km altitude pour les simulations MC-PEPTITA et GEANT4. Ces résultats concernent la simulation de référence définie plus haut.

un bon indicateur de ce que l’on cherche à simuler : une dégradation en énergie et une dispersion spatiale. La figure IV.15 présente la distribution en distance radiale et la figure IV.16 la distribution en énergie, pour les simulations GEANT4 (deux listes de physique) et MC-PEPTITA. Pour la distribution de photons, les deux simulations GEANT4 donnent des résultats très similaires, que ce soit pour la distribution spatiale ou en énergie ; donc le choix d’une liste de physique plutôt qu’un autre importe peu dans ce cas. La différence relative entre MC-PEPTITA et GEANT4 est inférieure à 2% pour les deux distributions. Une telle similitude est assez peu étonnante au final. En effet, on utilise le même modèle d’atmosphère pour calculer les densités de N_2 and O_2 , même si GEANT4 utilise des couches de densités constante, et MC-PEPTITA suppose une atmosphère exponentielle qui permet un calcul analytique de la distance parcourue entre deux interactions. De plus, une grosse partie des sections efficaces utilisées sont similaires, ainsi que la façon dont les interactions sont traitées.

En ce qui concerne les distributions d’électrons, la statistique est plus faible, donc il y a une présence de bruit plus importante que pour les photons. Que ce soit pour le spectre d’énergie ou la distribution en distance radiale, les trois simulations sont en très bon accord, considérant le bruit statistique. Ces légères différences s’expliquent avec les mêmes raisons que pour les photons. La statistique sur les positrons est trop faible pour pouvoir comparer leurs distributions.

Le tableau IV.8.2 présente le nombre de particules (photons, électrons et positrons) qui atteignent 100 km d’altitude, pour les trois simulations. On peut voir que les nombres sont consistants entre les différentes simulations dans un intervalle de 5%. Δ_p est la fraction de positrons, et elle peut être définie comme $N(e^+) / (N(e^+) + N(e^-))$. Elle vaut environ 6.5% pour toutes les simulations.

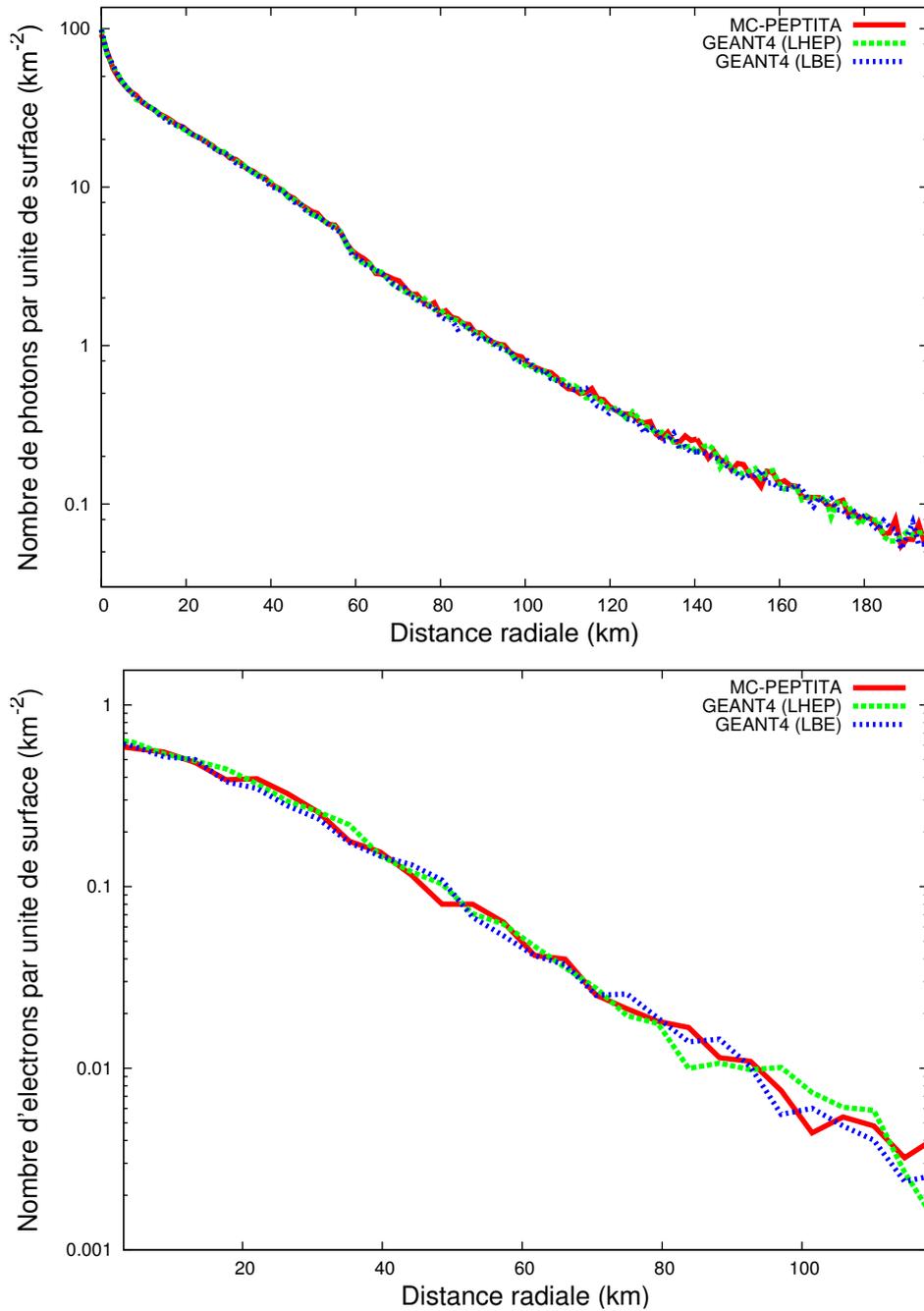


FIGURE IV.15 – **Haut** : Distribution en distance radiale des photons détectés à 100 km d'altitude, provenant d'une source initiale de 10^7 photons située à 15 km d'altitude. On compare MC-PEPTITA et GEANT4 (deux listes de physique). **Bas** : Similaire, mais pour les électrons.

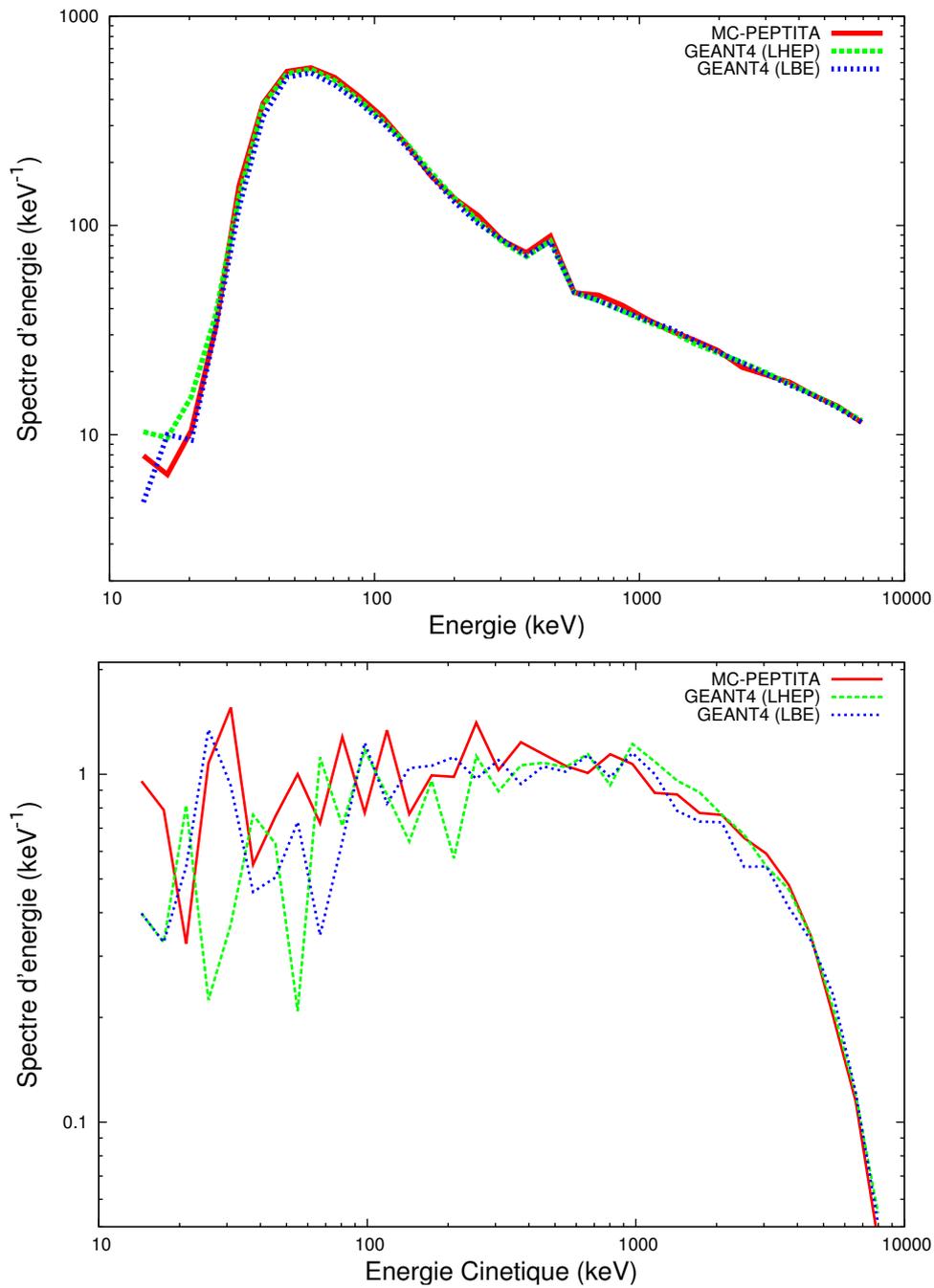


FIGURE IV.16 – **Haut** : Spectre d'énergie des photons détectés à 100 km d'altitude, provenant d'une source initiale située à 15 km d'altitude. On compare les résultats de MC-PEPTITA et GEANT₄ (deux listes de physique). **Bas** : Similaire pour les électrons.

IV.9 Pourquoi ne pas utiliser uniquement GEANT4 ?

Comme MC-PEPTITA produit des résultats très similaires à GEANT4, il est naturel de se demander s'il n'aurait pas été plus efficace d'utiliser uniquement ce dernier, sans avoir à construire notre propre modèle. Mais nous n'avons pas opté pour cette stratégie pour plusieurs raisons.

Premièrement, il s'agit d'une question de rapidité et d'efficacité des calculs numériques. Comme on a déjà pu le voir en section IV.8, GEANT4 ne fonctionne qu'avec des couches de densité constante, et donc le calcul des distances parcourues des différentes particules passe par une inversion numérique (de l'équation (IV.6)), qui est d'autant plus lourde à calculer que le nombre de couches de densité constante est élevé. Dans MC-PEPTITA, comme on suppose un profil atmosphérique exponentiel, l'équation (IV.6) est inversible analytiquement et permet de calculer efficacement et rapidement les longueurs parcourues par les particules. Ainsi, sur un seul CPU, MC-PEPTITA va être plus rapide que GEANT4. D'autant plus que le générateur vectoriel de nombres aléatoires utilisé⁶ dans MC-PEPTITA est celui fourni dans les bibliothèques MKL VSL d'Intel, qui est très rapide et optimisé pour tourner sur les supercalculateurs utilisés au cours de cette thèse.

Toujours en ce qui concerne les calculs numériques, MC-PEPTITA a été parallélisé⁷ pour pouvoir tourner sur plusieurs processeurs. La version standard de GEANT4 (version 9.6) n'est pas parallélisée. Il en existe tout de même une version parallèle appelée "ParGeant4"⁸. Mais pour l'utiliser, il ne s'agit pas juste de modifier quelques options, il faut modifier profondément l'architecture du code. Des exemples sont fournis avec le code, mais il est bien précisé qu'aucune méthode générale n'existe. GEANT4 est en effet un code très complexe, et permet de faire plus de choses que MC-PEPTITA : il ne peut pas être parallélisé aussi simplement. La parallélisation de GEANT4 pour cette simulation aurait donc nécessité un travail assez lourd.

Ensuite, il est important de préciser qu'une partie des informations concernant les particules qui atteignent l'altitude de détection n'est pas accessible avec GEANT4 de manière directe et simple. GEANT4 suit une philosophie orientée objet, et donc les informations que l'on peut demander aux objets "particules détectées" sont pré-programmées et n'incluent pas certaines informations⁹, tout simplement parce qu'elles sont vraiment dépendantes du contexte de la simulation, et GEANT4 se veut plus général. Pour accéder à ces informations, il faudrait changer le code GEANT4 lui-même, ce qui nécessiterait également un travail assez lourd en soit.

Et le dernier argument, probablement le plus important, est simplement que l'objectif principal de ma thèse consiste à développer le code de transport, c'est-à-dire d'acquérir à la fois des compétences concernant les méthodes Monte-Carlo, mais aussi concernant la physique des différentes particules et processus pris en compte. Ainsi, ne faire qu'utiliser GEANT4 comme une boîte noire ne m'aurait pas permis d'acquérir ces compétences.

6. Il est important de préciser que dans ce type de code Monte-Carlo, la fonction la plus appelée est le générateur de nombres aléatoires et représente donc une grosse fraction du temps de calcul total.

7. La parallélisation de MC-PEPTITA est décrite en annexe A.2

8. Voir <http://www.ccs.neu.edu/home/gene/pargeant4-cern.html>

9. Comme par exemple l'altitude de création de la particule, le processus qui l'a créée, le nombre de collisions qu'elle a subie, ou encore son énergie ou son orientation initiale

IV.10 Résumé et conclusions

MC-PEPTITA est un modèle Monte-Carlo du transport dans l'atmosphère terrestre des photons X/gamma, et des électrons et positrons. Il résout leur transport en trois dimensions et prend en compte un total de 11 processus, dont les sections efficaces utilisées proviennent essentiellement des bases de données EPDL et EEDL (du Lawrence Livermore National Laboratory). La simulation des processus eux-mêmes est très similaire à celle présentée dans PENELOPE. L'atmosphère est modélisée avec NRLMSISE-90, et utilise une approximation exponentielle avec un équilibre hydrostatique local. Le modèle IGRF-11 est utilisé pour connaître le champ magnétique terrestre, et le transport non-collisionnel des particules chargées est fait à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. Un régime intermédiaire entre les modes de transport collisionnels et non-collisionnels des particules chargées est également inclus.

Comme condition initiale du programme, il faut fixer le type de particules, le spectre en énergie et les propriétés spatio-temporelles de la source. Ces derniers sont très flexibles et peuvent donc également s'appliquer, plus largement, à des problèmes autres que les TGF. En sortie du programme, on se fixe une altitude limite. Les photons sont sauvegardés au moment où ils franchissent cette limite. Les électrons et les positrons sont également sauvegardés à chaque franchissement de cette limite. Mais ces derniers continuent par contre à être suivis jusqu'à ce que leur énergie passe en dessous du seuil de 10 keV, ou qu'ils se soit écoulé un certain temps limite. De plus, par la conservation du premier invariant adiabatique, ils peuvent même rebondir sur des points miroirs magnétiques et faire ainsi plusieurs aller-retour.

Le modèle a ensuite été validé par comparaison avec GEANT4 en ce qui concerne les processus collisionnels. Nous verrons aux chapitres V et VI que la validation du modèle peut être encore plus confortée de par sa capacité à reproduire précisément des observations du télescope spatial Fermi.

Chapitre V

Simulation d'un TGF

Le modèle MC-PEPTITA a été présenté en détails au chapitre précédent. Nous présentons une première application du modèle dans ce chapitre, en se plaçant dans une configuration similaire à l'événement Fermi 091214 (*Briggs et al.*, 2011). D'après *Briggs et al.* (2011), ce TGF s'est produit aux alentours de 32° de longitude et -13° de latitude (dans l'hémisphère sud). La source est supposée ponctuelle et pour des raisons de temps de calculs, $N = 2 \times 10^8$ photons initiaux sont tirés¹. Cette statistique est suffisante pour pouvoir construire des distributions avec peu de bruit. L'altitude de la source est supposée à 15 km, et l'altitude de détection (i.e. du satellite) est de 565 km. Le TGF a les propriétés présentées au chapitre précédent (sections IV.7.1, IV.7.2 et IV.7.3), avec des paramètres valant $\sigma_\theta = 35^\circ$ pour l'angle d'ouverture, $E_{min} = 10$ keV, $E_{max} = 30$ MeV pour l'intervalle d'énergie, $\epsilon = 7.3$ MeV pour la coupure exponentielle, et $\sigma_{TGF} = 0.15$ ms pour la distribution temporelle.

Au cours de ce chapitre, nous allons présenter en détails les résultats de cette simulation, concernant en particulier les origines, ainsi que les propriétés énergétiques, et spatiales des particules ayant atteint l'altitude du satellite.

V.1 Origine des particules atteignant l'altitude du satellite

L'histogramme en figure V.1 (haut) montre les processus responsables de la création des différentes particules ayant atteint l'altitude du satellite. Environ 81% des photons atteignant la frontière à 565 km viennent de la source initiale. Toujours en figure V.1, l'histogramme du milieu montre la répartition du nombre d'interactions qu'on subi les photons ayant été détectés. On peut voir que $\sim 75\%$ ont interagi moins de 3 fois. La plupart de ces interactions correspondent à de la diffusion Compton, car sa section efficace domine celle de la diffusion Rayleigh dans tout l'intervalle d'énergie considéré (voir figure IV.10), et que les deux autres processus possibles (absorption photo-électrique et production de paire) vont entraîner la suppression de la particule de la simulation. Les photons dus à l'annihilation de positrons représentent $\sim 7\%$. Ces derniers sont très concentrés aux alentours de 511 keV. Cette énergie correspond en effet à l'énergie de masse d'un électron ou d'un positron, et l'annihilation de ces deux particules au repos dans un milieu dense produit toujours deux photons de 511 keV. Ils vont donc produire une raie clairement visible dans le spectre d'énergie (voir figure V.2). La partie due au Bremsstrahlung des électrons secondaires représente $\sim 13\%$ du total. Toujours en figure V.1, l'histogramme bleu montre que $\sim 80\%$ des électrons sont dus à la diffusion Compton, $\sim 7\%$ à la

1. Un TGF émet réellement aux alentours de 10^{17} photons.

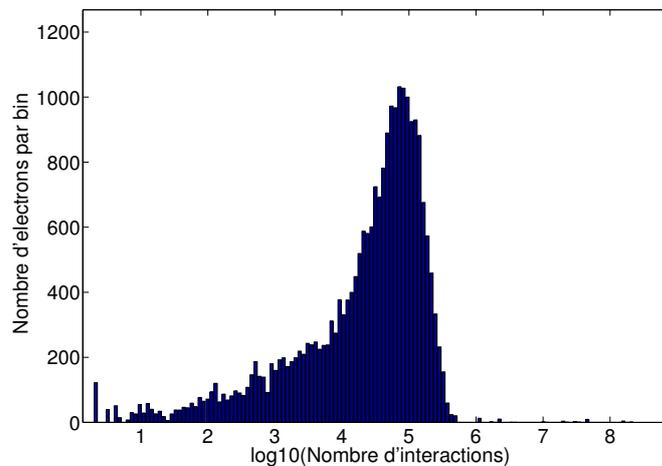
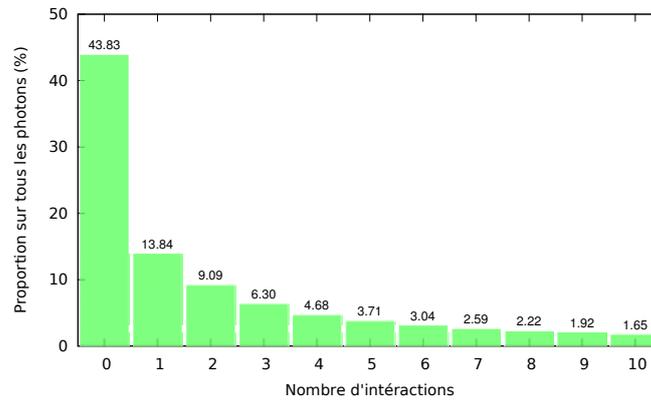
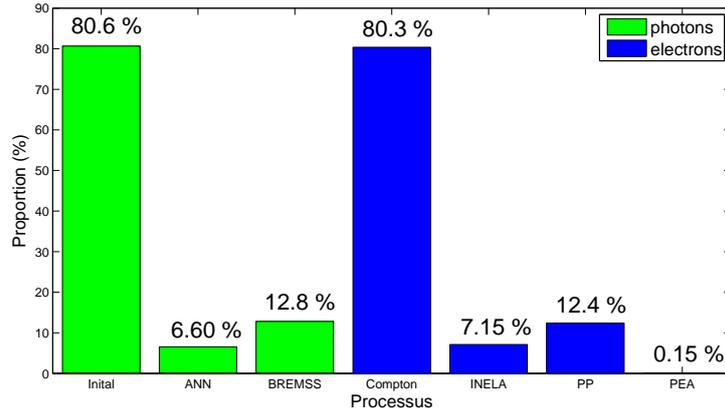


FIGURE V.1 – **Haut** : Proportion des processus créateurs des particules atteignant 565 km. Les processus en abscisse sont, de gauche à droite : production initiale, Annihilation e^-/e^+ , Bremsstrahlung, diffusion Compton, diffusion inélastique, production de paire e^-/e^+ et absorption photo-électrique.

Milieu : Pourcentage de photons (atteignant 565 km d'altitude) qui ont subi un nombre donné d'interactions. Le nombre d'interactions, de 0 à 10, sont indiqués, mais certains photons ($\sim 7\%$) peuvent également interagir plus de 10 fois.

Bas : Distribution du nombre d'interactions subies par les électrons atteignant l'altitude du satellite

Dans tous les deux cas, on considère uniquement les particules détectées la première fois dans l'hémisphère sud.

diffusion inélastique et $\sim 12\%$ à la production de paire électron/positron. Pratiquement aucun des électrons produits par absorption photo-électrique ne peut atteindre 565 km d'altitude. Les électrons dus à l'absorption photo-électrique sont en effet les moins énergétiques, car ils sont produits par les photons les moins énergétiques : il va donc être très difficile pour eux d'atteindre l'altitude du satellite. L'origine des positrons est claire puisqu'ils ne peuvent être produits que par production de paire électron/positron par des photons gamma assez énergétiques.

La figure V.1 (bas) est un histogramme du nombre d'interactions que subissent les électrons avant d'atteindre l'altitude du satellite. Les électrons atteignant l'altitude du satellite subissent en moyenne $\approx 214\,000$ interactions, soit plusieurs ordres de grandeur de plus que les photons. Cependant, cette moyenne est biaisée par un petit nombre d'électrons qui vont interagir un très grand nombre de fois ($> 10^6$). Si on regarde les quartiles de cet histogramme, on a $Q_1 \approx 13\,500$, $Q_3 \approx 104\,500$, et une valeur médiane (Q_2) de $\approx 48\,800$ interactions, et de plus, 95% des électrons auront fait moins de 226 210 interactions. La valeur maximale de la distribution est située aux alentours de 83 000 interactions.

V.2 Spectres d'énergie

V.2.1 Décomposition par types de particules

La figure figure V.2 présente les spectres d'énergie des photons, électrons et positrons résultants de la simulation, ainsi que le spectre initial de photons supposé à 15 km et qui est proportionnel à $E^{-1} \exp(-E/7300 \text{ keV})$. Le spectre de photons atteignant l'altitude du satellite contient à peu près 50 fois moins de photons que le spectre initial à 15 km, mais ce dernier est placé à une échelle arbitraire sur la figure, pour faciliter sa comparaison. Les spectres de photons et d'électrons présentés dans *Dwyer et al.* (2008b) sont également tracés, mais seront discutés en section V.5.

Regardons d'abord le spectre de photons atteignant l'altitude du satellite (courbe bleue). En dessous de $\sim 25 \text{ keV}$, il y a une forte décroissance due à l'absorption photo-électrique. Pour des énergies plus élevées, le spectre croît et atteint un maximum pour une énergie aux alentours de 50 keV. Ensuite, jusqu'à $\sim 1 \text{ MeV}$, il suit à peu près le spectre émis initialement. Au-delà de 1 MeV, il y a une augmentation du spectre par rapport au spectre initial, qui sera discutée dans la section suivante. Finalement, le spectre des photons décroît exponentiellement à partir de 4-5 MeV, avec un facteur $\propto \exp(-E/3500 \text{ keV})$. Aux alentours de 511 keV, il y a une raie due aux photons produits par annihilation de positrons. On peut remarquer que le spectre de photons initialement supposé ne dispose pas de raie à 511 keV, et donc cette dernière est due à l'annihilation des positrons secondaires qui ont été produits au cours de la simulation.

Regardons ensuite le spectre d'énergie des électrons (courbe rouge). Au-dessus de 50 keV, le spectre des électrons est assez similaire à celui des photons, mais avec un facteur d'échelle d'environ 56. En dessous de 50 keV, il n'y a pas de coupure dans le spectre d'électrons et il semble suivre une loi de puissance de pente -0.5. En dessous de $\sim 14 \text{ keV}$, les spectres des photons et des électrons sont du même ordre de grandeur.

Pour les positrons, la statistique est moins bonne. Le spectre d'énergie des positrons semble assez similaire (à un facteur d'échelle de ~ 6 près) à celui des électrons dans sa partie haute énergie (de 800 keV à 10 MeV). En effet, les positrons ne peuvent être produits que par production de paire électron/positron, qui produit en moyenne un électron et un positron plus énergétiques que les électrons créés par les processus pouvant produire des électrons (diffusion Compton, diffusion inélastique, et absorption photo-électrique). De fait, peu de positrons sont produits en dessous de $\sim 400 \text{ keV}$, et ces derniers ont trop peu d'énergie, ainsi qu'une forte probabilité de s'annihiler avant d'avoir pu atteindre l'altitude du satellite.

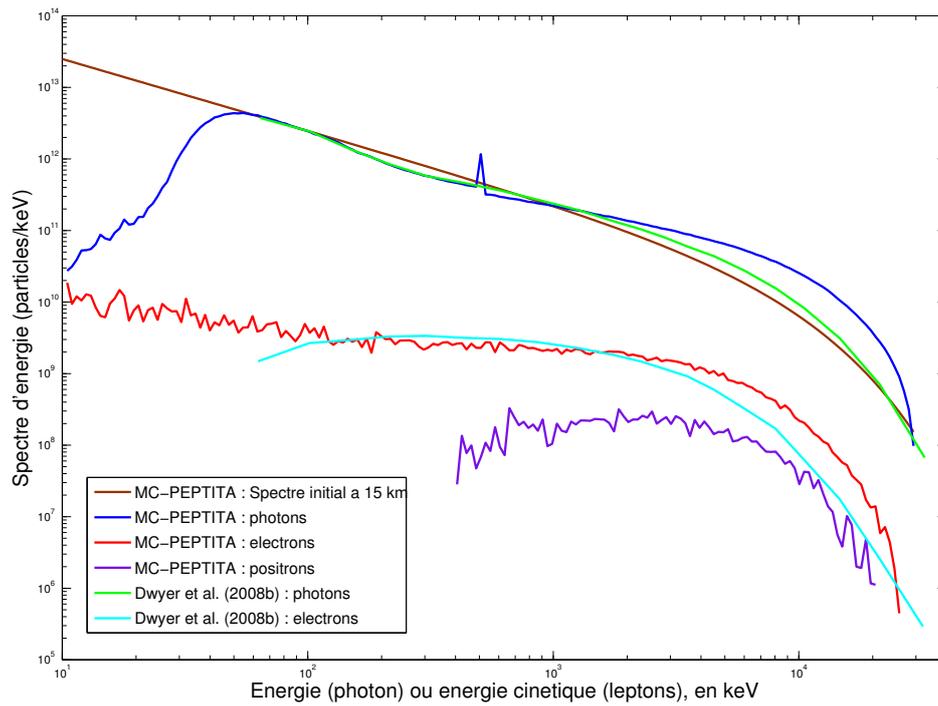


FIGURE V.2 – *Spectre d'énergie des photons, électrons et positrons obtenus dans MC-PEPTITA, comparés au spectre initialement supposé à 15 km (donc l'échelle a été diminuée pour correspondre à la courbe bleue) et aux spectres présentés dans Dwyer et al. (2008b).*

V.2.2 Décompositions par processus de création

Comme on l'a vu en section V.1, on connaît le processus source de chaque particule ayant réussi à atteindre l'altitude du satellite. Leur spectre en énergie est donc décomposable en fonction de ce critère. En figure V.3 (haut et bas) nous présentons les décompositions des spectres des photons et des électrons en fonction des leur mécanismes sources.

Concernant les photons (figure V.3, haut), on peut voir qu'en dessous de 30 keV, le spectre est dominé les photons Bremsstrahlung (produit par des électrons secondaires). Ce derniers semblent être moins sujets à la coupure due à l'absorption photo-électrique que les autres photons. Cela est dû au fait qu'une bonne partie de ces photons est produite à une altitude plus élevée que les autres. En ce qui concerne les photons dus à l'annihilation, on peut en voir une grande partie à 511 keV, qui correspondent à ceux qui n'ont pas interagi après leur production. Ces photons sont tous initialement très proches de 511 keV, et donc la queue à plus basse énergie correspond en fait aux photons qui ont interagi une ou plusieurs fois (essentiellement par des diffusions Compton).

En ce qui concerne les électrons (figure V.3, bas), on peut voir que la partie correspondante à la production de paire est assez similaire au spectre des positrons en figure V.2. Cette partie est finalement assez peu importante en ce qui concerne le spectre total. La partie due à la diffusion Compton est toujours au moins un ordre de grandeur au-dessus de la partie due à la production de paire. De plus, cette composante du spectre due à la diffusion Compton est plus importante que celle due à la diffusion inélastique pour des énergies supérieures à 100 keV. En dessous de quelques MeV, cette composante stagne, alors que celle due à la diffusion inélastique présente une loi de puissance de pente -0.5 .

Une conclusion importante que l'on peut tirer est que dans certains cas, si l'on utilise un spectre d'énergie plus dur pour les photons initiaux (en réduisant ou enlevant la coupure exponentielle par exemple), on aura certes une production de positrons plus élevée, mais également une production encore plus importante d'électrons par diffusion Compton. Paradoxalement, cela pourra donc entraîner une diminution du ratio positron/électrons (Δ_p) dans le TEB. Cela est valable par exemple pour une énergie maximale mise à 10 MeV, car la section efficace de la diffusion Compton domine à toutes les énergies celle de la production de paire. Mais quand E_{max} vaut 30 MeV, la production de paire domine au-delà de ≈ 20 MeV (voir figure IV.10), et utiliser un spectre plus dur entraînera par contre une augmentation de Δ_p .

Δ_p est important, car il peut être directement estimé dans les observations de satellite (en mesurant la taille de la raie à 511 keV) et peut donc permettre d'établir des contraintes sur le TGF à partir d'observations réelles. Ce point sera abordé plus en détail au chapitre suivant.

V.2.3 Décomposition par nombre d'interactions

Comme on l'a vu en section V.1, on connaît le nombre d'interactions qu'a subi chaque particule qui compose les spectres en figure V.2. Pour mieux comprendre ces spectres, on peut les décomposer en fonction du nombre d'interactions qu'ont subi les particules qui le constituent. Cette décomposition est présentée en figure V.4.

Regardons en premier le cas des photons (figure V.4, haut). Le spectre correspondant à 0 interactions est en fait lui-même formé par trois composantes : photons initiaux, photons Bremsstrahlung et photons produits par l'annihilation positron/électron (avec des énergies très proches de 511 keV). Concernant la courbe des particules n'ayant fait qu'une seule interaction, on peut voir que cette dernière (très probablement une diffusion Compton) va avoir deux effets : une dégradation à haute énergie (i.e. une diminution de l'énergie maximale d'environ 1 MeV) et également une dégradation à basse énergie. Les photons de 511 keV, après avoir interagi une

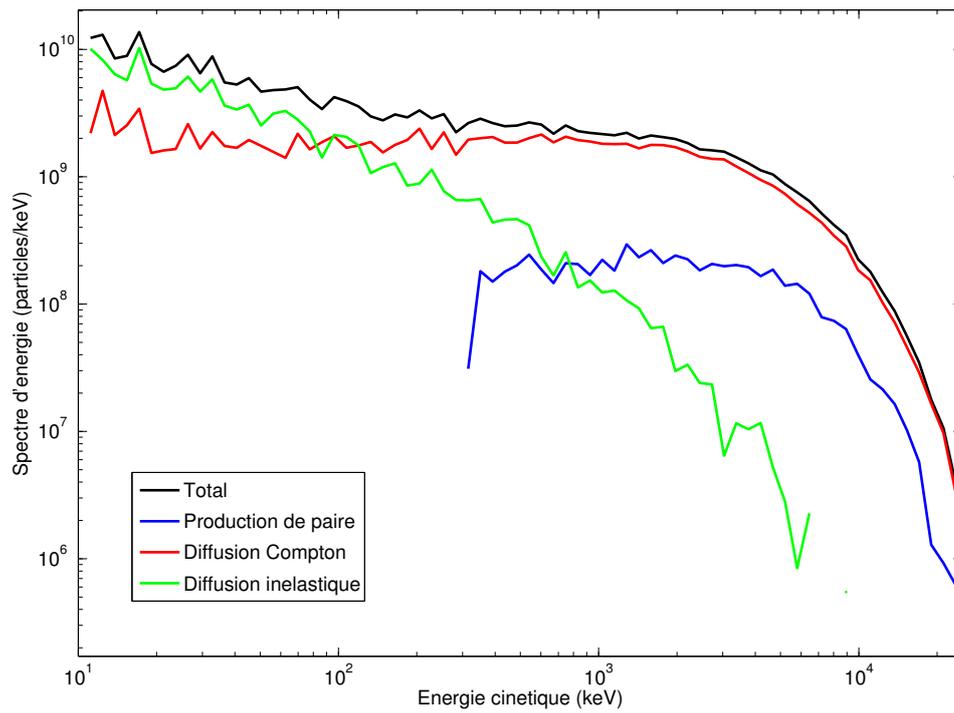
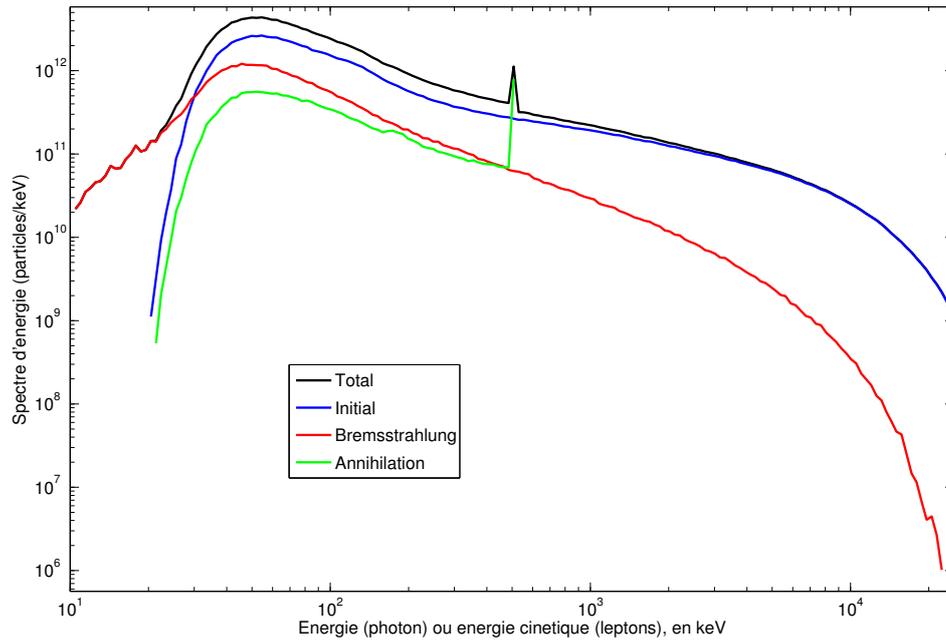


FIGURE V.3 – Spectre d'énergie des photons (*haut*) et des électrons (*bas*) obtenus dans MC-PEPTITA, et décomposés par leur processus de création.

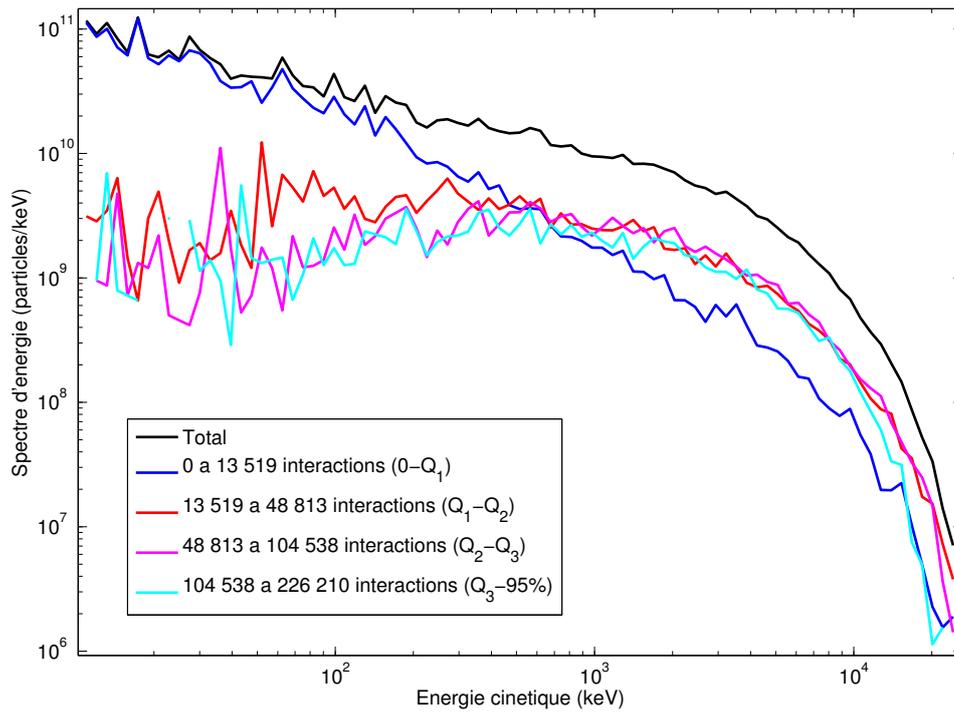
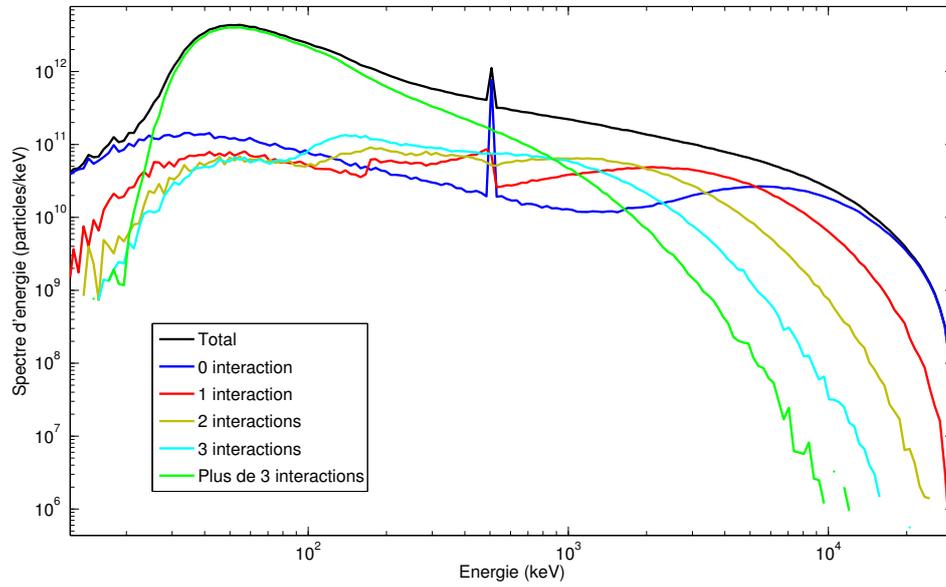


FIGURE V.4 – Spectre d'énergie des photons (*haut*) et des électrons (*bas*) obtenus dans MC-PEPTITA, et décomposés par nombre d'interactions.

fois, vont laisser une trace caractéristique de la diffusion Compton, qui a en fait directement la forme de la section efficace différentielle en énergie de ce processus. On peut également voir que la dégradation haute énergie de 1 MeV est à peu près la même après chaque interaction. La figure V.4 met aussi clairement en évidence que la bosse du spectre des photons localisée entre 30 et 100 keV est en fait essentiellement constituée par des photons ayant interagi plus de trois fois.

On peut voir en figure V.4 (bas) la décomposition du spectre d'électrons en fonction du nombre d'interactions, dont les bornes pour la construire sont choisies avec la valeur des quartiles Q1, Q2 et Q3, ainsi que la borne contenant 95 % des particules. Si on regarde la partie basse énergie (<500 keV), on peut voir que, quand le nombre d'interactions augmente, le spectre diminue en amplitude. Ainsi, la partie du spectre d'électron à basse énergie (courbe bleue) est constituée essentiellement des électrons ayant le moins interagi. Ces derniers sont certainement produits à plus haute altitude et ils seront, en moyenne, les produits de particules moins énergétiques que ceux produits plus bas. Ainsi, le spectre aux hautes énergies (>500 keV) des électrons ayant le moins interagi a une amplitude plus faible que les autres composantes. Ces composantes présentent elles-mêmes des amplitudes relativement similaires entre elles, même si la courbe cyan (des électrons ayant le plus interagi) semble avoir une amplitude légèrement moins élevée sur les plus hautes énergies (>10 MeV).

V.3 Distributions en distance radiale

V.3.1 Photons

En figure V.5, nous présentons le flux de photons (en photons/cm²) en fonction de leur distance radiale. On peut constater que cette distribution s'étale sur plus de 2000 kilomètres, mais que le flux ne reste pas supérieur à 1 photon/cm² au-delà de ~ 20 km. En fait, on peut montrer que si tous les TGF étaient tels quel, cette taille ne serait pas suffisante pour expliquer le taux d'occurrence des TGF qui est observé par les satellites. Cela pourrait donc impliquer que :

- Ce TGF (ayant produit l'évènement Fermi 091214) n'est pas représentatif du TGF moyen.
- La source initiale de photon supposée doit avoir un beaming (σ_{theta}) plus élevé.
- Le nombre de photons à la source est supérieur aux 10^{17} supposés ici.

La distribution obtenue par MC-PEPTITA est présentée en bleu et est décomposable en deux parties. De 0 à 100 km, on a une loi de puissance de pente -1 , puis au-delà de 100 km, on a une coupure. La comparaison avec la courbe noire (*Dwyer et al., 2008b*) est discutée en section V.5.

La courbe rouge présente les photons émis dans l'hémisphère nord, par Bremsstrahlung des électrons atteignant une altitude suffisamment basse ($<\sim 80$ km) dans l'hémisphère nord pour pouvoir interagir significativement avec l'atmosphère. Leur flux spatial est à peu près 10^4 fois plus petit que celui des photons de l'hémisphère sud, et $\sim 10^3$ fois plus petit que celui des électrons ayant rebondi sur leur point miroir magnétique dans l'hémisphère nord. La probabilité qu'ils puissent laisser une trace détectable dans les détecteurs d'un satellite de type Fermi est donc très faible. Ces photons sont également ~ 3 fois plus étalés spatialement.

En fait, on peut constater que la distribution spatiale du flux de photons est relativement proche de celle constituée par les photons n'ayant pas interagi avec l'atmosphère avant d'atteindre l'altitude du satellite. La forme du flux de photons détectés dans l'hémisphère nord (présentée en figure V.5) dépend donc énormément de la supposition faite sur la distribution angulaire des photons de la source, et on ne peut donc pas en tirer de conclusion quant à la forme de la distribution réelle d'un TGF.

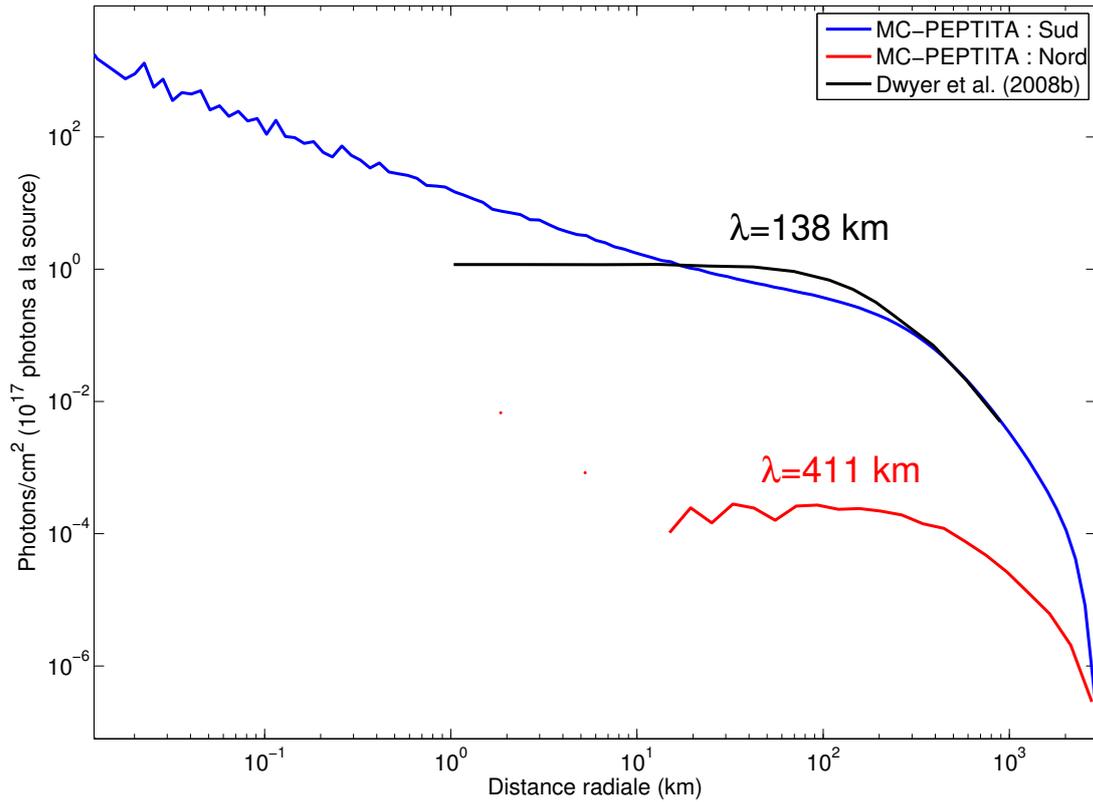


FIGURE V.5 – Distributions en distance radiale des photons, obtenues dans MC-PEPTITA, dans les hémisphère sud (où se situe la source) et nord (émission Bremsstrahlung des électrons), comparées avec la distribution présentée dans Dwyer et al. (2008b). Les valeurs des paramètres des ajustements des fonctions exponentielles sont également données.

	Sud	Nord	Nord après rebond
Électrons	25% : 10 km	25% : 9 km	25% : 10 km
	50% : 17 km	50% : 16 km	50% : 20 km
	90% : 53 km	90% : 51 km	90% : 67 km
Positrons	25% : 8 km	25% : 8 km	25% : 8 km
	50% : 15 km	50% : 14 km	50% : 17 km
	90% : 40 km	90% : 38 km	90% : 45 km

Tableau V.1 – Taille des faisceaux d'électrons et de positrons.

V.3.2 Leptons

Dans cette simulation, le faisceau d'électrons secondaires produit suit une ligne de champ magnétique moyenne qui intercepte le plan de détection (565 km d'altitude) dans l'hémisphère sud à une latitude de -8.46° et une longitude de 31.7° . Le point conjugué, à 30 km d'altitude dans l'hémisphère nord, est localisé à 31.8° de longitude et 30.6° de latitude, ce qui est très proche de la position réelle du satellite présentée dans *Briggs et al.* (2011).

En figure V.6, nous présentons les flux de particules (électrons ou positrons) en fonction de leur distance radiale dans le TEB. Elles s'étalent sur environ 80 km, et le flux d'électrons reste supérieur à $1/\text{cm}^2$ jusqu'à environ 6 km. Ces distributions en distance radiale présentent une partie constante, avec un coupure exponentielle, et sont très bien ajustées par des fonctions exponentielles $\propto e^{-\frac{d}{\lambda}}$ (où d est la distance radiale). Les valeurs de λ des différentes courbes sont indiquées sur la figure. Le tableau V.1 donne la taille des faisceaux contenant 25, 50 et 90 % des électrons et positrons, aux différents instants de détection. On peut constater que les positrons sont, en moyenne, un peu plus concentrés que les électrons. Si on définit la taille du faisceau comme sa valeur contenant 50% des particules, les faisceaux d'électrons font environ 17 km, et s'élargissent à environ 20 km après rebond dans l'hémisphère nord. Les faisceaux de positrons font 15 km et s'élargissent à 17 km après rebond dans l'hémisphère nord.

Une autre information importante que l'on peut extraire de cette simulation est le taux de rebond des électrons et positrons dans l'hémisphère nord. On peut voir que ce taux est de $\sim 24\%$ pour les électrons, et de $\sim 19\%$ pour les positrons². Un taux de rebond plus bas s'explique en regardant les angles d'attaque, définis comme les angles entre les directions des particules et le champ magnétique local. Comme on a vu sur les spectres d'énergies en section V.2, les positrons vont avoir, en moyenne, plus d'énergie que les électrons. Ces derniers seront donc moins déviés lors de leurs interactions, car les sections efficaces différentielles sont de plus en plus étroites quand l'énergie de la particule incidente augmente. Ainsi, les angles d'attaque des positrons sont, en moyenne, plus faibles que ceux des électrons, et donc leurs points miroirs magnétiques sont plus bas en altitude, ce qui leur donne moins de chances de rebondir.

V.4 Altitude de production des électrons et positrons

La figure V.7(a) présente la production totale d'électrons secondaires (>10 keV) en fonction de l'altitude (en noir), ainsi que la production d'électrons ayant atteint l'altitude du satellite (en bleu). Comme on peut le voir sur la courbe en noir, des électrons peuvent être produits en-dessous de la source initiale à 15 km d'altitude. Des photons peuvent en effet faire des diffusions

2. Cette information est également extraite des courbes de lumières, en section VI.1.2

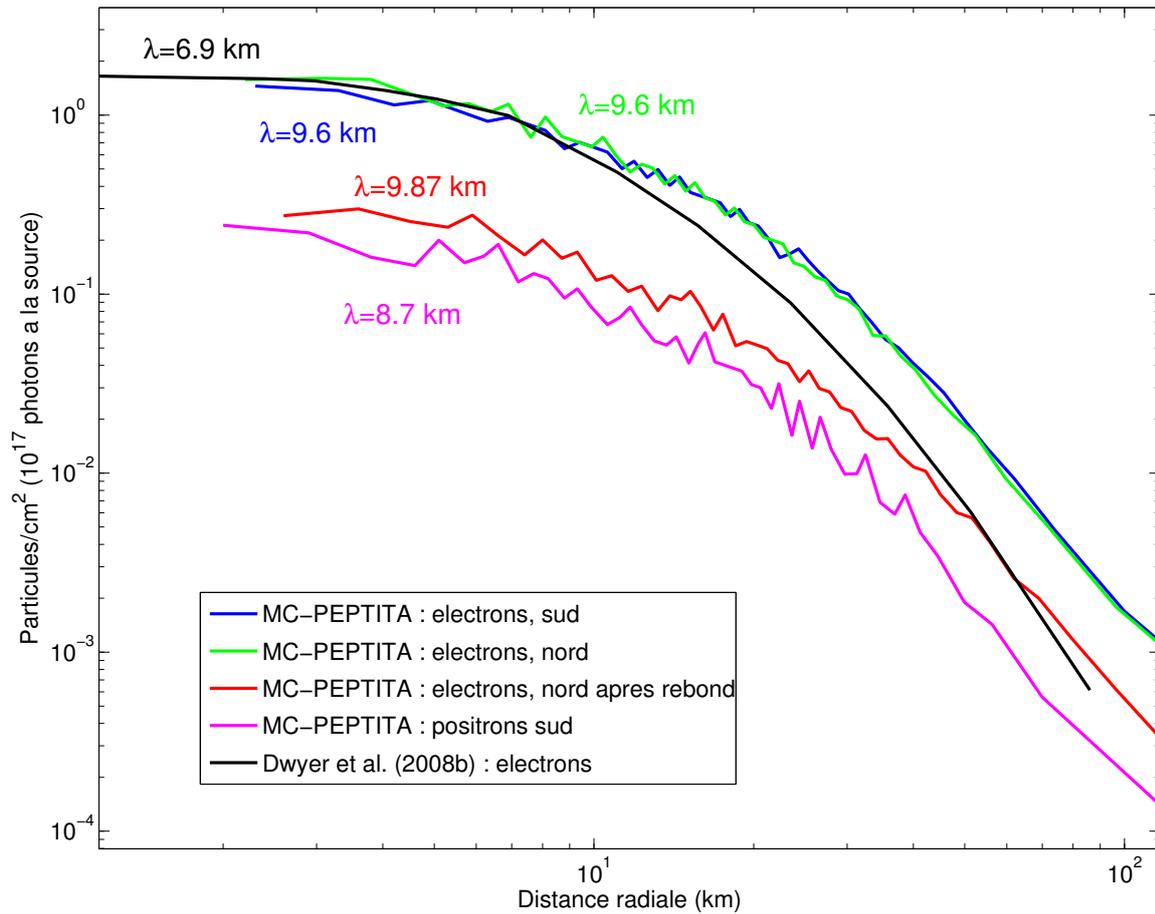


FIGURE V.6 – Distributions en distance radiales des électrons obtenus par MC-PEPTITA dans 3 cas : Sud, Nord et Nord après rebond sur le point miroir magnétique. On présente également la distribution des positrons dans l’hémisphère sud, ainsi que la distribution reproduite de Dwyer et al. (2008b). Pour chaque courbe, le paramètre λ de l’ajustement des fonctions exponentielles est donné.

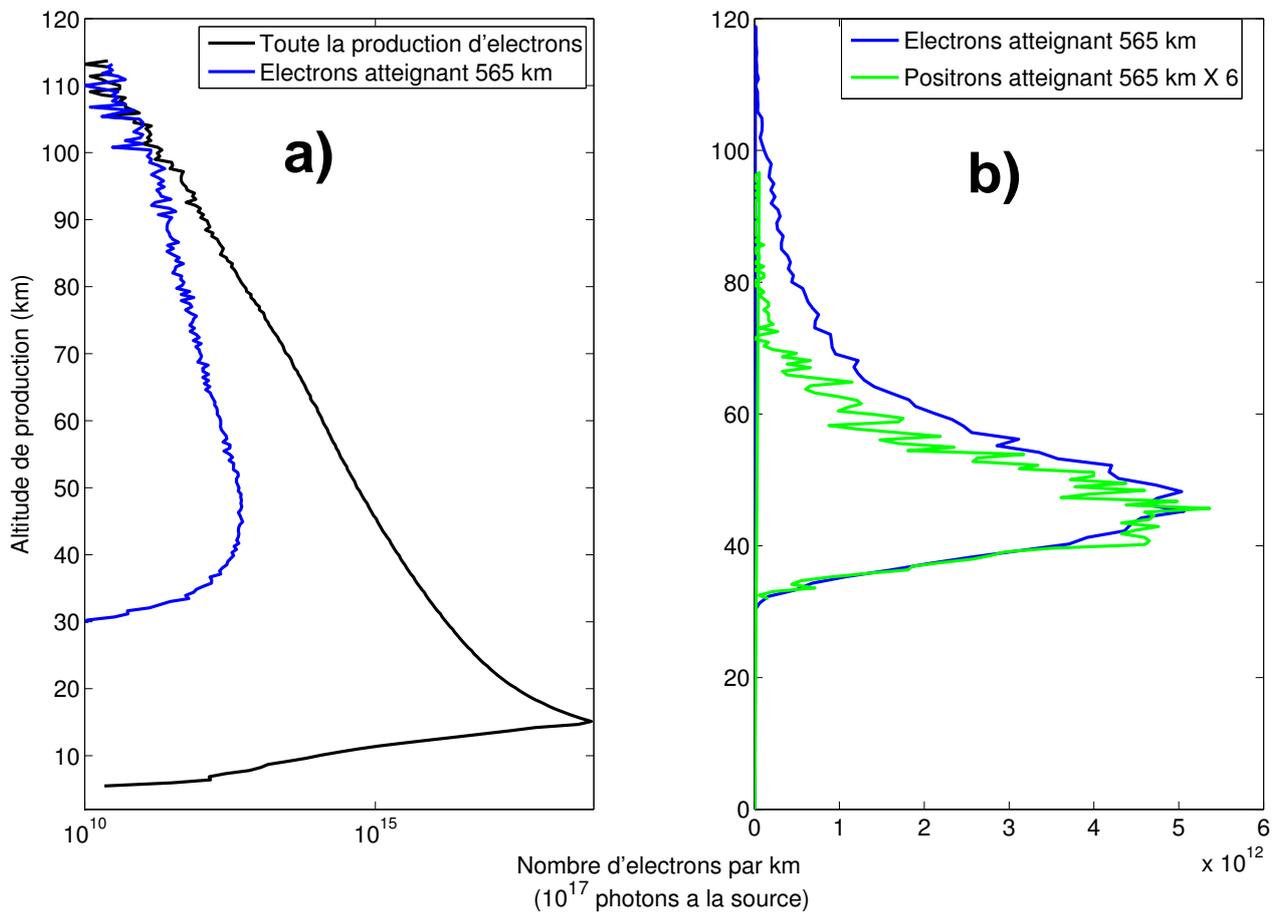


FIGURE V.7 – Taux de production des électrons avec des énergies > 10 keV, en fonction de l'altitude. On suppose une source initiale de 10^{17} photons.

a) Échelle logarithmique. En noir, taux de production des électrons, en prenant en compte tous les électrons produits ; et en bleu en prenant en compte uniquement les électrons qui arrivent à atteindre 565 km d'altitude (satellite).

b) Échelle linéaire. Uniquement les taux de production des électrons et positrons atteignant l'altitude du satellite. Un facteur multiplicatif de 6 est appliqué aux positrons.

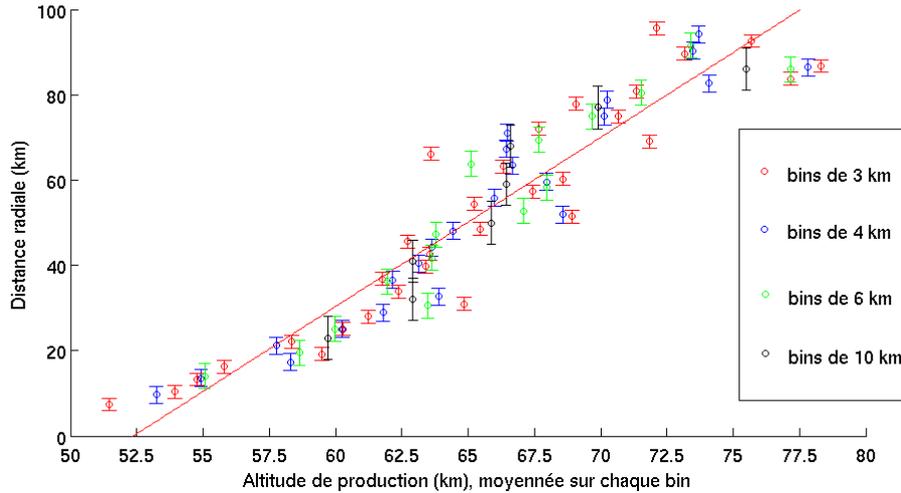


FIGURE V.8 – Altitudes de production moyennes à l'intérieur d'intervalles de distance radiale avec différentes tailles. On peut voir que la corrélation est claire. En moyenne, des électrons produits à plus haute altitude seront situés à une distance radiale plus élevée dans le TEB. Les données peuvent être ajustées par une droite d'équation $y = 3.97(z - 52.4\text{km})$.

Compton, dont la probabilité de rétro-diffusion, vers une altitude plus basse, n'est pas négligeable. Une fois une altitude plus basse atteinte, ces photons peuvent produire des électrons par diffusion Compton, production de paire ou effet photo-électrique. Toujours dans cette courbe, la production électronique totale décroît en suivant approximativement la décroissance exponentielle de la densité atmosphérique avec l'altitude (7 km de distance caractéristique). Mais seule une petite partie de tous les électrons produits est ensuite capable d'atteindre 565 km d'altitude ($\sim 1/60,000$). Il y a en fait un équilibre entre l'altitude de production (une particule produite plus haute aura exponentiellement plus de chance de s'échapper), et la fréquence de collision (qui décroît exponentiellement avec l'altitude) des particules avec l'atmosphère, que ce soit celle des photons (principalement due à la diffusion Compton et à la production de paire) ou celles des électrons (principalement due aux diffusions élastiques et inélastiques).

En dessous de ~ 30 km d'altitude, les électrons n'auront aucune chance d'atteindre l'altitude du satellite. La production d'électrons capables d'atteindre 565 km d'altitude est répartie essentiellement entre ~ 30 km et ~ 100 km, avec une valeur moyenne de ~ 53 km. La majeure partie de la distribution des électrons s'échappant est localisée entre ~ 30 et ~ 60 km d'altitude, mais les interactions des particules et la production d'électrons au-dessus de 50 – 60 km n'est pas négligeable, et va être responsable de faisceaux d'électrons avec des rayons de 20 à 50 km, en fonction du critère choisi. Cette relation entre altitudes de production et distance radiale de détection peut bien être mise en évidence en figure V.8. Dans cette figure, on choisit des électrons dans certains intervalles de distance radiale (de longueur 3, 4, 6 et 10 km) et on regarde l'altitude de production moyenne dans chacun de ces intervalles. La corrélation est claire, et on obtient un ajustement linéaire d'équation $y = 3.97(z - 52.4)$ km, où z est l'altitude de production moyenne de chaque intervalle et y la distance radiale centrale de chaque intervalle.

Toujours en figure V.7, la production d'électrons entre 28 et 70 km d'altitude est essentiellement due à la production par diffusion Compton des photons, tandis que la production au-delà de 70 km d'altitude est équitablement répartie entre diffusion Compton des photons,

et diffusion inélastiques des électrons. L'énergie moyenne des électrons s'échappant et produits en dessous de 70 km est de ~ 4 MeV. Cette énergie moyenne vaut ~ 980 keV pour les électrons produits au-dessus de 70 km.

Finalement, la figure V.7 présente également les taux de production des positrons avec l'altitude. Un facteur 6 est appliqué à cette distribution pour qu'elle ait une échelle similaire à celle des électrons, et ainsi pouvoir comparer les deux facilement. Une fois mis à la même échelle, les positrons présentent une distribution similaire, en dessous de 60 km, à celles des électrons, mais la décroissance est plus rapide à plus haute altitude. C'est simplement dû au fait qu'une grande partie des électrons produits au-delà de 60 km d'altitude est due à la diffusion inélastique (des électrons ou des positrons), qui produit uniquement des électrons. L'altitude de production moyenne des positrons est ainsi de 48.4 km, soit 5 km de moins que les électrons. De plus, comme on a vu qu'il y a une corrélation entre altitudes de production et distances radiales, cela implique que le faisceau de positrons doit être moins étendu en distance radiale que celui d'électrons. Ceci est vérifié avec la figure V.6.

V.5 Comparaison avec le modèle de *Dwyer et al.*

Dans cette section, nous proposons une comparaison directe entre les résultats du modèle de *Dwyer et al.* (2008b), et les nôtres. Dans un premier temps, il est important de préciser que les différences entre les deux modèles sont à nuancer en considérant les points suivants :

- La simulation présentée dans *Dwyer et al.* (2008b) a une altitude source de 21 km (contre 15 km ici).
- *Dwyer et al.* (2008b) utilise une population de photons initiale qui viennent probablement de la théorie du feedback relativiste, dont la répartition angulaire (qui n'est pas précisée dans l'article) est probablement plus concentrée que celle utilisée dans ma simulation (équation (IV.24)).
- La limite de détection vaut 500 km d'altitude dans *Dwyer et al.* (2008b) et 565 km dans notre cas.
- *Dwyer et al.* (2008b) ne cherche pas à reproduire l'évènement 091214. La ligne de champ magnétique qu'il présente fait un angle de 50° par rapport au plan de détection, contre $\sim 35^\circ$ degrés dans notre cas. Comme les modèles de champ magnétique utilisés par les deux codes sont semblables, la source initiale de photons utilisée dans *Dwyer et al.* (2008b) est donc localisée à une latitude différente, mais non-précisée dans l'article.

De plus, que ce soit pour les spectres d'énergie ou les distributions en distance radiale, toutes les échelles données dans *Dwyer et al.* (2008b) sont arbitraires, et nous les avons donc ajustées sur mes courbes de la manière la plus cohérente possible.

Concernant les spectres d'énergie, présentés en figure V.2, on peut voir que les spectres de photons et d'électrons ont un rapport d'échelle assez similaire entre MC-PEPTITA et l'autre modèle. Ensuite, on peut voir que la coupure exponentielle (pour des énergies > 1 MeV) est assez différente, que ce soit pour les photons ou les électrons. Ceci est essentiellement dû au fait que l'altitude de production initiale est différente (15 km contre 21 km), une simulation MC-PEPTITA avec une source à 21 km, les deux courbes présentent une allure relativement semblable. Deuxièmement, on peut voir que la raie à 511 keV n'est pas présente dans le modèle de *Dwyer et al.*, et est bien visible dans MC-PEPTITA, même si la source de photons est mise à 21 km d'altitude.

Il y a deux explications possibles. Premièrement, le binning utilisé dans *Dwyer et al.* (2008b) est plus grossier que celui utilisé pour les données MC-PEPTITA présentées ici, d'autant plus que dans les données MC-PEPTITA, la raie est uniquement présente sur un seul bin d'énergie

(l'élargissement qui apparaît correspond en fait juste à la taille d'un bin). On peut également reformuler cet argument en disant que les données de *Dwyer et al.* (2008b) n'ont pas simplement pas assez de statistiques pour pouvoir bien faire ressortir ce pic dû à l'annihilation des positrons. La deuxième explication consiste à dire que dans *Dwyer et al.* (2008b) les positrons ne sont pas pris en compte de la même manière, ou sont peut-être négligés.

Concernant la distribution spatiale des photons, on peut constater qu'en dessous d'une centaine de kilomètres de distance radiale, MC-PEPTITA présente une loi de puissance de pente ~ -1 , alors que *Dwyer et al.* (2008b) présente un palier constant. Cela est probablement dû au fait qu'on utilise une distribution angulaire gaussienne pour la source de photons initiale, alors que *Dwyer et al.* (2008b) utilise une distribution qui n'est pas précisée dans l'article, mais qui est sûrement uniforme sur un intervalle d'angle donné.

Ensuite, en ce qui concerne la distribution d'électrons (figure V.6), on peut voir que les faisceaux d'électrons sont plus grands dans la simulation MC-PEPTITA que dans la simulation présentée dans *Dwyer et al.* (2008b). Pour expliquer cela, on peut supposer que dans cette dernière les électrons sont produits au-delà de 40 km, et la plupart sur une hauteur d'échelle (~ 7 km), produisant ainsi des faisceaux de ~ 10 km de rayon. Les électrons produits au-delà de 50-60 km sont peut-être présents, mais ne sont pas discutés. Dans MC-PEPTITA, les interactions des électrons avec l'atmosphère ne sont pas négligeables jusqu'à ~ 100 km d'altitude, et les interactions des photons avec l'atmosphère ne le sont pas non plus jusqu'à ~ 75 km. En figure V.7, on peut voir que les électrons qui atteignent l'altitude du satellite sont encore produits significativement par des photons jusqu'à 75 km, et par d'autres électrons jusqu'à 100 km, comme discuté en section V.4. De plus, la corrélation entre l'altitude de production et la distance radiale a pu bien être établie (figure V.8), donc c'est bien ces électrons produits plus hauts qui, en moyenne, vont élargir le faisceau d'électrons par rapport au modèle de *Dwyer et al.* (2008b).

Si l'on considère que les faisceaux d'électrons sont de ≈ 10 km dans *Dwyer et al.* (2008b), alors ceux de MC-PEPTITA font ≈ 14 km. La différence ne paraît pas très importante *a priori*, mais le fait d'avoir des faisceaux d'électrons plus grands de 40 % impliquerait que le taux de détection TEB/TGF (actuellement estimé à environ 1/100 (*Dwyer et al.*, 2012)) pourrait être plus grand d'un facteur 2. Cette différence de 40 % peut être également établie à partir des valeurs des paramètres λ des coupures exponentielle des distribution en distance radiale (figure V.6), en comparant les courbes noire ($\lambda = 6.9$) et bleu ($\lambda = 9.6$).

V.6 Résumé et conclusions

Dans ce chapitre, j'ai présenté un premier exemple d'application de MC-PEPTITA, où nous nous sommes placés dans une configuration proche d'un événement réel mesuré par Fermi et présenté dans *Briggs et al.* (2011). On a pu constater qu'en démarrant d'une source de rayons gamma initiale vers 15 km d'altitude aux coordonnées spécifiés pour cet événement (dans l'hémisphère sud), il y avait bien une production d'un faisceau d'électrons (ou TEB) de ~ 15 km de rayon, confinés par le champ magnétique terrestre, et suivant une ligne de champ moyenne spécifique, très similaire à celle décrite dans *Briggs et al.* (2011).

La grande majorité des photons ayant atteint l'altitude du satellite proviennent de la source initiale à 15 km et ont interagi moins de 10 fois, et par diffusion Compton principalement. Les composantes des spectres dus au Bremsstrahlung et à l'annihilation restent cependant importantes, concernant la partie basse énergie et la raie à 511 keV. On a pu également voir que la grande majorité des électrons sont produits par diffusion Compton des photons et interagissent un nombre important de fois ($>30\,000$) avant de pouvoir sortir de l'atmosphère terrestre. Une majorité de ces électrons est produite entre 30 et 60 km d'altitude, et les électrons produits en dessous de 30 km ne peuvent pas s'échapper. Cependant, une part non-négligeable des électrons est produite entre 60 et 100 km d'altitude, à peu près à égalité par diffusion inélastique d'autres électrons, et par diffusion Compton des photons. On a également pu établir qu'en moyenne plus un électron est produit haut et plus sa distance radiale dans le faisceau d'électrons va être élevée. En comparant MC-PEPTITA avec les résultats présentés dans *Dwyer et al.* (2008b) on a pu constater deux différences majeures. La première étant la présence d'une raie à 511 keV dans le spectre d'énergie des photons, et la seconde étant une différence de taille des faisceaux d'électrons (environ ~ 40 % plus grands).

Chapitre VI

Comparaisons entre les observations réelles et le modèle

Dans ce chapitre, nous proposons de comparer directement les résultats de simulations MC-PEPTITA avec des observations réelles. Ces observations réelles permettent la mesure du taux de comptages temporel de particules atteignant le satellite (la "courbe de lumière"), et de leur spectre d'énergie. On va dans un premier temps, comme pour le chapitre précédent, se placer dans le cas de l'événement Fermi 091214, pour lequel la source du TGF a pu être localisée au-dessus de la Zambie ($\lambda = -13^\circ, \phi = 32^\circ$), Fermi étant lui positionné dans l'hémisphère nord, à 565 km d'altitude, le long de la ligne de champ magnétique. On va ainsi utiliser les résultats de la simulation pour décomposer en détails la courbe de lumière correspondante, en ce qui concerne les angles d'attaque des particules, ainsi que de leur position par rapport satellite. Ces informations nous permettront ensuite de construire un modèle analytique de la courbe de lumière, qui pourra être ajusté sur la courbe de lumière réellement mesurée. Nous étudierons ensuite la fraction positron/électrons, qui est une information qui a pu également être déterminée par Fermi. Puis, nous déplacerons la source initiale du TGF à divers endroits sur le globe pour voir si MC-PEPTITA est capable de reproduire les différentes courbes de lumières d'autres événements TEB mesurés par FERMI. Nous placerons finalement la source de photons du TGF sur des zones à forte activité orageuse, pour voir quelles sont les différentes courbes de lumières des leptons que l'on peut s'attendre à mesurer.

VI.1 Distributions temporelles

VI.1.1 Décomposition hémisphérique

La figure VI.1 montre la distribution temporelle des électrons et positrons ayant franchi l'altitude du satellite (565 km) dans les hémisphères sud et nord. Dans l'hémisphère nord, on peut comparer directement les données simulées avec les données réelles prises par Fermi (*Briggs et al.*, 2011), à condition d'appliquer un décalage temporel arbitraire ($t_{sh} \sim +19$ ms) et un facteur d'échelle approprié ($A \sim 1/18$). On peut ainsi voir que le rapport entre les deux bosses, ainsi que leur écartement temporel semblent relativement bien correspondre. Mais il s'agit là d'une comparaison simple, en section VI.2.3, une étude plus détaillée est présentée dans le but de contraindre ensuite la position du satellite. Cette dernière prend notamment en compte le bruit, ainsi que le fait que le satellite fasse une mesure locale, c'est-à-dire à une distance radiale donnée. Toujours en figure VI.1, dans l'hémisphère nord, les deux courbes bleues sont des ajustements sur les courbes d'électrons et de positrons suivant un modèle analytique, présenté

plus en détails en section suivante. On peut également voir que, dans les deux hémisphères, la distribution des positrons suit assez bien celle des électrons, à un facteur d'échelle de ≈ 8 près.

VI.1.2 Décomposition en nombre de détections

La figure VI.2 présente les distributions temporelles des électrons/positrons détectées un nombre donné de fois. Comme la source de photons initiale est localisée dans l'hémisphère sud, les leptons produits vont atteindre pour la première fois l'altitude du satellite dans cet hémisphère. Appelons ces leptons des leptons de type D_1 . Comme les leptons sont chargés, ils vont être guidés par le champ magnétique de la Terre et pouvoir atteindre l'hémisphère opposé, pour y franchir également l'altitude du satellite (leptons de type D_2). A cause de la conservation du premier invariant adiabatique, une partie des ces particules va pouvoir ensuite rebondir à une altitude donnée (typiquement 70 km), et franchir à nouveau l'altitude de détection dans le même hémisphère (leptons de type D_3); l'autre partie étant absorbée par l'atmosphère. Comme on peut le voir dans cette même figure, la proportion de leptons qui rebondissent est d'environ 24%. Ensuite, ces leptons vont continuer à suivre les lignes de champ magnétique et ils peuvent être détectés en retournant dans l'hémisphère sud (leptons de type D_4). La concentration temporelle, tout comme le flux (particules/cm²) de ces leptons est très similaire à ceux de type D_3 , et donc notre simulation n'exclue pas que Fermi puisse rapporter un événement de type D_4 . Les leptons de type D_5 correspondent à ceux qui ont ensuite rebondis dans l'hémisphère sud, avec un taux de rebond qui est là aussi d'environ 24 %. Par conséquent le flux temporel de ces événements est certainement trop faible par rapport au bruit pour pouvoir être détecté par Fermi.

On peut ensuite chercher à ajuster ces courbes temporelles. La procédure d'ajustement utilise la minimisation de la log-vraisemblance négative de Poisson, comme présentée dans (*Briggs et al.*, 2010) et en section VI.2. De même, on peut utiliser des définitions des distributions normales (ou Gaussiennes) et log-normales similaires à celles présentées dans cet article, auxquelles on peut rajouter la distribution "log-normale miroir".

$$LN(t; A_1, \mu_1, \tau_1, t_s) = \frac{A_1}{\sqrt{2\pi}\mu_1(t-t_s)} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\log\left(\frac{t-t_s}{\tau_1}\right)}{\mu_1} \right)^2 \right] \quad (\text{VI.1})$$

$$N(t; A_2, \sigma, t_m) = \frac{A_2}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(t-t_m)^2}{\sigma^2} \right) \right] \quad (\text{VI.2})$$

$$NL(t; A_3, \mu_2, \tau_2, t_f) = \frac{-A_3}{\sqrt{2\pi}\mu_2(t-t_f)} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\log\left(\frac{-(t-t_f)}{\tau_2}\right)}{\mu_2} \right)^2 \right] \quad (\text{VI.3})$$

Où σ est le paramètre de la distribution normale et a la dimension d'un temps; μ et τ sont les paramètres de la log-normale, le premier étant sans dimension et le second ayant la dimension d'un temps. De plus, t_s est le temps de début de la première log-normale, t_m le temps moyen de la normale, et t_f le temps de fin de la log-normale miroir. Les paramètres A_1 , A_2 et A_3 servent à adapter les courbes à une échelle donnée.

Les distributions temporelles de leptons de type D_2 peuvent très bien être ajustées avec une distribution $LN(t)$. Les distributions de type D_3 peuvent être décomposées en deux parties. D'environ 23 à 40 ms, il s'agit principalement de leptons qui ont interagi avec l'atmosphère. Cette distribution peut être très bien ajustée avec $N(t)$. La population comprise entre environ 40 et 46 ms correspond à des leptons qui ont très peu ou pas du tout interagi avec l'atmosphère. Cette population peut être très bien ajustée avec une distribution $NL(t)$. Ces deux populations

sont discutées plus en détails dans la sous-section suivante. Le meilleur ajustement sur la courbe de lumière totale des électrons est présenté en figure VI.1 et utilise les valeurs suivantes pour les paramètres :

$$\begin{aligned}
A_1 &= 639 & \mu_1 &= 0.957 & \tau_1 &= 4.24 \text{ ms} & t_s &= 17.7 \text{ ms} \\
A_2 &= 64.0 & & & \sigma &= 5.80 \text{ ms} & t_m &= 32.7 \text{ ms} \\
A_3 &= 77.7 & \mu_2 &= 0.410 & \tau_2 &= 2.48 \text{ ms} & t_f &= 46.6 \text{ ms}
\end{aligned}
\tag{VI.4}$$

L'ajustement de la courbe de lumière des positrons présentée en figure VI.1 reprend les mêmes paramètres, mais avec les paramètres d'échelle A_1 , A_2 et A_3 divisés par ≈ 8 .

VI.1.3 Relation avec l'angle d'attaque

L'angle d'attaque (ou "pitch angle" en anglais) est l'angle entre le vecteur directeur de la particule considérée et le vecteur directeur du champ magnétique terrestre local. Cet angle caractérise la distribution entre la vitesse parallèle et la vitesse perpendiculaire au champ magnétique. En figure VI.3 (haut), nous avons représenté un nuage de points correspondant à leurs temps de détection (c'est-à-dire quand ils franchissent la limite de 565 km d'altitude) en fonction de leur angle d'attaque à ce moment-là. Quand l'angle d'attaque est compris entre 0 et 90 degrés, ce sont des leptons qui redescendent vers la Terre, et entre 90 et 180 degrés, ce sont des leptons qui remontent pour retourner dans l'hémisphère source du TGF. Concernant les leptons détectés avant rebond, on peut voir une corrélation claire : les leptons qui arrivent plus tard sont ceux qui ont un angle d'attaque plus élevé. Ce qui est cohérent avec le fait que plus l'angle d'attaque est proche de 90° , plus la vitesse parallèle au champ magnétique est faible. On remarquera que les leptons à 565 km d'altitude ont une vitesse $\approx 0.98c$ et une vitesse parallèle au champ magnétique de $\approx 0.5c$. On peut également voir que l'on a un cône de perte pour des angles supérieurs à $\sim 60^\circ$. En regardant la figure VI.3 (bas/gauche) on peut voir en effet que toutes les particules avec un angle d'attaque supérieur à $\sim 60^\circ$ vont pouvoir rebondir. En dessous de $\sim 60^\circ$, une proportion beaucoup plus faible, mais non-négligeable de particules vont pouvoir quand même rebondir. Il faut en effet remarquer que le nombre de leptons qui reviennent après avoir interagit avec l'atmosphère est quasiment aussi important que celui de ceux ayant peu ou pas interagit (8% contre 11% du total de particules affichées), mais ils sont plus étalés en temps. La figure VI.3 (bas/droite) nous montre l'altitude théorique du point miroir en fonction de l'angle d'attaque des leptons à 565 km d'altitude. Cet angle d'attaque de 60° correspond à une altitude de rebond d'environ 100 km, qui est bien celle inférieure à celle à laquelle les collisions des électrons avec l'atmosphère commencent à devenir importantes.

VI.1.4 Décomposition en distance radiale

Comme noté précédemment, la distribution temporelle présentée en figure VI.1 prend en compte toutes les particules qui franchissent la limite de 565 km d'altitude. Cependant, un vrai satellite ne pourra faire qu'une mesure locale, donc à une distance radiale et un hémisphère donnés. Des distributions temporelles peuvent donc être construites à partir des électrons qui se trouvent dans un intervalle spécifique de distance radiale. On peut prendre, par exemple, les trois intervalles de [0-5 km], [18-23 km] et [28-36 km], qui contiennent un nombre égal de leptons. Les courbes temporelles correspondantes à ces trois intervalles sont présentées en figure VI.4, avec les paramètres d'ajustement des fonctionnelles définies dans la section précédente. Quand la distance radiale croît, on peut voir deux effets principaux sur la courbe temporelle. Premièrement, la première bosse (à environ 20 ms) s'étale. Deuxièmement, le rapport des maximums des deux bosses décroît. Il doit donc exister une valeur de la distance radiale optimale qui reproduit au

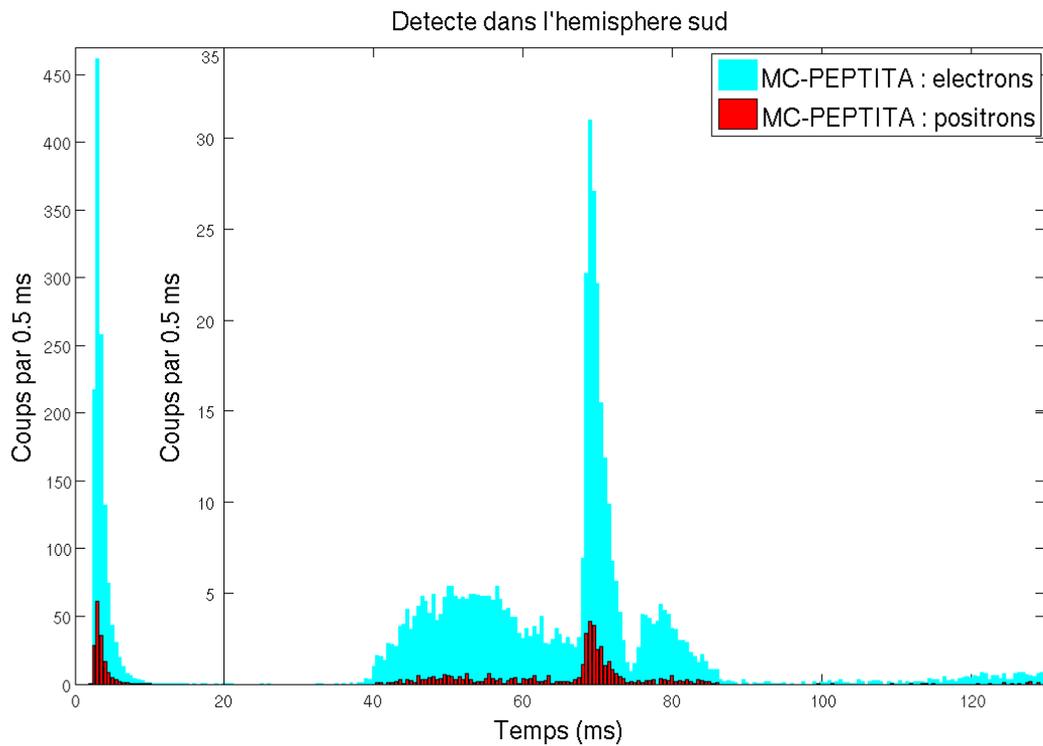
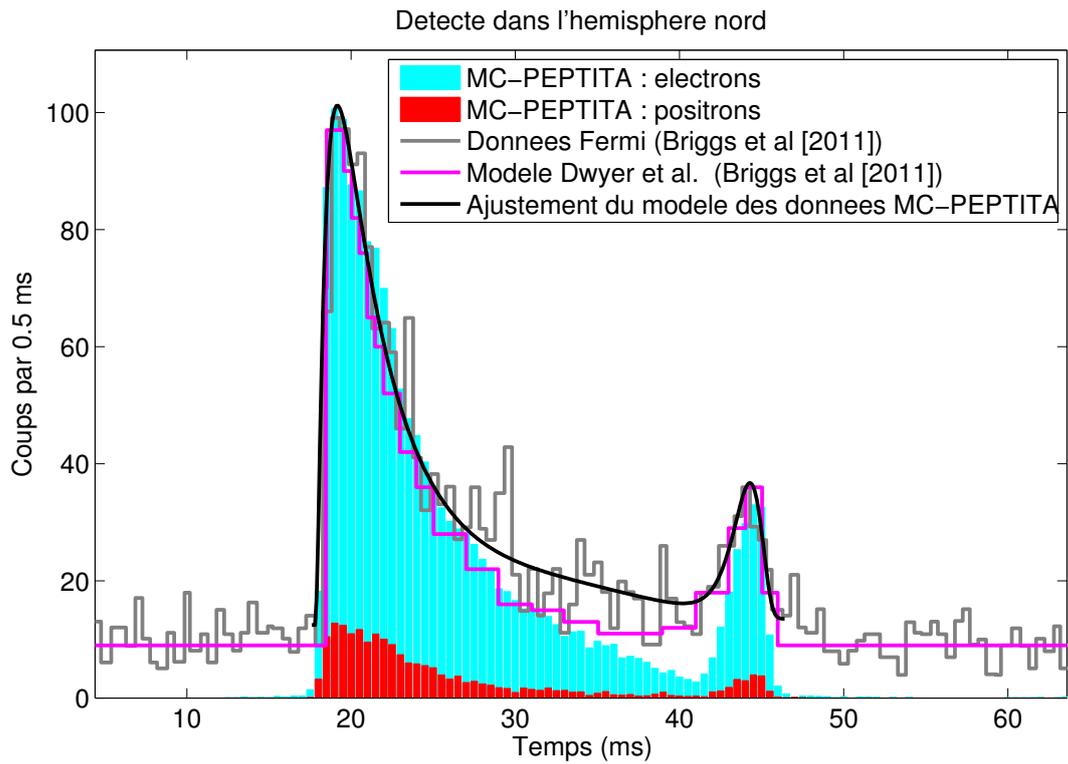


FIGURE VI.1 – *Distribution temporelle des électrons et positrons détectés dans les hémisphères nord (haut) et sud (bas). Dans l’hémisphère nord, on peut comparer les résultats de la simulation MC-PEPTITA (données brutes et modèle) avec les données mesurées par Fermi, et également le modèle de Dwyer et al..*

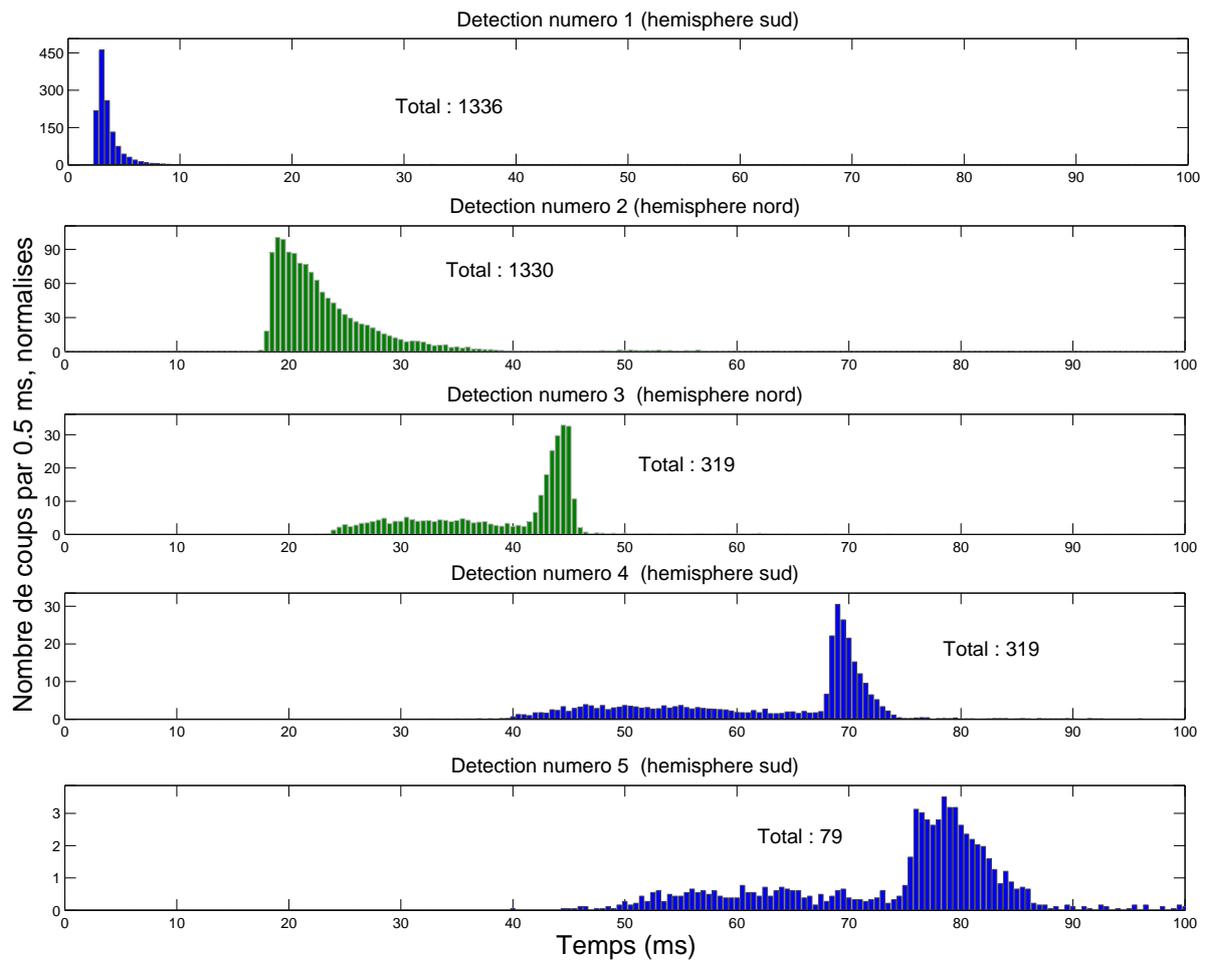


FIGURE VI.2 – Distributions temporelle des leptons détectés, décomposées en nombre de détections. On normalise les coups avec le même facteur que pour la figure VI.1.

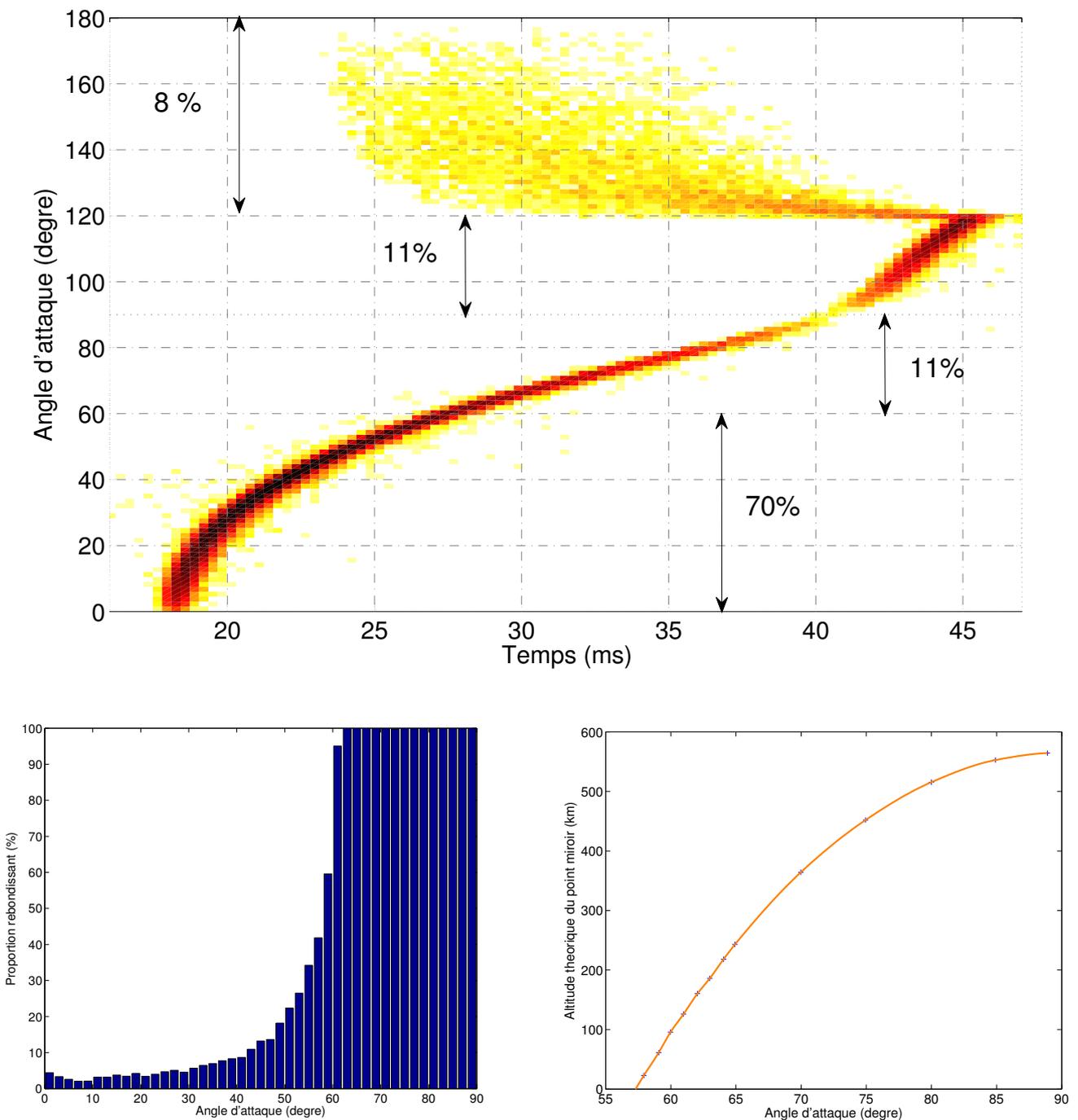


FIGURE VI.3 – *Haut* : Densité en temps et en angle d'attaque des leptons franchissant l'altitude du satellite (565 km), avant et après rebond. Les intervalles fléchés indiquent les proportions du nombre total sur la figure. *Bas/Gauche* : Proportion de leptons qui sont capable de rebondir sur un point miroir magnétique dans chaque intervalle donné de distance radiale. *Bas/droite* : Altitude de rebond théorique (sans atmosphère) des leptons en fonction de leur angle d'attaque à 565 km d'altitude avant rebond.

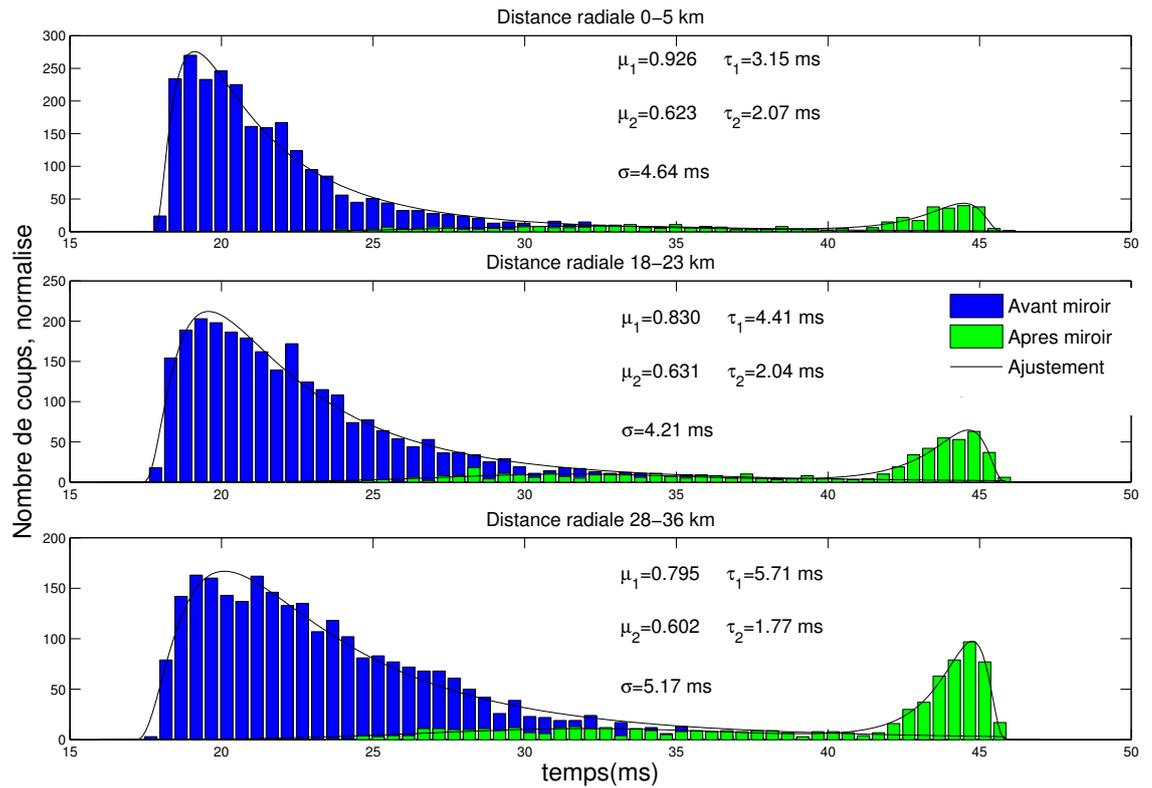


FIGURE VI.4 – Distributions temporelles des électrons détectés pour différentes distances radiales par rapport au centre du rayon d'électrons. Les ajustements avec les fonctionnelles présentées en section VI.1.2 sont également présentés.

mieux les données réelles mesurées par Fermi, et c'est donc ce que l'on se propose de regarder ensuite.

VI.2 Ajustement des données sur la courbe de lumière mesurée

VI.2.1 Définitions

Soit $\mathbf{y} \in \mathbb{R}^N$ un vecteur représentant des observations. Une échelle de temps $\mathbf{t} \in \mathbb{R}^N$ de valeurs strictement croissantes va correspondre à ces observations. Les valeurs de (\mathbf{y}, \mathbf{t}) peuvent par exemple correspondre à une série temporelle de comptages de photons ou d'électrons. À coté de ces observations, on suppose que l'on peut construire un modèle d'observation $\mathcal{M}_n(t_n, \boldsymbol{\theta})$ pour chaque point d'observation (y_n, t_n) . Où le vecteur $\boldsymbol{\theta} \in \mathbb{R}^M$ représente les paramètres du modèle et comprend d , la distance radiale entre le satellite et le centre du faisceau d'électrons, et que l'on cherche à estimer avec un intervalle de confiance. Cette estimation est notée d^* .

VI.2.2 Modèle

Premièrement, il faut établir un modèle à partir des résultats de la simulation MC-PEPTITA. Pour ce faire, nous avons calculé un total de 5.76×10^8 photons initiaux sur le super-calculateur CALMIP EOS. Au final, cette simulation va induire la production ~ 100000 leptons capables d'atteindre l'altitude du satellite, et dont on connaît deux quantités en particulier : la distance radiale d_i et le temps auquel ils ont franchi la limite d'altitude t_i . Pour pouvoir construire des courbes de lumières, il est nécessaire de se fixer des intervalles de distance radiale suffisamment grands pour avoir suffisamment de statistique sur chaque intervalle pour pouvoir construire des courbes de lumières peu bruitées. Il faut donc choisir une statistique donnée S par intervalle de distance radiale. On aura en tout N_d intervalles de distance radiale, chacun avec des bornes inférieures/supérieures d_i^{min} et d_i^{max} , et une moyenne \bar{d}_i .

Ensuite, pour chacune des courbes de lumière, on procède à l'ajustement par le modèle LN/N/NL décrit en section VI.1.2 par les équations (VI.1,VI.2,VI.3). Un exemple est donné en figure VI.4 pour trois intervalles de distance radiale. Appelons $M(t, d)$ la courbe associée à ce modèle et admettons que son bruit soit négligeable (ce qui se justifie par la qualité des ajustements, avec, des coefficients de détermination $r^2 > 0.98$). Pour chaque intervalle de distance radiale, on a donc un jeu de paramètres $\{A_1^i, A_2^i, A_3^i, \mu_1^i, \tau_1^i, \mu_2^i, \tau_2^i, \sigma^i, t_s^i, t_m^i, t_f^i\}$, correspondant à une distance radiale moyenne \bar{d}_i . Pour avoir une valeur de $M(t, d)$ pour n'importe quel d , on peut effectuer des interpolations sur ces paramètres. On se propose ensuite d'associer à chaque observation (y_n, t_n) une valeur de modèle $\mathcal{M}_n(t_n, \boldsymbol{\theta})$ telle que :

$$\mathcal{M}_n(t_n, \boldsymbol{\theta}) = A \times M(t_n - \delta t, d) + b \quad (\text{VI.5})$$

On a donc les paramètres $\boldsymbol{\theta} = \{d, A, b, \delta t\}$. Le paramètre A est une échelle arbitraire entre les données et le modèle. Le paramètre b correspond au bruit de fond ("background"). Le paramètre δt décrit le décalage temporel entre le temps zéro de la simulation et le temps zéro de la courbe de lumière de Fermi.

VI.2.3 Estimation des paramètres optimaux

Pour déterminer une valeur de paramètres $\tilde{\boldsymbol{\theta}}$ la plus fidèle aux données, on peut supposer que chaque observation y_n est liée au modèle $\mathcal{M}_n(\boldsymbol{\theta})$ avec un bruit statistique donné. Ce bruit peut

être modélisé, par exemple, avec une loi de Poisson¹. La loi de Poisson de paramètre k pour une variable aléatoire X de moyenne m_X est définie comme :

$$P(X = k) = \frac{(m_X)^k}{k!} e^{-m_X} \quad (\text{VI.6})$$

On peut ainsi supposer que chaque observation y_n va être une variable aléatoire de Poisson de moyenne $\mathcal{M}_n(\boldsymbol{\theta})$. On peut en déduire la vraisemblance de Poisson :

$$L(\boldsymbol{\theta}; \mathbf{y}) = \prod_{n=1}^N \frac{(\mathcal{M}_n(\boldsymbol{\theta}))^{y_n}}{y_n!} \exp(-\mathcal{M}_n(\boldsymbol{\theta})) = f(\mathbf{y}|\boldsymbol{\theta}) \quad (\text{VI.7})$$

Qui sera la loi des observations. $f(\dots)$ désigne la loi de la variable de laquelle elle est fonction. En pratique, il est plus facile de minimiser la log-vraisemblance négative, définie comme :

$$NLL(\boldsymbol{\theta}; \mathbf{y}) = \sum_{n=1}^N \mathcal{M}_n(\boldsymbol{\theta}) - y_n \ln(\mathcal{M}_n(\boldsymbol{\theta})) \quad (\text{VI.8})$$

Pour l'événement qui nous intéresse ici, on obtient l'estimation suivante :

$$\tilde{\boldsymbol{\theta}} = \begin{cases} \tilde{A} & = 3.62 \\ \tilde{d} & = 8.82 \text{ km} \\ \tilde{\delta t} & = 19.0409 \text{ ms} \\ \tilde{b} & = 12.4 \end{cases} \quad (\text{VI.9})$$

VI.2.4 Détermination d'un intervalle de confiance sur d

On peut ensuite réduire les variables de la loi $f(\mathbf{y}|\boldsymbol{\theta})$ pour ne garder que $f(\mathbf{y}|d)$. Pour pouvoir donner une estimation de d avec un intervalle de confiance, il est nécessaire de connaître $f(d|\mathbf{y})$. La manière la plus simple de la déterminer est de se placer dans un cadre bayésien. Le théorème de Bayes nous indique que :

$$f(d|\mathbf{y}) = \frac{f(\mathbf{y}|d)f(d)}{f(\mathbf{y})} \quad (\text{VI.10})$$

$f(d)$ est la loi de probabilité *a priori* (i.e. avant l'observation) et $f(d|\mathbf{y})$ la loi de probabilité *a posteriori* (i.e. en prenant en compte l'observation). La loi $f(d)$ donne la probabilité que le satellite se soit trouvé dans un intervalle de distance radiale donné, indépendamment de toute autre considération, facilement déterminée à partir de simulations. Comme $f(d|\mathbf{y})$ doit être normalisée, $f(\mathbf{y})$ fait office de constante de normalisation.

Une fois que l'on connaît la distribution de probabilité $f(d|\mathbf{y})$, on peut déterminer son maximum, auquel correspond la valeur centrale de d^* . De plus, la connaissance de $f(d|\mathbf{y})$ nous permet de déterminer l'intervalle de confiance autour de d^* . Soit $\gamma \in]0, 1[$ (en général 0.95) le pourcentage de confiance que l'on se fixe. Soit $b_{inf}(\mathbf{y})$ et $b_{sup}(\mathbf{y})$ les bornes supérieures et inférieures autour de d^* . Il y a plusieurs manières de les définir, par exemple avec l'intervalle bilatéral symétrique, donné par :

1. La loi de Poisson est utilisée en général pour tout ce qui concerne les comptages de particules (photons, électrons, ...), quand les statistiques ne sont pas forcément très élevées. Quand on a beaucoup de statistiques, on peut la remplacer par une loi normale.

$$\int_{-\infty}^{b_{inf}(\mathbf{y})} f(d|\mathbf{y}) dd = \int_{b_{sup}(\mathbf{y})}^{+\infty} f(d|\mathbf{y}) dd = \frac{1-\gamma}{2} \quad (\text{VI.11})$$

On obtient finalement l'estimation suivante pour la distance radiale, avec un intervalle de confiance à 95% :

$$d^* = 8.81_{-0.995}^{+1.64} \text{ km} \quad (\text{VI.12})$$

On compare le modèle utilisant cette estimation avec la courbe de lumière mesurée par Fermi en figure VI.1. On obtient un excellent accord, avec un coefficient de détermination $r^2 = 0.94$. Après quelques discussions avec M.S Briggs, le responsable des données TGF de Fermi, nous nous sommes rendu compte que cette estimation est incomplète. En effet, lors de cet événement, un de ces deux détecteurs BGO de Fermi pointait vers le zénith et a pu détecter les deux bosses sur la courbe de lumière, alors qu'on s'attendrait à ce qu'il détecte seulement la première. L'autre détecteur BGO pointait vers le nadir et a détecté essentiellement la première bosse, alors qu'on s'attendrait à ce qu'il ne détecte que la seconde. Cela est peut-être dû au fait que les électrons suivent des mouvements cycloïdaux autour des lignes de champ avec des rayons de Larmor pouvant être de l'ordre du mètre. De plus, ils peuvent également se diffuser de multiples fois sur les détecteurs et d'autres composants du satellite. Il serait donc intéressant d'intégrer les résultats de la simulation MC-PEPTITA dans le modèle Monte-Carlo complet de Fermi², et ainsi de corriger la courbe de lumière mesurée (i.e. identifier les coups provenant des leptons arrivant depuis un hémisphère ou l'autre), pour finalement revoir l'estimation qui a été faite de d^* .

VI.3 Comparaison des fractions positrons/électrons

La fraction positron/électron est définie comme la proportion de positrons sur le nombre de leptons total :

$$\Delta_p = \frac{N_P}{N_E + N_P} \quad (\text{VI.13})$$

Dans le cas de l'événement Fermi 091214, *Briggs et al.* (2011) estiment Δ_p de $19\% \pm 4\%$. Les documents auxiliaires fournis de cet article nous donnent la méthode utilisée pour faire cette estimation. Premièrement, seuls les comptages sur le détecteur BGO 0 sont pris en compte, parce que les détecteurs BGO sont plus efficaces pour détecter les électrons et positrons, et le détecteur BGO 0 donne des meilleures détections. Les analyses spectrales faites avec GBM sont effectuées à l'aide de matrices qui encodent la réponse de GBM vis-à-vis des photons, car il a été conçu initialement uniquement pour détecter des photons. Cette matrice n'a donc pas été faite pour les électrons. À la place, la réponse des détecteurs de GBM est déterminée par des simulations du logiciel GRESS, qui est une implémentation de GEANT4 pour les détecteurs de Fermi. *Briggs et al.* (2011) supposent également que électrons et positrons arrivent en ligne droite sur le détecteur, et que les spectres en énergie pour les électrons et positrons sont de formes similaires, à un facteur d'échelle près. Finalement, ils déterminent la mixture électron/positron donnant le meilleur ajustement sur le spectre mesuré, concernant en particulier la raie à 511 keV

2. Ce modèle existe mais n'est pas disponible publiquement. Le modèle GRESS, pour les détecteurs uniquement, est par contre disponible : <http://public.lanl.gov/mkippen/gress/versions.html>

Δ_p est calculable à partir des simulations MC-PEPTITA. Avec la configuration initiale considérée ici, Δ_p vaut environ 11.5 %, et il va diminuer légèrement avec la distance radiale entre le satellite et le centre du faisceau de leptons. Cette fraction est présentée, en fonction de la distance radiale, en figure VI.5 (courbe bleue). Nous avons ensuite essayé de changer l'altitude source du TGF, à 12 km et à 21 km. La fraction positron/électron correspondante, en fonction de la distance radiale du satellite, est également présentée en figure VI.5 (courbes rouge et verte). On peut remarquer que l'on a une légèrement dépendance avec l'altitude de la source de photons : quand elle augmente, Δ_p diminue légèrement ; il est en effet d'environ 12.3% si la source est à 12 km et d'environ 9.5% si la source est à 21 km. On pourrait ensuite essayer de diminuer encore plus l'altitude, mais une altitude inférieure à 12 km paraît assez peu probable pour cet événement 091214 qui est très intense. Elle impliquerait une quantité de photons à la source du TGF supérieure à 10^{19} , impossible à expliquer, du moins avec les connaissances actuelles sur les TGF. De toute façon, même avec une altitude de 12 km, Δ_p reste relativement loin des 15% (i.e. la borne minimale de l'estimation faite à partir des données réelles).

Pour tenter d'augmenter le Δ_p qui serait mesuré par un satellite, nous avons ensuite essayé de diminuer l'importance de la coupure exponentielle sur le spectre bremsstrahlung initial du TGF (voir équation IV.23). Le cas limite étant de laisser uniquement un spectre en $1/E$, mais en gardant quand même $E_{max} = 30$ MeV. La fraction positron/électron correspondante est présentée sur la courbe noire de la figure VI.5. On peut voir qu'elle augmente et atteint environ les 14.6%. Cependant, utiliser un tel spectre initial n'est pas physiquement réaliste. On a également pu tester une source initiale de photons de type AGILE, qui induit à l'altitude du satellite des photons avec un spectre semblable à celui d'AGILE, soit une double loi de puissance, avec des énergies allant jusqu'à 100 MeV. Ce dernier permet par contre d'atteindre des valeurs de Δ_p supérieure à 16 %. Mais comme on a vu au Chapitre I (section I.4), les résultats d'AGILE font encore débat.

Finalement, on peut rappeler que l'estimation donnée dans *Briggs et al.* (2011) suppose que les spectres en énergie des électrons et des positrons sont identiques (à un facteur d'échelle près), ce qui n'est pas exactement le cas (voir figure V.2). Elle suppose également que tous les leptons arrivent sur le satellite parallèlement à la ligne de champ magnétique, ce qui n'est pas non plus le cas (voir figure VI.3). Il serait donc intéressant de voir si la prise en compte de ces deux facteurs, dont on peut obtenir des valeurs précises avec les données de la simulation MC-PEPTITA, permet de revoir ou non cette estimation.

VI.4 Changement de la position géographique de la source du TGF

Dans un premier temps, nous avons choisi de placer la source de photons du TGF dans deux autres configurations correspondants à deux autres événements Fermi, numérotés 080807 et 090813, et présentant tous deux une forte raie à 511 keV sur leur spectre d'énergie, correspondant donc à des TEB. Les courbes de lumière correspondantes sont extraites du matériel auxiliaire de *Briggs et al.* (2011). Ces deux événements présentent environ 3 fois moins de statistiques que l'événement 091214. On peut voir en figure VI.6 que la comparaison directe des leurs courbes de lumière avec des simulations du modèle MC-PETITA donnent des résultats satisfaisants, ce qui permet de conforter un peu plus sa validation.

Dans un deuxième temps, nous avons choisi de placer le TGF à six différentes positions géographiques, correspondantes à des zones de forte activité orageuse. Elles ont été choisies en regardant la carte de l'activité orageuse mondiale donnée par WWLLN (*Lay et al.*, 2007). Le tableau VI.1 présente ces différentes positions, indiquant également les coordonnées du point

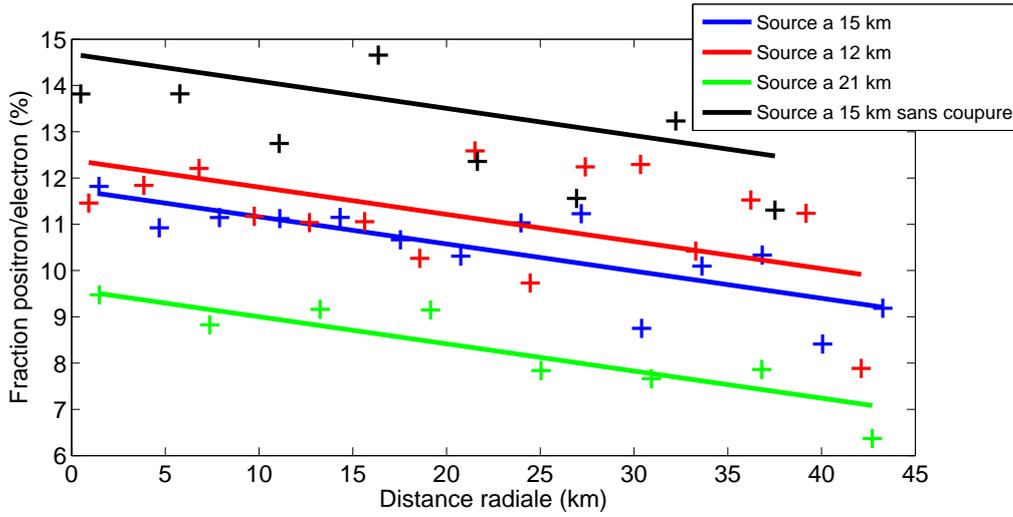


FIGURE VI.5 – Fraction positron/électron (Δ_p) dans le cas de la simulation de l'événement Fermi 091214. Les courbes bleu, rouge et vertes ont toutes une source de photons initiale similaire, mais avec différentes altitudes. La courbe noire est pour une altitude de 15 km, mais avec un spectre d'énergie sans coupure exponentielle. Les nuages de points correspondent aux données des simulations, et les droites sont des ajustements linéaires, dont on a fixé la pente à partir de l'ajustement ayant le plus de statistiques (en l'occurrence celui avec la source à 15 km).

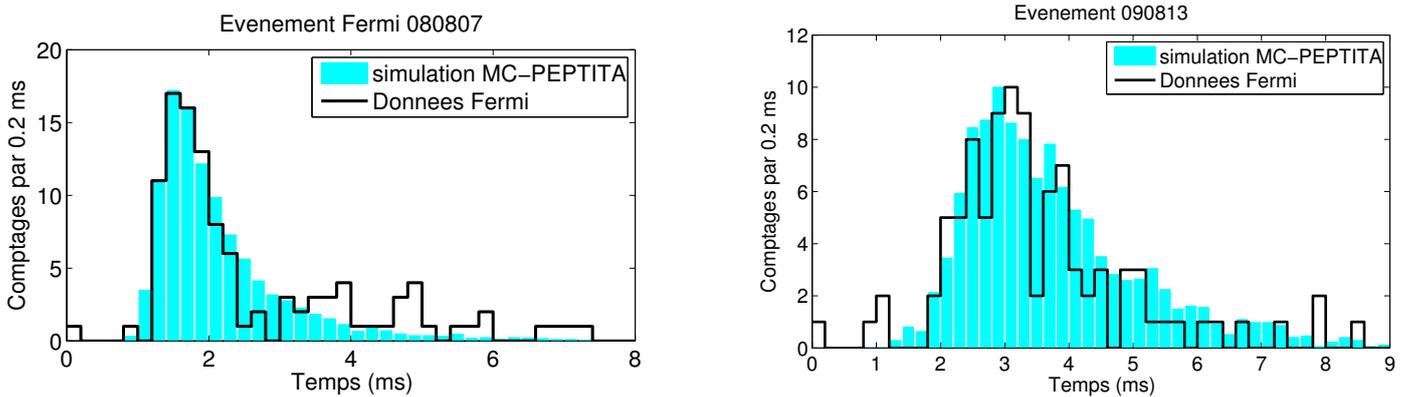


FIGURE VI.6 – Courbes de lumière mesurées par Fermi lors des événements 080807 et 090813, et comparaison avec les courbes de lumière simulées par MC-PEPTITA. Les données Fermi sont extraites du matériel auxiliaire de l'article Briggs et al. (2011). La source initiale de photons utilise $\sigma_{TGF} = 0.15$ ms pour 080807 et $\sigma_{TGF} = 0.40$ ms pour 090813.

conjugué à cette source à 565 km d'altitude. Nous avons également essayé de placer la source photons au niveau de Labé (Guinée) et de Port Dickson en Malaisie, mais les lignes de champ magnétiques correspondantes n'atteignent pas l'altitude de Fermi (565 km).

La figure VI.7 présente les courbes de lumières obtenues, à l'altitude du satellite, dans les deux hémisphères. On peut voir que la deuxième bosse sur la courbe de lumière conjuguée est présente uniquement pour les cas de Caazapa et de la Zambie (ce dernier est similaire à l'événement Fermi 091214). On peut remarquer que ce sont des zones où la norme du champ magnétique terrestre (notée $|\mathbf{B}|$) est significativement plus importante au niveau du point conjugué qu'au niveau de la source. Dans le cas de Macaraibo, $|\mathbf{B}|$ est plus important au conjugué, mais très légèrement (+0.7%) et donc on ne voit pas de pic secondaire significatif. Pour le cas de Caazapa, le pic secondaire a même un comptage maximum plus élevé que le pic primaire, et la proportion d'électrons rebondissant atteint 37 %. Pour le cas de la Zambie, ce taux est de 23%. On peut remarquer que pour Caazapa la différence des modules de champ magnétique conjugué/source est de +16%, i.e. moins importante que pour la Zambie (+26%). Ce taux de rebond n'est donc proportionnelle à la différence de $|\mathbf{B}|$ entre les deux hémisphères. Dans les cas d'Orlando, Islamabad et Prince, où la norme du champ magnétique au point conjugué est moins importante qu'à la source. Les électrons capables de rebondir au conjugué sont uniquement ceux qui ont interagit significativement avec l'atmosphère. Le taux de rebond est donc plus faible que dans les deux cas précédents, et est compris entre 6% et 10%. Les électrons ayant rebondi après interaction avec l'atmosphère sont très peu visibles sur les courbes de lumière correspondantes (figure VI.7) car ils sont soit très étalés en temps, soit cachés par le premier pic.

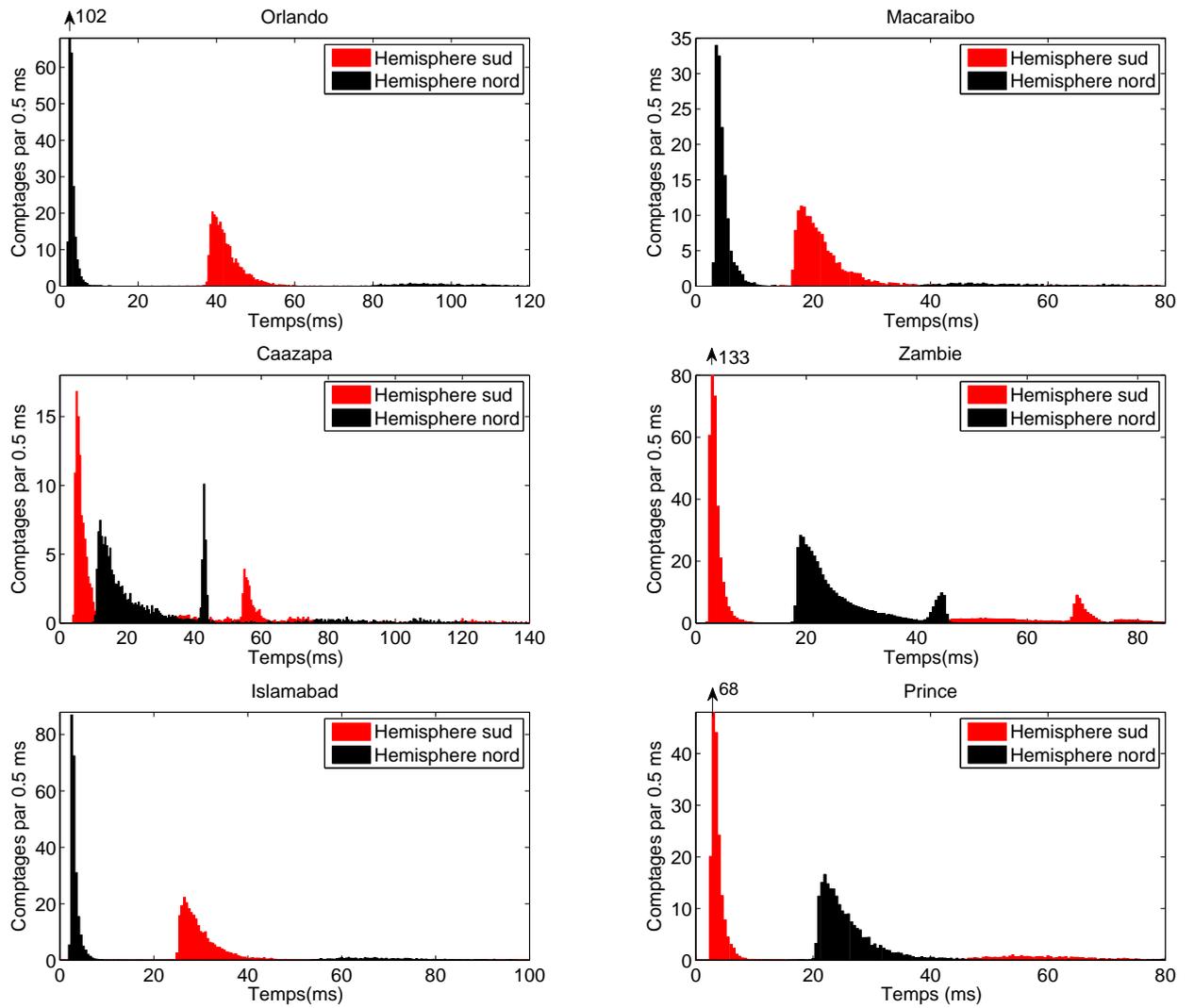


FIGURE VI.7 – Courbes de lumière des leptons atteignant 565 km d'altitude dans les hémisphère nord et sud, pour différentes sources de photons situés aux emplacements géographiques indiqués (les coordonnées exactes sont données sur le tableau VI.1.

Nom	Position Source du TGF	Position Détection Source	Position Détection Conjugué	% Rebond au Conjugué
Orlando	$h = 12 \text{ km}$ $\lambda = 22.9^\circ$ $\phi = -81.0^\circ$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = 19.5^\circ$ $\phi = -80.6^\circ$ $ \mathbf{B} = 3.13 \times 10^4 \text{ nT}$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = -43.6^\circ$ $\phi = -83.4^\circ$ $ \mathbf{B} = 2.46 \times 10^4 \text{ nT}$	6.4 %
Macaraibo	$h = 15 \text{ km}$ $\lambda = 10.6^\circ$ $\phi = -71.6^\circ$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = 3.96^\circ$ $\phi = -70.7^\circ$ $ \mathbf{B} = 5.50 \times 10^5 \text{ nT}$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = -27.1^\circ$ $\phi = -67.6^\circ$ $ \mathbf{B} = 5.54 \times 10^5 \text{ nT}$	6.3 %
Caazapa	$h = 12 \text{ km}$ $\lambda = 26.7^\circ$ $\phi = -56.5^\circ$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = -17.2^\circ$ $\phi = -58.8^\circ$ $ \mathbf{B} = 1.85 \times 10^4 \text{ nT}$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = -1.21^\circ$ $\phi = -62.2^\circ$ $ \mathbf{B} = 2.15 \times 10^4 \text{ nT}$	37 %
Zambie	$h = 15 \text{ km}$ $\lambda = -13.2^\circ$ $\phi = 31.9^\circ$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = -8.51^\circ$ $\phi = 31.70^\circ$ $ \mathbf{B} = 2.47 \times 10^4 \text{ nT}$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = 25.5^\circ$ $\phi = 31.4^\circ$ $ \mathbf{B} = 3.12 \times 10^4 \text{ nT}$	23 %
Islamabad	$h = 10 \text{ km}$ $\lambda = 33.72^\circ$ $\phi = 73.0^\circ$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = 30.1^\circ$ $\phi = 72.9^\circ$ $ \mathbf{B} = 3.63 \times 10^4 \text{ nT}$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = -14.7^\circ$ $\phi = 75.7^\circ$ $ \mathbf{B} = 3.36 \times 10^4 \text{ nT}$	8.3 %
Prince	$h = 15 \text{ km}$ $\lambda = -15.9^\circ$ $\phi = 125^\circ$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = -11.2^\circ$ $\phi = 125.6^\circ$ $ \mathbf{B} = 3.51 \times 10^4 \text{ nT}$	$h = 565 \text{ km}$ $\lambda = 27.2^\circ$ $\phi = 125.6^\circ$ $ \mathbf{B} = 3.44 \times 10^4 \text{ nT}$	10 %

Tableau VI.1 – *Tableau donnant, pour différentes sources supposée du TGF, la position du faisceau de leptons secondaires associés quand ce dernier franchit 565 km d'altitude dans chacun des deux hémisphères, ainsi que la norme du champ magnétique local. Les pourcentages de particules capables de rebondir sont également présentés.*

VI.5 Résumé et conclusions

En comparant directement les courbes de lumière du code MC-PEPTITA, avec une configuration initiale très raisonnable, et celles de 3 événements mesurés par Fermi, on a pu voir un très bon accord. Cela constitue donc un élément de validation supplémentaire pour le modèle.

Concernant les distributions temporelles des électrons atteignant l'altitude du satellite, on a pu les décomposer de trois manières. En comparant hémisphère par hémisphère, la courbe obtenue dans l'hémisphère nord semble assez cohérente avec celle réellement mesurée par Fermi. De plus, on a pu voir que le faisceau d'électrons revenant dans l'hémisphère de la source initiale de photons serait détectable pour un satellite de type Fermi. En regardant la décomposition en nombre de détections, on constate qu'environ 24% des leptons sont capables de rebondir sur un point miroir magnétique. Cette population de leptons ayant rebondi est décomposable en deux sous-populations de leptons qui ont interagit avec l'atmosphère (qui se distribuent sous forme gaussienne en temps) et de leptons qui ne l'ont pas ou très peu fait (qui se distribuent sous forme log-normale en temps), car leur point miroir était à trop haute altitude ($> 90-100$ km). Enfin, on a pu remarquer des différences bien caractéristiques sur les distributions temporelles des leptons quand on se place dans des intervalles particuliers de distance radiale. À partir de ces informations, on peut reproduire précisément la courbe de lumière mesurée par Fermi. Cependant la distance radiale optimale qui en ressort n'est pas interprétable comme une distance radiale réelle du satellite, car l'analyse ne prend pas en compte les effets du mouvement cyclotron des électrons, ainsi que de leur interactions avec les détecteurs et le satellite.

En plaçant la source du TGF à divers endroits, connus pour leur forte activité orageuse, on a pu constater plusieurs types de courbes de lumière. Si, par exemple, la source est localisée en Floride, au Pakistan, au Venezuela ou au nord de l'Australie, le second pic de la courbe de lumière dans l'hémisphère opposé à la source ne sera pas visible. Les courbes de lumières présentant un pic secondaire de forte amplitude (comme celle de l'événement Fermi 091214), sont attendues uniquement quand le champ magnétique au point conjugué est significativement plus fort qu'au point source du TGF. C'est le cas par exemple pour un TGF produit au sud de l'Afrique (Zambie par exemple) ou au sud de l'Amérique du sud (Paraguay par exemple).

Conclusions, Perspectives

Ce travail s'inscrit dans la préparation à la mission TARANIS, qui étudiera en particulier les Flashs de rayons Gamma Terrestres (ou TGF) et les émissions d'électrons associées (TEB). Après une revue des différentes observations qui ont pu être faites sur les TGF (chapitre I), nous avons présenté les théories en cours actuellement pour expliquer les mécanismes sources des TGF (chapitre II). Ce travail bibliographique permet de mettre en exergue l'intérêt de la mission TARANIS, et plus particulièrement des instruments XGRE et IDEE, dédiés à l'étude des particules énergétiques. À partir des observations actuelles, on a pu estimer que l'instrument XGRE devrait détecter environ 850 TGF par an, avec une moyenne de 300 coups chacun.

Nous nous sommes ensuite concentrés sur le travail principal effectué au cours de cette thèse : le développement du modèle MC-PEPTITA du transport dans l'atmosphère terrestre des particules énergétiques. Ce modèle décrit le transport en trois dimensions des photons, électrons et positrons, et prend en compte un total de 11 processus, dont les sections efficaces utilisées proviennent essentiellement des bases de données EPDL et EEDL. Les propriétés environnementales sont données par NRLMSISE-00 pour l'atmosphère, et IGRF-11 pour le champ magnétique. Le transport des particules chargées le long des lignes de champ magnétique est résolu à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. Le modèle a ensuite été validé par comparaison avec GEANT4 en ce qui concerne la partie basse atmosphère (0-100 km d'altitude), dominée par les collisions. Ce modèle, étant construit spécifiquement pour l'environnement terrestre, est plus rapide que GEANT4, et permet également de garder une trace de toutes les particules, en conservant toute l'information sur leur interaction avec l'environnement. C'est précisément cette information qui rend le modèle intéressant par rapport à GEANT4.

Nous avons ensuite présenté un premier exemple d'application de MC-PEPTITA, où nous nous sommes placés dans une configuration proche d'un événement réel mesuré par Fermi. La grande majorité des photons ayant atteint l'altitude du satellite proviennent de la source initiale à 15 km et ont interagi moins de 10 fois avec l'atmosphère (par diffusion Compton principalement). Les composantes du spectre dues au Bremsstrahlung et à l'annihilation restent cependant importantes, concernant la partie basse énergie et la raie à 511 keV. On a pu constater qu'en démarrant avec une source de rayons X/gamma initiale vers 15 km d'altitude aux coordonnées spécifiés pour cet événement (dans l'hémisphère sud), il y avait bien une production d'un faisceau d'électrons (ou TEB) de ~ 15 km de rayon, confiné par le champ magnétique terrestre, et suivant une ligne de champ moyenne spécifique, très similaire à celle décrite dans *Briggs et al.* (2011). On a pu également voir que la grande majorité des électrons sont produits par diffusion Compton des photons et interagissent un nombre important de fois ($>30\ 000$) avant de pouvoir sortir de l'atmosphère terrestre. La majorité de ces électrons est produite entre 30 et 60 km d'altitude, et les électrons produits en dessous de 30 km ne peuvent pas s'échapper. Cependant, une part non-négligeable des électrons est produite entre 60 et 100 km d'altitude, à peu près à égalité par diffusion inélastique d'autres électrons, et par diffusion Compton des photons. On a également établi que la distance des électrons à l'axe du faisceau croît avec l'altitude à laquelle ils sont produits, qui peut aller jusqu'à une centaine de kilomètres, ce qui

permet d'expliquer les différences avec les résultats de *Dwyer et al.* (2008b) concernant la taille des faisceaux d'électrons à haute altitude (+ $\sim 40\%$)

Les distributions temporelles des électrons atteignant l'altitude du satellite ont été mesurées par Fermi pour plusieurs événements, notés 080807, 090813 et 091214. On a pu constater qu'on pouvait facilement les reproduire avec des simulations MC-PEPTITA. Mais MC-PEPTITA nous a permis d'aller plus loin, par exemple en accédant aux angles d'attaque entre les électrons/positrons et le champ magnétique local. En les regardant en détail, on constate que l'on peut décomposer la courbe de lumière en trois sous populations. On a logiquement une population de leptons venant de l'hémisphère source du TGF (angles d'attaque 90°) et une population de leptons ayant rebondi (angles d'attaque $> 90^\circ$). Cette deuxième population est décomposable en deux sous populations de leptons : ceux qui ont interagi avec l'atmosphère (qui se distinguent par une distribution gaussienne en temps, et des angles d'attaque supérieurs 120°) et de leptons qui ne l'ont pas ou très peu fait (qui se distinguent par une distribution log-normale en temps, et des angles d'attaque 90° 120°) car leur point miroir était à plus haute altitude (> 90 - 100 km). Enfin, on a pu remarquer des différences caractéristiques sur les distributions temporelles des leptons quand on se place à différents intervalles de distance radiale entre le satellite et le centre du faisceau de leptons. De plus, en regardant la décomposition en nombre de fois où les leptons ont été détectés, on constate que $\sim 24\%$ des leptons sont capables de rebondir sur un point miroir magnétique pour cet événement. Ces caractéristiques ont ensuite permis de construire un modèle de courbe de lumière dépendant du temps et de la distance radiale entre le satellite et le centre du faisceau d'électrons. Ainsi, nous avons présenté le formalisme utilisé pour pouvoir procéder à une estimation du jeu de paramètres permettant de reproduire au mieux l'observation numéro 091214 faites par Fermi. Dans ce cas, on obtient une distance radiale la plus vraisemblable située entre 8 et 10 km. Cependant, la connaissance détaillée des détections faites par les deux détecteurs BGO de Fermi nous indique que le phénomène est plus complexe que prévu, et que pour conclure, il faudrait modéliser plus finement l'interaction entre le satellite et les électrons et positrons, en prenant bien en compte leurs angles d'attaque et leurs spectres en énergies. Ces deux distributions sont directement accessibles avec MC-PEPTITA, et une étude devrait donc être entreprise pour traiter cette interaction avec le satellite. Pour cela nous allons nous rapprocher de l'équipe de M.S. Briggs, responsable des données TGF de Fermi.

Finalement, nous avons placé la source du TGF à différentes positions sur le globe, pour comparer les résultats de MC-PEPTITA à d'autres détections de Fermi, et également pour déterminer quels sont les types de courbes de lumières que pourrait voir TARANIS. Nous avons pu confirmer en particulier que les événements à "double bosse" comme l'événement Fermi 091214 se produisent uniquement quand le champ magnétique est significativement plus intense au point magnétique conjugué qu'à la source du TGF.

En conclusion, on peut affirmer que le modèle MC-PEPTITA est un modèle performant, d'une part d'un point de vue opérationnel, que ce soit en terme de ses capacités de calcul ou de sa grande versatilité, et d'autre part en terme de description des processus, notamment parce qu'il permet d'accéder à des informations importantes concernant les TGF et les faisceaux d'électrons et de positrons associés, dont certaines sont novatrices, comme l'angle d'attaque des leptons. Ce modèle a été mis en œuvre initialement dans une perspective de préparation à l'analyse des données de TARANIS, mais au vu des capacités qu'il démontre, nous allons continuer à le développer pour améliorer notre compréhension des TGF, plus particulièrement au travers des processus d'interactions entre les particules énergétiques et l'environnement. En parallèle, nous allons enrichir notre bibliothèque en simulations d'événements, afin de construire de nouveaux outils d'analyse des TGF et TEB qui intègrent le modèle MC-PEPTITA dans la résolution du problème inverse associé.

Par la suite, une étude intéressante à mener sera d'appliquer les méthodes présentées au cours de cette thèse à d'autres événements détectés par Fermi, mais aussi d'étendre cette méthode au cas où l'on a des mesures distinctes des courbes de lumières des photons et des électrons. Ce sera en effet le cas pour TARANIS, qui disposera d'un détecteur XGRE capable de résoudre les rayons X/gamma et les électrons relativistes, mais également d'un détecteur IDEE, pour les électrons, permettant également de mesurer leurs angles d'attaque. De plus, quand TARANIS détectera un événement TGF, tous ses instruments enregistreront simultanément des données en haute résolution. Comme il a été dit précédemment, il pourra être très utile de compléter la base de données de TGF simulés que l'on a commencé à construire au cours de cette thèse, et ainsi de voir comment les différentes propriétés des événements détectés vont pouvoir changer en fonction de différentes conditions initiales de la source de photons. Nous pensons en particulier à sa position (altitude, longitude, latitude) ou son mécanisme source supposé (feedback relativiste ou runaway froid). TARANIS possède également des micro-caméras et des photomètres, et donc connecter MC-PEPTITA avec un modèle de production d'espèce neutre et ionisée et d'états excités, responsables d'émissions lumineuses, pourra permettre de prédire si des émissions lumineuses sont associées ou non aux TGF. On pourra donc ensuite comparer ce modèle avec les observations qui seront faites simultanément par TARANIS entre les détecteurs X/Gamma/électrons et les photomètres. De manière analogue, comme des détecteurs d'ondes électromagnétiques seront également présents sur le satellite, compléter MC-PEPTITA d'un modèle d'émissions radio pourra également permettre de mieux interpréter les données.

Finalement, comme on a pu le voir au cours de cette thèse, des études récentes montrent que les TGF sont des phénomènes très fréquents (certaines estimations vont jusqu'à 50,000 TGF/jour), et le nombre d'électrons et de positrons produits, capables de s'échapper de l'atmosphère terrestre peut atteindre $\sim 10^{14}$ pour certains événements. On aurait donc potentiellement $\sim 10^{19}$ électrons relativistes par jour qui sortiraient de l'atmosphère par ce biais et une partie serait susceptible, après diffusion, de peupler les ceintures de radiations. Une autre étude intéressante serait donc de réaliser une première estimation de la contribution pour les ceintures de radiations de la production massive de ces particules relativistes dues aux TGF. Ceci pourrait se faire à l'aide du modèle MC-PEPTITA associé à des modèles de physique des plasmas.

Annexe A

Structure du code MC-PEPTITA

A.1 Synopsis

MC-PEPTITA est écrit en `FORTRAN 90`. Il est compilé à l'aide du compilateur Intel. Il est également compilable avec le compilateur GNU, mais sans utiliser le générateur de nombre aléatoire SFMT19937 de la librairie d'Intel MKL VSL.

Le synopsis (ou schéma fonctionnel) légèrement simplifié du code est présenté en figure A.1. Les quantités suivantes y sont utilisées :

`N` : le nombre total de particules initiales que l'on veut tirer.

`h` : l'altitude de la particule.

`h_lim` : l'altitude limite.

`L_p` : le libre parcours moyen de la particule (voir equation IV.18).

`R_L` : le rayon de Larmor de l'électron ou du positron (voir equation IV.17).

`E` : l'énergie de la particule.

`E_min` : l'énergie seuil (typiquement 10 keV).

`t` : le temps de la particule

`t_max` : le temps limite que les particules ne peuvent pas dépasser.

Le code nécessite des fichiers de données qui pèsent en tout 50 Mo environ. Dans le dossier `input` est écrit un fichier `Parameters.txt` qui permet de changer les paramètres principaux du code (altitude initiale et finale, énergie, processus à activer ou non, ...) sans avoir à le recompiler. Le dossier `src` contient tout le code source. Le code est constitué d'un fichier principal `Tar_elga.f90` et de modules, qui sont :

`mod_main.f90` : Contient les boucles principales du programme.

`mod_ini.f90` : Contient toutes les routines d'initialisation (en particulier le calcul de tous les coefficients pour l'interpolation ou la mise en œuvre de différentes méthodes).

`mod_transport.f90` : Contient les routines assurant le déplacement des particules, par exemple le calcul des distances parcourues, ou la méthode de Runge-Kutta.

`igrf12.f` : Code de IGRF version 12, repris directement du site officiel de la NOAA : www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html. Il est dans un fichier séparé car il est écrit en `FOTRAN 77`.

mod_b_field.f90 : Interface pour utiliser `igrf12.f` : conversion d'unité, changement de référentiel.

mod_toolbox.f90 : Contient tous les "outils" utilisés dans le programme : interpolation, écriture des fichiers de sortie, extraction des paramètres du fichier, création de vecteurs espacés linéairement ou exponentiellement, recherche d'indice, calcul de coefficients, ...

mod_prod.f90 : Contient les routines permettant de calculer les taux de production des électrons.

mod_constants.f90 : Contient toutes les constantes physiques (vitesse de la lumière, masse de l'électron, ...) utilisées dans le programme.

mod_const_simul.f90 : Contient les paramètres de la simulation, dont une bonne partie est mise à jour lors de la lecture du fichier `Parameters.txt`.

mod_process_types.f90, mod_particule_type.f90 : Contient les définitions des types "espèce", "processus" et "particules" et des sous-types associés.

mod_limit.f90 : Contient toutes les fonctions qui vont servir à projeter sur l'altitude limite les particules, tout en mettant correctement à jour leur paramètre temps.

mod_xsections.f90 : Contient toutes les routines et fonctions qui servent à calculer les sections efficaces de tous les types de particules, tel que décrit en annexe C.

mod_atmosphere.f90 : Contient le modèle d'atmosphère (NRLMSISE-90) et son interface avec le reste du code.

mod_stacking.f90 : Contient la définition des piles de particules ("traitées" et "sauvegardées") et des routines correspondantes (enlever ou ajouter une particule dans une des deux piles par exemple)

mod_photons_int.f90, mod_leptons_int.f90 : Contient toutes les routines servant à simuler les processus photons et électrons/positrons.

mkl_vsl.f90 : Contient toutes les interfaces pour la librairie MKL VSL d'Intel.

A.2 Parallélisation du code

Dans MC-PEPTITA, toutes les particules initiales sont lancées indépendamment les unes des autres, la parallélisation des calculs est donc assez simple à implémenter. Pour cela on utilise OPEN MPI, qui est une version libre de "Message Passing Interface". OPEN MPI va exécuter un nombre de fois donné le même code et permettre la communication entre les différentes instances en appelant des routines spécifiques. Pour paralléliser MC-PEPTITA, nous avons réalisé les modifications suivantes dans le code :

- (i) Utiliser la bibliothèque OPEN MPI, en spécifiant `USE MPI` juste après le nom du programme.
- (ii) Au tout début du code, appeler les routines d'initialisation :

```
MPI_INIT(ierr)
MPI_COMM_RANK(MPI_COMM_WORLD,myid,ierr)
MPI_COMM_SIZE(MPI_COMM_WORLD,n_proc,ierr)
```

Les sorties importantes sont :

`myid` : Le numéro d'identification du processus, qui sera différent pour chaque instance du programme.

`n_proc` : Le nombre de processus (ou "threads").

- (iii) Utiliser une graine de génération de nombres aléatoires différente pour chaque instance, par exemple avec `iseed=16547+2*myid`
- (iv) Diviser par `n_proc` le nombre total de particules initiales dans la boucle `do for` principale.
- (v) Une fois que toutes les instances ont fini la boucle `do for` principale, rassembler toutes les particules résultantes dans un même fichier. Pour cela, il faut utiliser la routine `MPI_Gatherv` car tous les vecteurs à rassembler n'ont pas la même taille à priori.
- (vi) Appeler la routine `MPI_Finalize(ierr)` juste avant `END PROGRAM`.

Annexe B

Méthodes analytiques et numériques

Dans cette annexe, nous allons présenter les différentes méthodes analytiques et numériques utilisées par le code MC-PEPTITA. Ces méthodes sont connues et présentées dans de nombreux ouvrages, mais il nous a semblé important de les rappeler ici. Nous nous sommes grandement inspiré de ce qui est présenté dans la documentation de PENELOPE (*Salvat et al.*, 2011), et également dans thèse de Julien Malzac (*Malzac*, 1999). Dans cette annexe, nous allons simplement présenter comment utiliser ces méthodes en pratique. Les deux documents que nous venons de citer les présentent plus en détail.

B.1 Générateurs de nombres aléatoires

Les méthodes Monte-Carlo se basent sur le tirage de nombres aléatoires pour simuler des processus physiques. Il nous faut donc une manière de générer ces nombres. Avec un ordinateur, on ne peut pas réellement générer des nombres aléatoires, qui sont en réalité une abstraction mathématique. La génération de nombres aléatoires se fait à partir d'un nombre, appelé "graine" (ou "germe"), auquel on va faire subir une série d'opérations mathématiques (typiquement des modulo) pour générer une suite de nombre qui vont sembler aléatoires. On parle donc de nombres "pseudo-aléatoires". Les générateurs de nombre pseudo-aléatoires présentent tous une périodicité, c'est-à-dire qu'au bout d'un certain nombre d'itérations, la séquence de nombre générée va se répéter.

Au cours de cette thèse, nous avons utilisé deux générateurs de nombre aléatoires pour MC-PEPTITA. Le premier, appelé `ran2` vient des Numerical Recipies (*Press et al.*, 1993) et est portable, c'est-à-dire qu'il marche quel que soit le compilateur utilisé, et se suffit à lui-même (pas besoin d'inclure de bibliothèques spécifiques) ; il est donc très utile dans une perspective de débogage. Cependant, dans une perspective de calcul intensif, il est plus intéressant d'utiliser un générateur de la Math Kernel Library Vector Statistics Library (MKL VSL) d'Intel, le `SFMT19937`. Ce dernier est vectoriel, c'est à dire qu'il peut générer des blocs de nombres pseudo-aléatoires en un seul appel, contrairement à `ran2` où il faut appeler la fonction pour chaque nombre. En faisant un test rapide, nous avons pu constater `SFMT19937` est au moins 10 fois plus rapide que `ran2` sur la machine utilisée.

Dans cette section nous allons donc décrire ces deux générateurs de nombres pseudo-aléatoires.

B.1.1 D'après les Numerical Recipies

Numerical Recipies propose plusieurs recettes pour générer des nombres pseudo-aléatoires, dont `ran2` qui utilise la méthode de L'Ecuyer avec un mélange de Bays-Durham, et quelques protections. Cette routine retourne des nombres pseudo aléatoires uniformément distribués sur $]0, 1[$. La période de `ran2` vaut $\sim 2.3 \times 10^{18}$. Elle est amplement suffisante dans notre cas. De plus ce générateur passe la plupart des tests qui permettent de déterminer la qualité du générateur de nombres aléatoires. Le code du `ran2` est donné dans les Numerical Recipies (*Press et al.*, 1993).

B.1.2 D'après la librairie MKL VSL

Dans la version de calcul intensif de MC-PEPTITA, nous utilisons le "SIMD friendly Fast Mersenne Twister 19937" (`SFMT19937`). Ce dernier est une variante récente et performante du Mersenne Twister, qui est un générateur de nombres pseudo-aléatoires très populaire et réputé pour sa qualité (*Saito and Matsumoto*, 2008). Il utilise le 24ieme nombre de Mersenne¹, et il est basé sur une récursion linéaire modulo 2 sur des mots de 32 bits. Le `SFMT19937` utilise une méthode encore plus sophistiquée sur 128 bits. Ce générateur de nombres aléatoires est utilisé dans une version implémentée dans la bibliothèque MKL VSL de Intel, et est utilisé comme une boîte noire. Des options permettent de choisir les distribution tirées (uniforme, gaussienne, etc...) et permettent également de choisir les valeurs a et b telles que les nombres tirés soient distribués dans l'intervalle $[a, b[$. Pour tirer un nombre aléatoire sur $]0, 1[$ en double précision, il faut poser² : `a=EPSILON(1.d0)` et `b=1.d0`.

B.2 Méthode de la fonction inverse

On veut tirer aléatoirement une quantité x qui suit une distribution $f(x)$ donnée, définie sur un intervalle $[x_{min}, x_{max}]$. Pour cela on dispose d'un générateur aléatoire capable de produire des nombres ξ , uniformément distribués entre 0 et 1. On veut donc établir une formule sur ξ qui permette de tirer des nombres x_i suivant la distribution f .

Dans un premier temps, il faut vérifier si f est normalisée sur l'intervalle $[x_{min}, x_{max}]$, c'est à dire que :

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} f(x) dx = 1 \quad (\text{B.1})$$

Si ce n'est pas le cas, il suffit de diviser $f(x)$ par le résultat de l'intégrale. Pour appliquer la méthode de la fonction inverse, il faut ensuite inverser l'équation suivante :

$$\int_{x_{min}}^x f(x') dx' = \xi \quad (\text{B.2})$$

Pour pouvoir ainsi déterminer x en fonction de ξ . L'utilisation d'une telle méthode permet de tirer sur des distributions de manière très rapide, mais requière que l'équation (B.2) soit analytiquement inversible. Cette méthode est par exemple utile pour tirer la distance parcourue des particules, en supposant une atmosphère exponentielle, ou encore pour tirer sur une distribution

1. Le nombre de Mersenne M_{24} vaut $2^{19937} - 1$, et c'est aussi la période de ce générateur, qui est donc supérieure à $\sim 10^{6000}$

2. Utiliser `d0` signifie qu'on veut explicitement des réels en double précision. La fonction `EPSILON(x)` donne, pour la précision de l'argument x , le plus petit nombre E tel que $1+E>1$, résolvable par la machine utilisée.

$\propto 1/E$ entre E_{min} et E_{max} . Dans le cas où l'inversion de l'équation (B.2) n'est pas calculable analytiquement, on peut utiliser la méthode de réjection, présentée en section suivante.

B.3 Méthode de réjection

Pour appliquer la méthode de réjection, sur une distribution $y = f(x)$ quelconque (analytique ou tabulée³), il faut au préalable connaître des intervalles $[x_{min}, x_{max}]$ et $[y_{min}, y_{max}]$ qui encadrent x et $f(x)$. Il va ensuite s'agir d'appliquer l'algorithme suivant :

- (i) Tirer deux nombres aléatoires ξ_1 et ξ_2 uniformément compris entre 0 et 1.
- (ii) Calculer x_r et y_r tels que :

$$x_r = x_{min} + (x_{max} - x_{min}) \xi_1 \quad (\text{B.3})$$

$$y_r = y_{min} + (y_{max} - y_{min}) \xi_2 \quad (\text{B.4})$$

- (iii) Si $f(x_r) < y_r$, alors garder x_r , sinon, retourner à l'étape (i).

On peut vérifier que l'ensemble des x_r ainsi tirés vont bien suivre la statistique de $f(x)$. La méthode de réjection présente l'avantage de marcher pour n'importe quelle distribution, qu'elle soit analytique ou tabulée³. Cependant, elle peut être relativement lente, comparée à la méthode de la fonction inverse où à l'algorithme RITA. En effet, l'efficacité⁴ de l'algorithme va dépendre de la surface sous la courbe $y = f(x)$ par rapport à la surface du rectangle $[x_{min}, x_{max}, y_{min}, y_{max}]$.

B.4 Interpolations

Si l'on dispose de valeurs tabulées $(x_i, y_i), i \in [1, N]$, il est nécessaire d'utiliser un schéma d'interpolation pour pouvoir déterminer une valeur de y correspondant à une valeur de x comprise dans un intervalle (x_i, x_{i+1}) . Les valeurs x_i doivent impérativement être croissantes avec i .

B.4.1 Linéaire

L'interpolation linéaire va s'agir simplement de supposer que la variation entre deux points tabulés successifs se fait par une droite entre ces deux points. Soit une valeur x située entre deux valeurs tabulées x_j et x_{j+1} . La valeur y correspondant à x par interpolation linéaire est donnée par :

$$y = y_j + (x - x_j) \frac{y_{j+1} - y_j}{x_{j+1} - x_j} \quad (\text{B.5})$$

B.4.2 Log-log

Le schéma d'interpolation log-log est utilisé pour interpoler des valeurs qui sont tabulées sur plusieurs ordres de grandeur (de 10 eV à 100 GeV par exemple) en x et/ou en y . Ce schéma est par exemple utilisé pour calculer les valeurs des sections efficaces données dans les bibliothèques

3. Pour les distributions tabulées, il sera évidemment nécessaire de procéder à des interpolations, dont les méthodes sont présentées dans la section suivante.

4. C'est-à-dire le nombre le nombre de valeurs gardées par rapport aux nombre de nombres aléatoires tirés.

de Livermore (EPDL et EEDL). Pour cette interpolation, les valeurs des x_i et y_i doivent être impérativement positives. Soit une valeur x , située entre deux valeurs tabulées x_j et x_{j+1} . La valeur y correspondant à x par interpolation log-log est donnée par :

$$y = e^{\ln(y)} \quad (\text{B.6})$$

$$\ln(y) = \frac{\ln(x/x_j) \ln(y_{j+1}) + \ln(x_{j+1}/x) \ln(y_j)}{\ln(x_{j+1}/x_j)} \quad (\text{B.7})$$

B.4.3 Spline cubique

Comme l'interpolation linéaire consiste à tracer une série de droites entre les différents points tabulés $(x_i, y_i), i \in [1, N]$, la dérivée en chaque point (x_i, y_i) n'est pas définie de manière unique. Notons y'_i et y''_i les dérivées premières et secondes. L'interpolation spline cubique permet d'avoir une interpolation avec des valeurs de dérivées et des dérivées secondes définies de manière unique et continue sur n'importe quelle valeur de x comprise entre les valeurs tabulées (ou égales aux valeurs tabulées). Il faut au préalable calculer une série de coefficients a_k, b_k, c_k, d_k pour chaque couple de valeur tabulées $(x_k, y_k), k \in [1, N - 1]$. Ces coefficients sont :

$$a_k = \frac{1}{6(x_{k+1} - x_k)} \left(y''_k + x_{k+1}^3 - x_k^3 y''_{k+1} + 6(y_k x_{k+1} - y_{k+1} x_k) \right) + \frac{x_{k+1} - x_k}{6} (x_k y''_{k+1} - x_{k+1} y''_k) \quad (\text{B.8})$$

$$b_k = \frac{1}{2(x_{k+1} - x_k)} \left(x_k^2 y''_{k+1} - x_{k+1}^2 y''_k + 2(y_{k+1} - y_k) \right) + \frac{x_{k+1} - x_k}{6} (y''_k - y''_{k+1}) \quad (\text{B.9})$$

$$c_k = \frac{1}{2(x_{k+1} - x_k)} (x_{k+1} y''_k - x_k y''_{k+1}) \quad (\text{B.10})$$

$$d_k = \frac{1}{6(x_{k+1} - x_k)} (y''_{k+1} - y''_k) \quad (\text{B.11})$$

Si les valeurs de y''_i ne sont pas connues à priori, on peut poser $y''_1 = y''_N = 0$, et estimer numériquement y'_i et y''_i pour les autres indices par différenciation numérique classique (c'est ce qu'on appelle le spline naturel). Soit x une valeur comprise entre x_j et x_{j+1} . La valeur interpolée y correspondant à x est finalement donnée par :

$$y = a_j + b_j x + c_j x^2 + d_j x^3 \quad (\text{B.12})$$

On peut également procéder à une interpolation log-spline-cubique en utilisant le logarithme des valeurs de x, x_i et y_i et en prenant l'exponentielle de y .

B.5 Algorithme RITA pour tirer sur des distributions tabulées

L'algorithme de transformation inverse rationnelle avec aliasing, ou "Rational Inverse Transform with Aliasing" (RITA) permet de tirer efficacement et précisément des distributions de

probabilités tabulées. Cet algorithme demande au préalable un calcul relativement lourd pour déterminer des coefficients. Mais ce calcul n'est effectué qu'une seule fois à l'initialisation du programme. Cet algorithme est donc utile si l'on compte tirer un très grand nombre de fois dans le programme des valeurs aléatoires suivant des distribution de probabilités tabulées. C'est par exemple le cas dans MC-PEPTITA pour la diffusion Rayleigh et la diffusion élastique et dans une version un peu modifiée pour le bremsstrahlung. L'algorithme RITA est en effet justifié et décrit en détails dans la documentation de PENELOPE (*Salvat et al.*, 2011). Je vais ici simplement présenter comment l'utiliser en pratique, et également décrire comment on peut construire efficacement une distribution tabulée à partir d'une distribution connue.

B.5.1 Interpolation rationnelle de la densité de probabilité

On dispose de valeurs tabulées (x_i, p_i) , $i \in [1, N]$ d'une distribution de probabilité donnée. Cette dernière doit être normalisée. Il faut ensuite calculer sa distribution cumulative⁵ discrète ξ_i . Il s'agit en fait de faire une intégration numérique. Par exemple, dans PENELOPE, une méthode de Simpson avec 51 points équidistants est utilisée. Cette dernière se présente sous la forme suivante :

$$\int_{x_i}^{x_{i+1}} p(x) dx \approx \frac{h}{3} \left[f_0 + 4 \left(\sum_{j=1}^{49} f_j \right) + 2 \left(\sum_{j=2}^{48} f_j \right) + f_{50} \right] \quad (\text{B.13})$$

$$h = \frac{x_{i+1} - x_i}{50} \quad (\text{B.14})$$

$$f_k = f(x_i + kh) \quad (\text{B.15})$$

La distribution cumulative discrète est donc donnée par :

$$\xi_1 = 0 \quad (\text{B.16})$$

$$\xi_i = \sum_{j=1}^i \int_{x_j}^{x_{j+1}} p(x) dx \quad (\text{B.17})$$

Ensuite, il faut calculer les coefficients suivants, pour $k \in [1, N - 1]$:

$$b_k = 1 - \left(\frac{\xi_{k+1} - \xi_k}{x_{k+1} - x_k} \right)^2 \frac{1}{y_{k+1} y_k} \quad (\text{B.18})$$

$$a_k = \frac{\xi_{k+1} - \xi_k}{x_{k+1} - x_k} \frac{1}{y_k} - b_k - 1 \quad (\text{B.19})$$

$$\tau_k = \frac{x - x_k}{x_{k+1} - x_k} \quad (\text{B.20})$$

$$\eta_k = \frac{1 + a_k + b_k + a_k \tau_k}{2b_k \tau_k} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4b_k \tau_k^2}{(1 + a_k + b_k - a_k \tau_k)^2}} \right) \quad (\text{B.21})$$

Pour connaître la valeur de la densité de probabilité p pour n'importe quelle valeur de x comprise entre les valeur tabulées x_j, x_{j+1} , on utilise le schéma d'interpolation rationnelle :

5. Cette dernière doit être forcément positive et comprise entre 0 et 1. Si la distribution de probabilité tabulée (x_i, p_i) n'est pas normalisée, on peut diviser les p_i par ξ_N .

$$p = \frac{(1 + a_j \eta_k + b_j \eta_k^2)^2}{(1 + a_j + b_j)(1 - b_j \eta_k^2)} \frac{\xi_{j+1} - \xi_j}{x_{j+1} - x_j} \quad (\text{B.22})$$

B.5.2 Déterminer une grille d'interpolation optimale

Si on connaît exactement une distribution de probabilité $p(x)$ (i.e. pour n'importe quelle valeur de x), on peut vouloir la mettre sous forme tabulée. On veut donc savoir comment déterminer une grille d'interpolation optimale pour un nombre de points M que l'on se fixe⁶. D'une autre manière, on peut également déjà avoir une distribution tabulée (\bar{x}_j, \bar{y}_j) , $j \in [1, P]$, mais dont on veut réduire la taille (c'est en pratique ce qui est fait dans PENELOPE). Dans ce cas la distribution intrinsèque pourra, par exemple, être obtenue pour toute valeur de x par interpolation spline cubique des (\bar{x}_j, \bar{y}_j) .

Pour déterminer la grille d'interpolation optimale pour le nombre de points M fixé, il faut commencer par choisir une grille initiale en x de 3 points : sa valeur minimale x_1 , sa valeur au milieu x_2 et sa valeur maximale x_3 . On connaît également les valeurs p_1, p_2 et p_3 associées. On peut ensuite définir l'erreur d'interpolation ϵ_i entre x_i et x_{i+1} avec :

$$\epsilon_i = \int_{x_i}^{x_{i+1}} |p(x) - \tilde{p}(x)| dx \quad (\text{B.23})$$

Où $p(x)$ est la vraie valeur de la densité de probabilité et $\tilde{p}(x)$ sa valeur obtenue par interpolation rationnelle (présentée en section précédente). Ces intégrales peuvent être évaluées numériquement avec la méthode des trapèzes ou la méthode de Simpson (présentée en section précédente). Il va ensuite s'agir d'appliquer l'algorithme suivant :

- (i) Calculer les erreurs des deux premier intervalles : ϵ_1 et ϵ_2 .
- (ii) Trouver l'indice j pour lequel l'erreur ϵ_j est maximale.
- (iii) Rajouter une valeur de x au milieu des points x_j et x_{j+1} . Appelons k ($=j+1$) l'indice de cette nouvelle valeur.
- (iv) Calculer les valeurs des coefficients $\xi_k, a_k, b_k, \tau_k, \eta_k$ et ϵ_k du nouveau point.
- (v) Retourner à l'étape (ii) tant que la grille ne fait pas M points.

B.5.3 Tirage aléatoire

Une fois que la grille d'interpolation (x_i, p_i) , $i \in [1, M]$ est connue, ainsi que sa distribution cumulative ξ_i , et les coefficients $(a_j, b_j, \tau_j, \eta_j)$, $j \in [1, M - 1]$, le tirage d'une valeur aléatoire x_r suivant la distribution de probabilité tabulée s'effectue en suivant cet algorithme :

- (i) Tirer un nombre aléatoire ξ uniformément distribué entre 0 et 1.
- (ii) Trouver l'indice i tel que $\xi_i \leq \xi < \xi_{i+1}$.
- (iii) Calculer $\nu_i = \xi - \xi_i$ et $\Delta_i = \xi_{i+1} - \xi_i$.
- (iv) Et enfin, la valeur de x_r est donnée par :

$$x_r = x_i + \frac{(1 + a_i + b_i) \Delta_i \nu_i}{\Delta_i^2 + a_i \Delta_i \nu_i + b_i \nu_i^2} (x_{i+1} - x_i) \quad (\text{B.24})$$

6. M vaut par exemple 512 dans MC-PEPTITA.

On peut remarquer que cette méthode sera de plus en plus lente quand N augmente, à cause de l'étape (ii) qui requière un nombre de comparaisons de l'ordre de N . Pour gagner en temps de calcul, on peut utiliser la méthode d'aliasing de Walker, présentée juste après, ou pré-calculer les différentes limites.

B.5.4 Méthode d'aliasing de Walker

Cette méthode est utilisée pour déterminer de manière très rapide (en une seule comparaison) les deux indices i et $i+1$ qui encadrent une valeur x dans un intervalle de valeurs tabulées (x_i, x_{i+1}) . Supposons qu'il y a N valeurs de x_i tabulées. Dans un premier temps, il faut pré-calculer des coefficients K_i (entiers) et F_i (réels) avec l'algorithme suivant :

```

pour I=1, N-1
  Hbas=1.0
  Hhaut=1.0
  Ibas=0
  Ihaut=0
  pour J=1, N
    si (K(J) == J) alors
      si (F(J) > Hbas) alors
        Hbas=F(J)
        Ibas=J
      sinon si (F(J) < Hhaut) alors
        Hhaut=F(J)
        Ihaut=J
      fin si
    fin si
  fin pour
  si ([Ibas == 0] ou [Ihaut == 0]) fin
  K(Ibas)=Ihaut
  F(Ihaut)=Hhaut+Hbas-1.0
fin pour

```

Une fois ces coefficients déterminés, on suit l'algorithme suivant :

- (i) Générer un nombre aléatoire ξ et poser $R = \xi N + 1$.
- (ii) Arrondir R à l'entier le plus proche, noté j , et calculer $r = R - j$.
- (iii) Si $r > F_j$ alors $i = K_j$, sinon $i = j$.

B.6 Méthode de Runge-Kutta d'ordre 4

Lors du transport des particules chargées sous l'effet du champ magnétique terrestre, il est nécessaire de résoudre une équation différentielle. Une méthode rapide, efficace et très utilisée pour résoudre ce type d'équations est celle de Runge-Kutta. Supposons que l'on a une équation différentielle de type :

$$\frac{dy}{dt} = f(t, y) \quad (\text{B.25})$$

On a également une condition initiale $y(t_0) = y_0$. Soit δt le pas que l'on souhaite utiliser, qui doit être suffisamment petit par rapport à l'échelle de variation de la fonction f . En pratique, ce pas est assez évident à trouver en connaissant bien la physique du problème. La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 nous permet d'estimer la valeur y_1 au temps $t_1 = t_0 + \delta t$ avec le schéma suivant :

$$a = f(t_0, y_0) \quad (\text{B.26})$$

$$b = f\left(t_0 + \frac{\delta t}{2}, y_0 + \frac{h}{2}a\right) \quad (\text{B.27})$$

$$c = f\left(t_0 + \frac{\delta t}{2}, y_0 + \frac{h}{2}b\right) \quad (\text{B.28})$$

$$d = f(t_0 + h, y_0 + hc) \quad (\text{B.29})$$

$$y_1 = y_0 + \frac{h}{6}(a + 2b + 2c + d) \quad (\text{B.30})$$

On peut ensuite utiliser la même procédure pour déterminer les valeurs de y_i à chaque pas de temps suivant. Cette méthode peut être utilisée pour résoudre des équations différentielles d'ordre 2 ou supérieures car ces dernières sont toujours réécritables sous forme d'un système d'équations d'ordre 1, en définissant de nouvelles variables si nécessaire. Comme c'est une méthode d'ordre 4, cela signifie que l'erreur accumulée est de l'ordre de δ_t^4 . C'est à dire que si l'on choisit un δ_t deux fois plus petit, l'erreur commise sera alors 16 fois plus petite.

Annexe C

Sections efficaces totales d'interaction

C.1 Processus des photons

Les sections efficaces sont lues dans le fichier EPDL97 (dont le format suit la norme ENDF-6, voir *Cullen et al. (1997)*) pour toute énergie E_i des photons, toute espèce i_{sp} (dont on a besoin) et tout les processus i_{proc} .

On utilise une formule d'interpolation pour déterminer les valeurs de sections efficaces pour toute énergie donnée. Dans l'EPDL, les sections efficaces sont données avec une échelle logarithmique en énergie et en section efficace. On procède donc à une interpolation dite "log-log", comme présentée en annexe B, section B.4.2.

Connaissant une valeur d'énergie E , située entre E_1 et E_2 (E_1 et E_2 faisant partie de la grille lue dans le fichier), la valeur interpolée de la section efficace est donnée par :

$$\sigma(E) = e^{\ln[\sigma(E)]} \quad (\text{C.1})$$

$$\ln[\sigma(E)] = \frac{\ln(E/E_1) \ln[\sigma(E_2)] + \ln(E_2/E) \ln[\sigma(E_1)]}{\ln(E_2/E_1)} \quad (\text{C.2})$$

L'EPDL ne donne que les sections efficaces atomiques. Or, ce sont les sections efficaces des molécules (O_2 et N_2 en particulier) qui nous intéressent. On peut en fait utiliser "l'approximation d'additivité" pour approximer les sections efficaces moléculaires par la somme des sections efficaces atomiques

C.2 Diffusion élastique des électrons et positrons

Les sections efficaces totales de diffusion élastique des électrons sont données à partir de la librairie ELSEPA, soit les fichiers *eeldx007.p08* et *eeldx008.p08* (pour l'azote et l'oxygène). Pour les positrons, ce sont les fichiers *peldx007.p08* et *peldx008.p08*. Comme pour l'EPDL, ce sont des sections efficaces atomiques, et les sections efficaces moléculaires sont données à l'aide de l'approximation d'additivité. Les sections efficaces totales sont ensuite obtenues pour n'importe quelle énergie cinétique du lepton incident en procédant à une interpolation "spline log-log", comme préconisé dans la documentation de PENELOPE (*Salvat et al., 2011*).

C.3 Diffusion inélastique des électrons et positrons

Pour déterminer les sections efficaces totales de la diffusion inélastique des électrons et positrons, on utilise le modèle de "force d'oscillateur généralisé", ou GOS (Generalized Oscillator Strength). Soit U_k l'énergie de liaison d'un électron sur la couche k (également appelée un "oscillateur"). En suivant *Sternheimer et al.* (1982), l'énergie de résonance d'un oscillateur lié à une couche k est approximativement donnée par :

$$W_k \approx 1.65 U_k \quad (\text{C.3})$$

Soit E_l l'énergie du lepton subissant la diffusion inélastique et E_e l'énergie de l'électron émis (aussi appelé le rayon delta). On peut définir :

$$\gamma = 1 + \frac{E_l}{mc^2} \quad (\text{C.4})$$

$$W_k^{max} = \frac{E_l + U_k}{2} \quad (\text{C.5})$$

$$W'_k = \begin{cases} W_k & \text{si } E_l > 3W_k - 2U_k \\ \frac{(E_l + 2U_k)}{3} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

$$W_{dis} = 3W'_k - 2U_k \quad (\text{C.7})$$

$$p_{dis}(W) = \begin{cases} \frac{2(W_{dis} - W)}{(W_{dis} - U_k)^2} & \text{si } U_k \leq W < W_{dis} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{C.8})$$

$$Q_- = \sqrt{\left[\sqrt{E_l(E_l + 2mc^2)} - \sqrt{(E_l - W'_k)(E_l - W'_k + 2mc^2)} \right]^2 + m^2c^4 - mc^2} \quad (\text{C.9})$$

$$a = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \quad (\text{C.10})$$

$$p_{dis}(W) = \begin{cases} \frac{2}{W_{dis}} (W_{dis} - W) & \text{si } U_k \leq W < W_{dis} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

$$W_{sup} = \max(W_{dis}, W_k^{max}) \quad (\text{C.12})$$

La section efficace est divisée en trois parties : "distante longitudinale", "distante traverse", et "proche". Pour les deux cas distants, la section efficace est similaire entre un électrons et un positron incident. Pour le cas proche, il y a une différence.

C.3.1 Distante longitudinale

$$\sigma_{dis,l} = \pi r_e^2 \frac{2mc^2}{\beta^2} \sum_k f_k \ln \left(\frac{Q'_k Q_- + 2mc^2}{Q_- Q'_k + 2mc^2} \right) \int_{U_k}^{W_{max}^k} \frac{p_{dis}(W)}{W} dW \quad (C.13)$$

f_k est le nombre d'électrons sur la couche électronique k . L'intégrale est calculable analytiquement et vaut :

$$\int_{U_k}^{W_{max}^k} \frac{p_{dis}(W)}{W} dW = \frac{2 \left(U_k - W_{sup} + W_{dis} \ln \left(\frac{W_{sup}}{U_k} \right) \right)}{(U_k - W_{dis})^2} \quad (C.14)$$

C.3.2 Distante transverse

$$\sigma_{dis,t} = \pi r_e^2 \frac{2mc^2}{\beta^2} \sum_k f_k \left[\ln \left(\frac{1}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 \right] \int_{U_k}^{W_{max}^k} \frac{p_{dis}(W)}{W} dW \quad (C.15)$$

L'intégrale à calculer est la même que pour le cas distant longitudinal. On omet le facteur de correction de densité de Fermi qui est nul pour les molécules considérées ici (N_2 et O_2).

C.3.3 Proche

On définit :

$$F^- = 1 + \left(\frac{W}{E' - W} \right)^2 - \frac{W}{E' - W} + a \left(\frac{W}{E' - W} + \frac{W^2}{E'^2} \right) \quad (C.16)$$

Avec $E' = E_l + U_k$, car la fonction d'onde du projectile est déformée par le champ électrostatique de l'atome cible, ce qui produit une hausse de l'énergie cinétique effective du projectile. Pour les électrons, utiliser E' à la place de E donne des sections efficaces en meilleur accord avec les mesures expérimentales (*Salvat et al.*, 2011). Pour un électron, la section efficace proche est calculée avec :

$$\sigma_{clo}^- = \pi r_e^2 \frac{2mc^2}{\beta^2} \sum_k f_k \int_{Q'_k}^{W_{max}^k} \frac{F^-(W, E')}{W^2} dW \quad (C.17)$$

La primitive de $J_0^- = \frac{F^-(W, E_l, U_k)}{W^2}$ est calculable analytiquement et donne :

$$\int J_0^- dW = -\frac{1}{W} + \frac{1}{E' - W} + \frac{1 - a}{E'} \ln \left(\frac{E' - W}{W} \right) + \frac{aW}{E'^2} \quad (C.18)$$

Pour les positrons, la section efficace proche est donnée par :

$$\sigma_{clo}^+ = \pi r_e^2 \frac{2mc^2}{\beta^2} \sum_k f_k \int_{Q'_k}^{W_{max}^k} \frac{F^+(W, E_l)}{W^2} dW \quad (C.19)$$

La primitive de $J_0^+ = \frac{F^+(W,E)}{W^2}$ est calculable analytiquement et donne :

$$\int J_0^+ dW = -\frac{1}{W} - b_1 \frac{\ln(W)}{E} + b_2 \frac{W}{E^2} - b_3 \frac{W^2}{2E^3} + b_4 \frac{W^3}{3E^4} \quad (\text{C.20})$$

Avec :

$$b_1 = \left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^2 \frac{2(\gamma+1)^2 - 1}{\gamma^2 - 1} \quad (\text{C.21})$$

$$b_2 = \left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^2 \frac{3(\gamma+1)^2 + 1}{(\gamma+1)^2} \quad (\text{C.22})$$

$$b_3 = \left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^2 \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \quad (\text{C.23})$$

$$b_4 = \left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^2 \frac{(\gamma-1)^2}{(\gamma+1)^2} \quad (\text{C.24})$$

C.4 Bremsstrahlung des électrons

Les fichiers de PENELOPE *pdebr07.p08* et *pdebr08.p08* (pour l'azote et l'oxygène) nous donnent les sections efficaces différentielles en terme de κ , qui est le rapport entre l'énergie du photon émis et l'énergie de l'électron incident.

La section efficace totale est en principe donnée par l'intégrale de la section efficace différentielle, de $\kappa = 0$ à $\kappa = 1$. Mais cette intégrale diverge. En "réalité", la section efficace totale ne doit pas être infinie, et c'est sûrement la théorie utilisée ici qui n'est pas assez complète. Nous choisissons de placer cette limite minimale à l'énergie de liaison la plus faible des électrons de l'atome divisée par l'énergie de l'électron incident.

Ce sont des sections efficaces atomiques, et les sections efficaces moléculaires sont données par la somme des sections efficaces atomiques constituant les molécules (approximation d'additivité).

L'intégration est faite avec une méthode de Simpson à 51 points, comme présentée en section B.5. Les sections efficaces totales sont ensuite obtenues pour n'importe quelle énergie cinétique de l'électron incident en procédant à une interpolation 'spline log-log' (voir section B.4.3).

C.5 Bremsstrahlung des positrons

On utilise la même section efficace totale que pour les électrons, que l'on corrige par le facteur analytique F_P calculé avec :

$$F_p(Z, E_p) = 1 - \exp(-t(c_1 - t(c_2 - t(c_3 - t(c_4 - t(c_5 - t(c_6 - tc_7)))))))) \quad (\text{C.25})$$

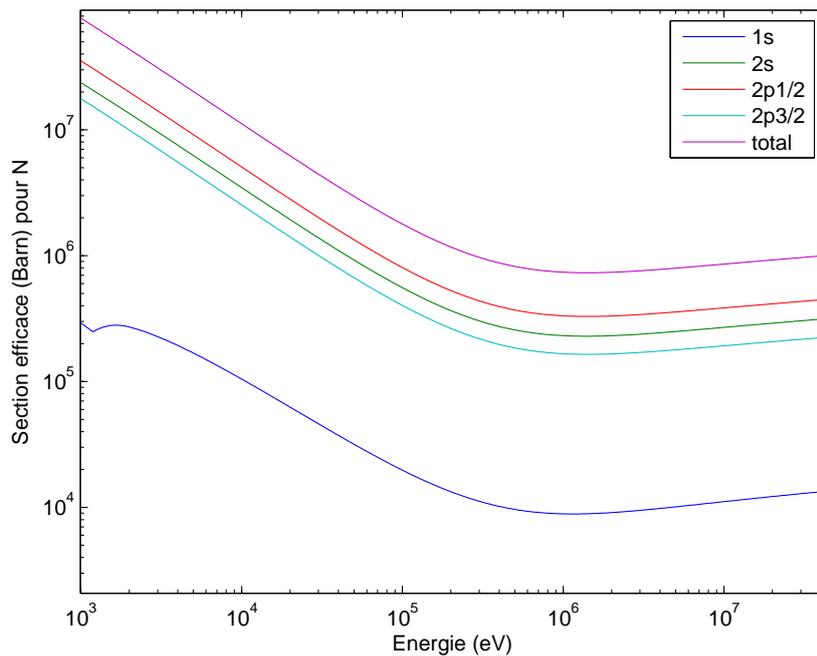
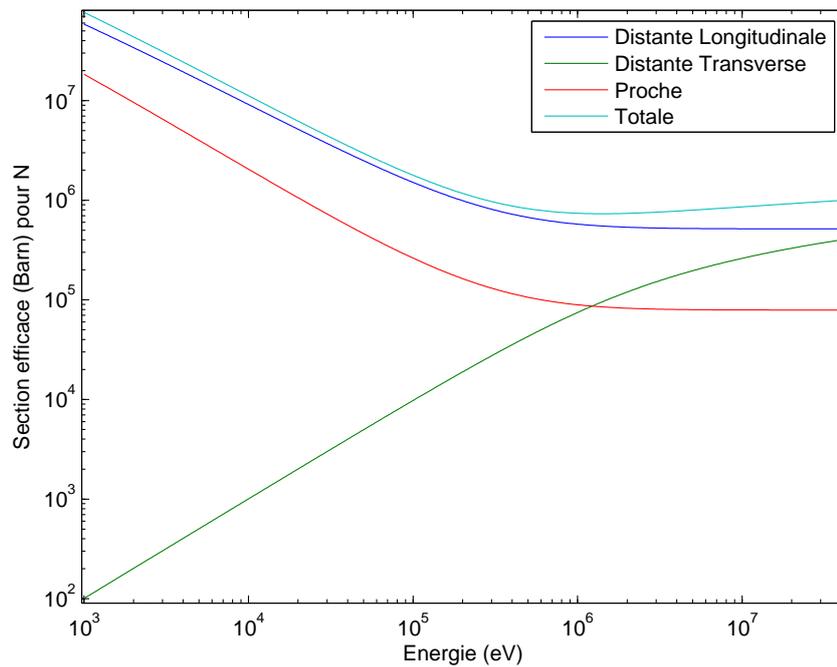


FIGURE C.1 – Décompositions de la section efficace totale de la diffusion inélastique d'un électron en fonction de son énergie, pour un atome d'azote. On peut la décomposer en fonction du type d'interaction ou des couches électroniques.

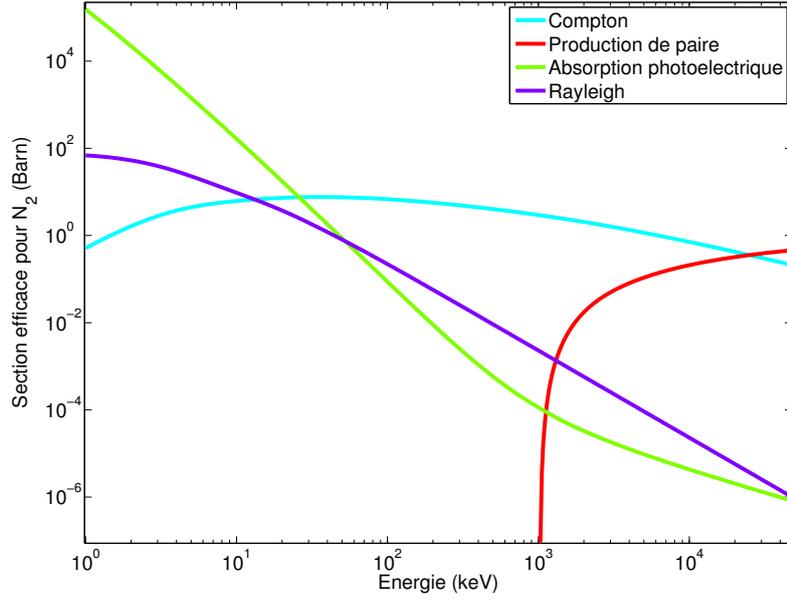


FIGURE C.2 – Sections efficaces des processus photons pour une molécule de N₂.

Avec :

$$\begin{aligned}
 c_1 &= 1.2359 \times 10^{-1} \\
 c_2 &= 6.1274 \times 10^{-2} \\
 c_3 &= 31516 \times 10^{-2} \\
 c_4 &= 7.7446 \times 10^{-3} \\
 c_5 &= 1.0595 \times 10^{-3} \\
 c_6 &= 7.0568 \times 10^{-5} \\
 c_7 &= 1.8080 \times 10^{-6} \\
 t &= \ln \left(1 + \frac{10^6 E_p}{Z^2 mc^2} \right)
 \end{aligned}$$

C.6 Annihilation des positrons

La section efficace d'annihilation est calculée de manière analytique avec :

$$\sigma_{ann} = \frac{Z\pi r_e^2}{(\gamma + 1)(\gamma^2 - 1)} \left\{ (\gamma^2 + 4\gamma + 1) \ln \left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1} \right) - (3 + \gamma) \sqrt{\gamma^2 - 1} \right\} \quad (C.26)$$

Z est le nombre d'électrons de l'atome ou de la molécule considéré. Il vaut 14 pour N₂ et 18 pour O₂.

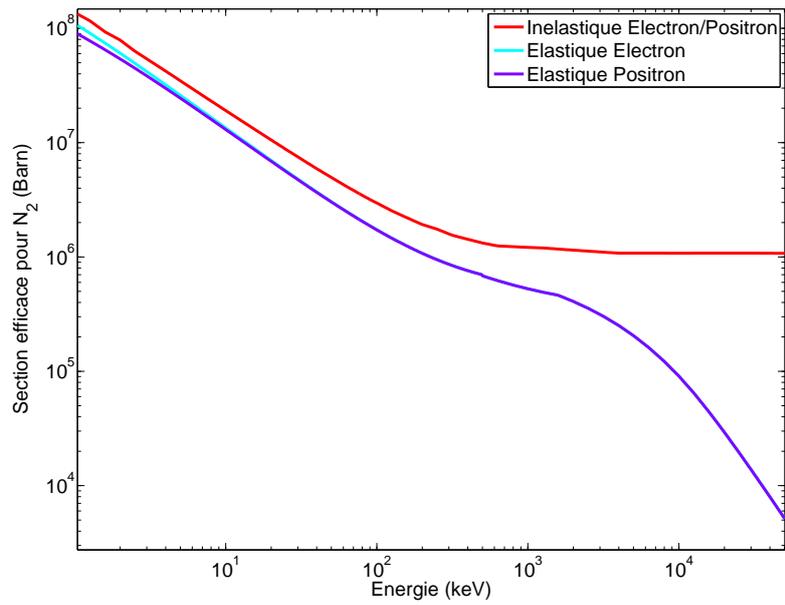


FIGURE C.3 – Section efficace, pour une molécule de N_2 , des diffusions élastiques et inélastiques des leptons.

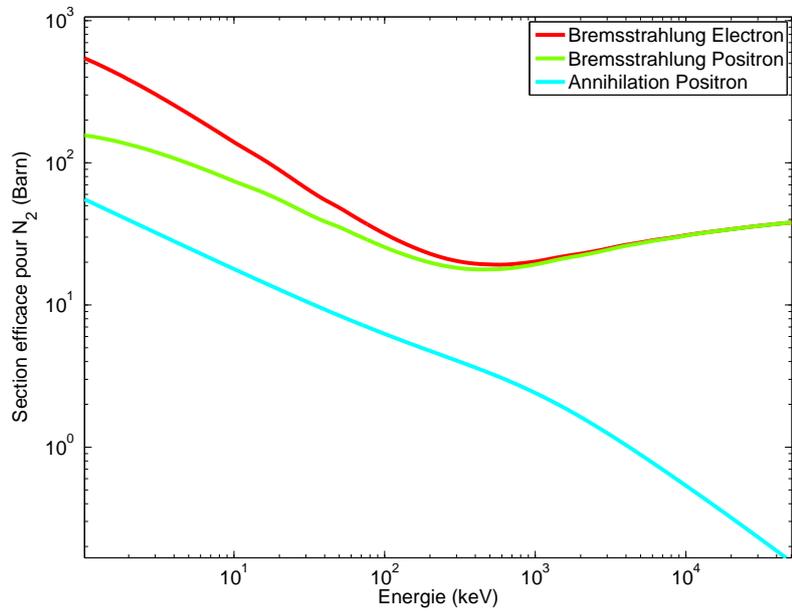


FIGURE C.4 – Section efficace, pour une molécule de N_2 , du Bremsstrahlung des leptons et de l'annihilation des positrons.

Annexe D

Simulation des processus

Dans cette partie, nous décrivons les algorithmes Monte-Carlo permettant de simuler l'ensemble des processus décrits précédemment. La plupart des processus sont traités de manière similaire à ce qui est présenté dans la documentation du code PENELOPE-2011 (*Salvat et al., 2011*).

D.1 Diffusion Rayleigh des photons

D.1.1 Méthode EPDL

Premièrement, on lit les facteurs de diffusion cohérente $F(q, Z)$ donnés dans le fichier EPDL97 (*Cullen et al. (1997)*), qui seront ensuite interpolés log-log. $F(q, Z)$ a des valeurs entre 0 et Z . La relation entre q (la quantité de mouvement de recul de l'atome) et μ (le cosinus de l'angle polaire de diffusion par rapport à la direction du photon incident) est :

$$q = \kappa \frac{10^{-10} mc}{8\pi h} \sqrt{2(1 - \mu)} \quad (\text{D.1})$$

avec $\kappa = E_\gamma/mc^2$. Dans cette formule, q est en unité d'inverse Angström (indiqué dans le fichier *epdl97.all*). h/mc est la longueur d'onde de Compton.

La section efficace différentielle de la diffusion Rayleigh est donnée par (voir *Herman and Trkov (2010)*, p. 202) :

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\mu} = \pi r_0^2 (1 + \mu^2) F(q; Z)^2 \quad (\text{D.2})$$

On peut en déduire la distribution de probabilité de μ (pour cela on normalise de façon à ce que l'intégrale entre $\mu = 0$ et $\mu = 1$ soit égale à 1) :

$$P(\mu) = \pi(\mu) r(\mu) \quad (\text{D.3})$$

Avec :

$$\pi(\mu) = \frac{3(1 + \mu^2)}{4}, \quad r(\mu) = \frac{F(\mu; Z)^2}{Z^2} \quad (\text{D.4})$$

Pour tirer un angle de diffusion, on suit les étapes suivantes :

- (i) Générer trois nombres aléatoires r_1, r_2 et r_3 uniformément distribués entre 0 et 1.
- (ii) En utilisant la méthode de la fonction inverse, tirer une valeur de μ suivant $\pi(\mu)$, avec :

$$a = 2r_1 + \sqrt{1 + 4r_1^2}, \quad \mu = \frac{a^{2/3} - 1}{2a^{1/3}} \quad (\text{D.5})$$

- (iii) Calculer q avec l'équation (D.1) et interpoler (log-log) une valeur de $F(q, Z)$.
- (iv) Si $r_2 Z^2 > F(q, Z)^2$ retourner à l'étape (i).
- (iv) Tirer une valeur de l'angle azimutal $\alpha = 2\pi r_3$.

Cette méthode est différente des méthodes présentées dans *Baró et al.* (1994) et la documentation de PENELOPE ((*Salvat et al.*, 2011)). La méthode présentée dans PENELOPE est plus efficace (au moins 66% d'efficacité). On va donc présenter ensuite la méthode de PENELOPE.

D.1.2 Méthode PENELOPE

Les facteurs de formes atomiques $F(q, Z)$ sont lus à partir des fichiers *pdaff07.p08* (azote) et *pdaff08.p08* (oxygène). On en déduit les distributions moléculaires :

$$\pi(q^2) = 2 [F(q, Z)]^2 \quad (\text{D.6})$$

Car les facteurs de forme moléculaires au carré sont donnés par la somme des carrés des facteurs de forme atomique. Les molécules considérées ici sont N_2 et O_2 . Les indices l sont pour une grille de valeur de q , et que les indices i sont pour une grille de valeurs d'énergie des photons. On veut tirer des valeurs aléatoires de q^2 suivant la distribution tabulée $\pi(q^2)$ pour une grille donnée d'énergie du photon. Pour cela il faut pré-calculer les facteurs $x_{i,l}, a_{i,l}, b_{i,l}$ et $\Sigma_{i,l}$ pour l'algorithme RITA (voir section B.5), pour tous les $q_{i,l}^2$ allant de 0 à $q_{max}^2 = (2\kappa)^2$. q est en unité de mc , et $\kappa = E_\gamma/mc^2$. On définit également la fonction :

$$g(\cos(\theta)) = \frac{1 + \cos^2(\theta)}{2}. \quad (\text{D.7})$$

Pour simuler une diffusion Rayleigh, on suit les étapes suivantes :

- (i) L'énergie du photon E_γ est comprise entre deux énergies tabulées E_i et E_{i+1} . Pour choisir l'une ou l'autre, on tire suivant les probabilités ponctuelles :

$$p_i = \frac{\ln(E_{i+1}/E_\gamma)}{\ln(E_{i+1}/E_i)} \quad (\text{D.8})$$

$$p_{i+1} = \frac{\ln(E_\gamma/E_i)}{\ln(E_{i+1}/E_i)} \quad (\text{D.9})$$

On appelle k l'indice sélectionné.

- (ii) Générer une valeur de q^2 avec l'algorithme RITA. Pour cela il faut tirer une nombre aléatoire r_1 et trouver l'indice m tel que $\Sigma_{k,m} < r_1 < \Sigma_{k,m+1}$. Et ensuite calculer :

$$q^2 = x_{k,m} + \frac{(1 + a_{k,m} + b_{k,m}) \Delta_{k,m} \nu}{\Delta_{k,m}^2 + a_{k,m} \Delta_{k,m} \nu + b_{k,m} \nu^2}, \text{ avec } \Delta_k = \Sigma_{k,m+1} - \Sigma_{k,m}, \nu = r_1 - \Sigma_{k,m} \quad (\text{D.10})$$

- (iii) Calculer le cosinus de l'angle polaire de déviation $\cos(\theta) = 1 - \frac{1}{2} \frac{q^2}{q_{max}^2}$
- (iv) Si $r_2 > g(\cos(\theta))$ retourner à l'étape (i).
- (v) Tirer l'angle azimutal de déviation α uniformément entre 0 et 2π .

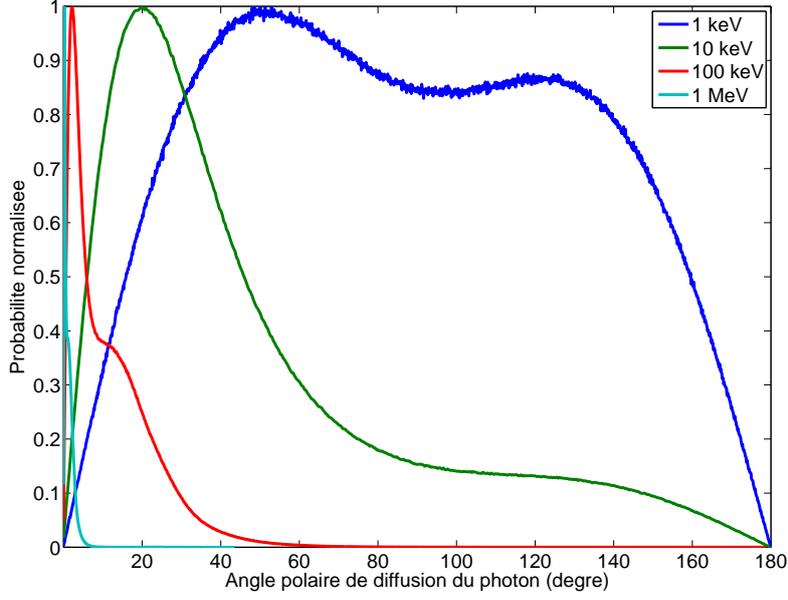


FIGURE D.1 – Probabilité de diffusion à un angle polaire donné, pour un photon faisant une diffusion Rayleigh avec une molécule de N_2 , pour différentes énergies (1 keV, 10 keV, 100 keV et 1 MeV). On utilise ici la méthode de PENELOPE.

D.2 Diffusion Compton

Dans MC-PEPTITA, la diffusion Compton peut être calculée de deux manières : une méthode utilisant les coefficients données dans l’EPDL, et la méthode présentée dans PENELOPE. En figure (D.2.2), nous présentons les résultats de la méthode PENELOPE.

D.2.1 Méthode EPDL

D’abord, on lit les fonctions de diffusion incohérentes $S(q, Z)$ données par l’EPDL97 (Cullen *et al.* (1997)), qui seront ensuite interpolées log-log. S est utilisé dans la section efficace différentielle pour prendre en compte les effets de liaison de l’atome. A chaque valeur de S correspond une valeur de q (la quantité de mouvement de l’électron de recul) et Z (le numéro atomique de l’atome d’interaction). Ces fonctions $S(q, Z)$ ont des valeurs entre 0 and Z . Dans l’EPDL97, q est donné en unités d’inverse Ångström.

Connaissant E_γ (l’énergie du photon incident) and E_C (l’énergie du photon après diffusion), on définit $\kappa = \frac{E_\gamma}{mc^2}$, $\tau = \frac{E_C}{E_\gamma}$ et $\mu = 1 - \frac{1-\tau}{\kappa\tau}$. On a $\mu = \cos(\theta)$, θ est l’angle polaire du photon diffusé par rapport à la direction incident du photon. A chaque valeur de μ correspond une valeur de q qui sera converti en inverse Ångström avec (voir le fichier EPDL *epdl97.all*) :

$$q = \kappa \frac{10^{-10} mc}{8\pi h} \sqrt{1 + \tau^2 - 2\mu\tau} \quad (\text{D.11})$$

Pour simuler une diffusion Compton on suit les étapes suivantes :

- (i) Calculer les valeurs $a_1 = \ln(1 + 2\kappa)$, $a_2 = \frac{2\kappa(1+\kappa)}{(1+2\kappa)^2}$ et $\tau_{min} = \frac{1}{1+2\kappa}$.

- (ii) Générer 4 nombre aléatoires r_1, r_2, r_3 and r_4 , uniformément distribués entre 0 et 1.
- (iii) En utilisant r_1 , tirer la couche électronique d'interaction. Le tirage se fait en utilisant comme probabilités ponctuelles le nombre d'électron dans chaque couche, $p_i = \frac{f_i}{Z}$ (f_i est le nombre d'électron dans la couche i).
- (iv) Lire l'énergie de liaison (ou d'ionisation) correspondante U_i .
- (v) Tirer une valeur de τ avec :

$$\tau = \begin{cases} \tau_{min}^{r_3} & \text{si } r_2 < \frac{a_1}{a_1+a_2} \\ \sqrt{\tau_{min}^2 + r_3(1 - \tau_{min}^2)} & \text{sinon} \end{cases}$$

- (vi) Si $E_\gamma(1 - \tau) < E_i$ retourner à l'étape (ii).
- (vii) Calculer $\mu = 1 - \frac{1-\tau}{\kappa\tau}$, puis q avec l'équation (D.11) et interpoler une valeur de $S(q, Z)$.
- (viii) Calculer la quantité :

$$T(\tau) = \left\{ 1 - \frac{(1 - \tau)[(2\kappa + 1)\tau - 1]}{\kappa^2\tau(1 + \tau^2)} \right\} \frac{S(q, Z)}{Z} \quad (\text{D.12})$$

(Voir *Baró et al.* (1994) p. 549)

- (ix) Si $r_4 > T$ retourner à l'étape (ii).
- (x) Calculer le cosinus de l'angle polaire de l'électron diffusé :

$$\mu_e = \frac{E_\gamma - \mu E_C}{\sqrt{E_\gamma^2 + E_C^2 - 2\mu E_\gamma E_C}} \quad (\text{D.13})$$

Et son énergie $E_e = mc^2 + E_\gamma - E_C - E_i$.

($E_\gamma - E_C - E_i$) étant l'énergie cinétique donnée à l'électron.

- (xi) Tirer un angle azimutal α (du photon diffusé) uniformément entre 0 et 2π . L'angle azimutal de l'électron émis est $\alpha_e = \alpha + \pi$.

D.2.2 Methode PENELOPE

Dans PENELOPE, la diffusion Compton est traitée en utilisant des profils analytiques. Cette méthode est plus précisée que la méthode EPDL. Les formules données dans cette section sont valables dans le système d'unité où $e = 1$ et $\hbar = 1$. On définit les fonctions et quantités :

$$E_C = \frac{E_\gamma}{1 + \kappa(1 - \cos(\theta))} \quad (\text{D.14})$$

$$p_{i,max}(E, \theta) = \frac{E(E - U_i)(1 - \cos(\theta) - mc^2 U_i)}{mc^2 \sqrt{2E(E - U_i)(1 - \cos(\theta)) + U_i^2}} \quad (\text{D.15})$$

$$n_i(p_z) = \begin{cases} \frac{1}{2} \exp\left(d_1^2 - (d_1 - d_2 J_{i,0} p_z)^2\right) & \text{si } p_z < 0 \\ 1 - \frac{1}{2} \exp\left(d_1^2 - (d_1 + d_2 J_{i,0} p_z)^2\right) & \text{si } p_z > 0 \end{cases} \quad (\text{D.16})$$

$$A = r_1 n_i(p_{i,max}) \quad (\text{D.17})$$

$$p_z = \begin{cases} \frac{1}{d_2 J_{i,0}} \left[d_1 - \sqrt{d_1^2 - \ln(2A)} \right] & \text{si } A < \frac{1}{2} \\ \frac{1}{d_2 J_{i,0}} \left[\sqrt{d_1^2 - \ln(2(1-A))} - d_1 \right] & \text{si } A > \frac{1}{2} \end{cases} \quad (\text{D.18})$$

$$S(E, \theta) = \sum_i f_i n_i(p_{i,max}) \quad (\text{D.19})$$

$$T(\theta) = \left\{ 1 - \frac{(1-\tau)[(2\kappa+1)\tau-1]}{\kappa^2\tau(1+\tau^2)} \right\} \frac{S(E, \theta)}{S(E, \theta = \pi)} \quad (\text{D.20})$$

$$S(E, \theta) = \sum_i f_i n_i(p_{i,max}) \quad (\text{D.21})$$

Les valeurs de $J_{i,0}$ sont tabulées dans le fichier *pdatconf.p08* de PENELOPE, pour chaque espèce et une couche électronique donnée. Avec $d_1 = \sqrt{\frac{1}{2}}$, $d_2 = \sqrt{2}$. Pour les formules utilisées, il faut multiplier le $J_{i,0}$ lu dans le fichier par $1/\alpha$ (l'inverse de la constante de structure fine, qui est la vitesse de la lumière dans le système d'unité où $e = 1$ et $\hbar = 1$).

Si l'énergie du photon incident est supérieure à 5 MeV, on suit les étapes suivantes :

- (i) Calculer les valeurs $a_1 = \ln(1 + 2\kappa)$, $a_2 = \frac{2\kappa(1+\kappa)}{(1+2\kappa)^2}$ et $\tau_{min} = \frac{1}{1+2\kappa}$.
- (ii) Tirer la couche électronique d'interaction. Le tirage se fait en utilisant comme probabilités ponctuelles le nombre d'électron dans chaque couche, $p_i = \frac{f_i}{Z}$ (f_i est le nombre d'électron dans la couche i).
- (iii) Lire l'énergie de liaison (ou d'ionisation) correspondante U_i .
- (iv) Tirer une valeur de τ avec :

$$\tau = \begin{cases} \tau_{min}^{r_3} & \text{si } r_2 < \frac{a_1}{a_1+a_2} \\ \sqrt{\tau_{min}^2 + r_3(1-\tau_{min}^2)} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{D.22})$$

- (v) Calculer le cosinus de l'angle polaire de déviation du photon $\cos(\theta) = 1 - \frac{1-\tau}{\kappa\tau}$.
- (vi) Calculer $T' = 1 - \frac{(1-\tau)[(2\kappa+1)\tau-1]}{\kappa^2\tau(1+\tau^2)}$.
- (vii) Si $r_4 > T'$, retourner à l'étape (ii).
- (viii) Calculer énergie cinétique de l'électron émis $E_e = E_\gamma - E_C - U_i$.
- (ix) Si $E_e < 0$, retourner à l'étape (ii).
- (x) Calculer le cosinus de l'angle polaire de l'électron diffusé :

$$\cos(\theta_e) = \frac{E_\gamma + mc^2}{E_\gamma} \sqrt{\frac{E_\gamma - E_C}{2mc^2 + E_\gamma - E_C}} \quad (\text{D.23})$$

- (xi) Tirer un angle azimutal α (du photon diffusé) uniformément entre 0 et 2π . L'angle azimutal de l'électron émis est $\alpha_e = \alpha + \pi$.

Au delà de 5 MeV, il s'agit tout simplement d'un algorithme de tirage aléatoire sur la section efficace différentielle de Klein-Nishina. **Par contre, si l'énergie du photon incident est inférieure à 5 MeV**, on suit les étapes suivantes :

- (i) Calculer les valeurs $a_1 = \ln(1 + 2\kappa)$, $a_2 = \frac{2\kappa(1+\kappa)}{(1+2\kappa)^2}$ et $\tau_{min} = \frac{1}{1+2\kappa}$.

(ii) Tirer une valeur de τ avec :

$$\tau = \begin{cases} \tau_{min}^{r_3} & \text{si } r_2 < \frac{a_1}{a_1+a_2} \\ \sqrt{\tau_{min}^2 + r_3(1 - \tau_{min}^2)} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{D.24})$$

(iii) Calculer le cosinus de l'angle polaire de déviation du photon $\cos(\theta) = 1 - \frac{1-\tau}{\kappa\tau}$.

(iv) Calculer $p_{i,max}$, ainsi que $S(E, \theta)$, en sauvegardant chaque terme de la somme.

(v) Tirer aléatoirement la couche i d'interaction en utilisant les termes de la somme $S(E, \theta)$ comme probabilités ponctuelles.

(vi) Lire l'énergie de liaison (ou d'ionisation) correspondante U_i .

(vii) Calculer $T(\theta)$.

(viii) Si $r_4 > T(\theta)$, retourner à l'étape (v).

(ix) Tirer une valeur de p_z en utilisant les équations (D.17) et (D.18).

(x) Calculer :

$$A_f = \left(1 + \frac{\tau(\tau - \cos(\theta))}{1 + \tau(\tau - 2\cos(\theta))} \right) \sqrt{1 + \tau(\tau - 2\cos(\theta))} \quad (\text{D.25})$$

(xi) Calculer $F_{max} = \max(F(p_z))$ avec :

$$F_{max} = \begin{cases} 1 + 0.2A_f & \text{si } A_f > 0 \\ 1 - 0.2A_f & \text{si } A_f < 0 \end{cases} \quad (\text{D.26})$$

(xii) Calculer :

$$F(p_z) = 1 + A_f \max(\min(p_z, 0.2), -0.2) \quad (\text{D.27})$$

(xiii) Si $r_4 F_{max} > F(p_z)$, retourner à l'étape (v).

(xiv) Calculer l'énergie du photon après diffusion :

$$E' = E_\gamma \frac{\tau}{1 - t\tau^2} \left[1 - t\tau \cos(\theta) + \text{signe}(p_z) \sqrt{|(1 - t\tau \cos(\theta))^2 - (1 - t\tau^2)(1 - t)|} \right] \quad (\text{D.28})$$

(xv) Calculer l'énergie cinétique de l'électron émis : $E_e = E_\gamma - E' - U_i$.

(xvi) Si $E_e < 0$, retourner à l'étape (v).

(xvii) Calculer le cosinus de l'angle polaire de l'électron diffusé :

$$\cos(\theta_e) = \frac{E_\gamma - \cos(\theta)E_C}{\sqrt{E_\gamma^2 + E_C^2 - 2\cos(\theta)E_\gamma E_C}} \quad (\text{D.29})$$

(xviii) Tirer un angle azimutal α (du photon diffusé) uniformément entre 0 et 2π . L'angle azimutal de l'électron émis est $\alpha_e = \alpha + \pi$.

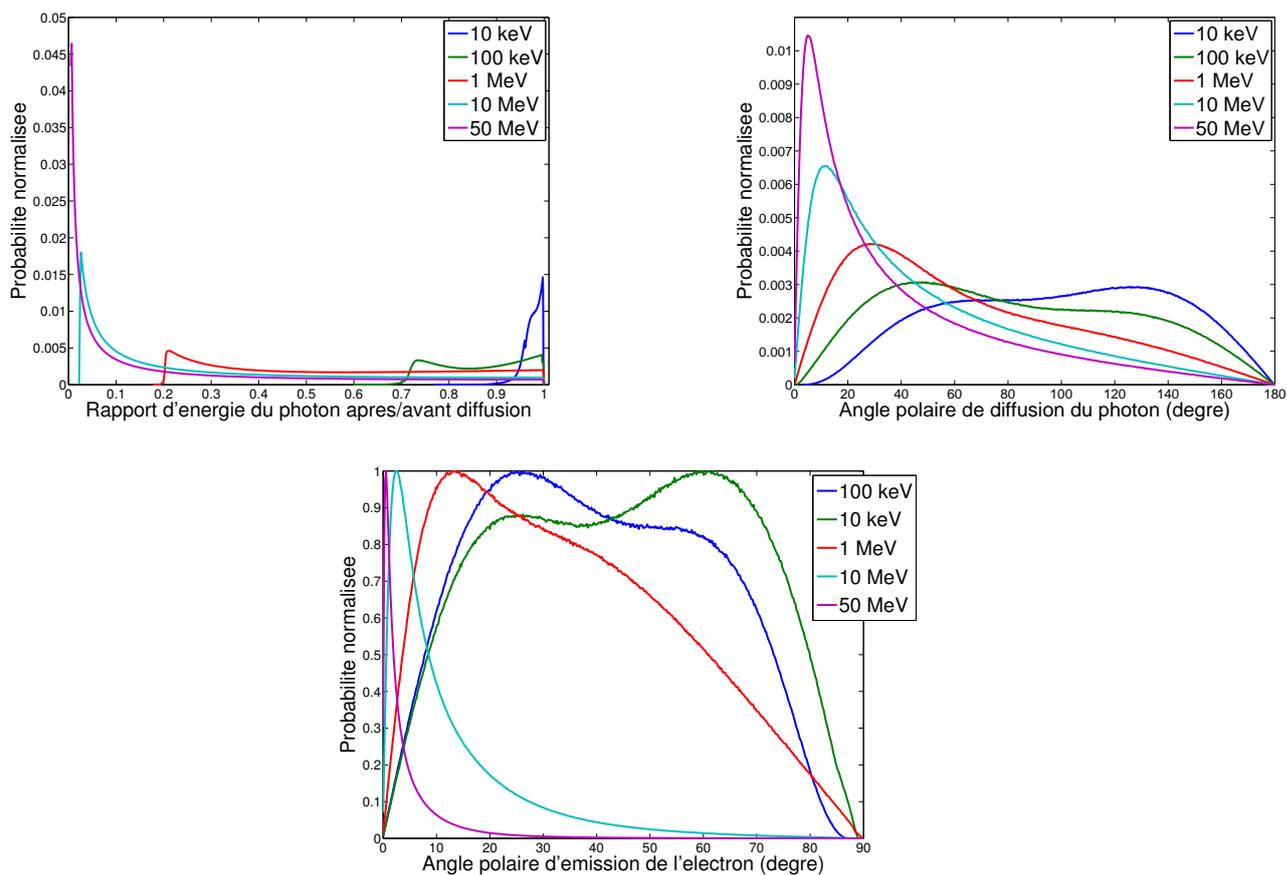


FIGURE D.2 – Distributions de probabilités de E'_γ , θ et θ_e , pour la diffusion Compton, pour une molécule de N₂. Elles sont calculées en utilisant l'algorithme de PENELOPE, pour différentes énergies du photon incident (10 keV, 100 keV, 1 MeV, 10 MeV et 50 MeV).

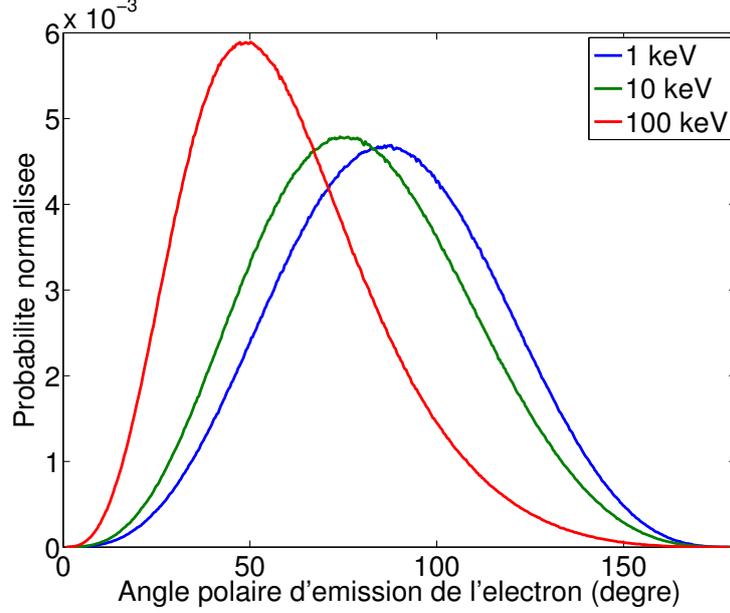


FIGURE D.3 – Distributions de probabilités, pour l'absorption photo-électrique, de θ_e pour une molécule de N_2 . Elles sont calculées pour différentes énergies du photon incident (1 keV, 10 keV et 100 keV).

D.3 Absorption photoélectrique des photons

Premièrement, on lit les énergies de liaison (=ionisation) U_i pour toutes les couches électroniques de l'atome considéré.

Ensuite, pour simuler une absorption photo-électrique, on suit les étapes suivantes :

- (i) Générer trois nombres aléatoires r_1, r_2 and r_3 .
- (ii) En utilisant r_1 , tirer la couche électronique responsable. C'est fait en utilisant les sections efficaces de chaque couches (données par EPDL97) comme probabilités ponctuelles.
- (iii) Lire l'énergie d'ionisation correspondante U_i .
- (iv) Calculer l'énergie cinétique du photo-électron $E_{k,e} = E_\gamma - U_i$, son énergie normalisée $\gamma = 1 + \frac{E_{k,e}}{mc^2}$, le facteur bêta $\beta = \frac{\sqrt{E_{k,e}(E_{k,e}+2mc^2)}}{E_{k,e}+mc^2}$ et $A = \frac{1}{\beta} - 1$.
- (v) Tirer une valeur de ν en utilisant :

$$\nu = \frac{2A}{(A+2)^2 - 4r_2} [2r_2 + (A+2)\sqrt{r_2}] \quad (\text{D.30})$$

- (vi) Considérer la fonction $g(x) = (2-x) \left[\frac{1}{A+x} + \frac{1}{2}\beta\gamma(\gamma-1)(\gamma-2) \right]$.
Calculer $g(0)$ et $g(\nu)$.
- (vii) Si $r_2 g(0) > g(\nu)$ retourner à l'étape (i).
- (viii) Sauvegarder $\cos(\theta_e) = 1 - \nu$ et $E_e = \gamma mc^2$.
- (ix) Tirer un angle azimutal α_- de l'électron uniformément entre 0 et 2π .

D.4 Production de paire Électron/Positron par des photons

Premièrement, il faut lire les "reduced screen radius" r des atomes cibles (données dans le tableau page 73 dans *Salvat et al. (2011)*), correspondant aux numéros atomiques Z .

On définit ensuite $\epsilon = \frac{E_- + mc^2}{E_\gamma}$ comme la fraction de l'énergie du photon qui est prise par l'électron (en tant qu'énergie cinétique). On définit ensuite ces différentes quantités :

$$\kappa = \frac{E_\gamma}{mc^2}, \quad a = \alpha Z, \quad b = \frac{r}{2\kappa\epsilon(1-\epsilon)}, \quad T = \sqrt{\frac{2}{\kappa}} \quad (\text{D.31})$$

α est la constante de structure fine. On définit également

$$g_1(b) = \frac{7}{3} - 2 \ln(1+b^2) - 6b \arctan(b^{-1}) - b^2 \left[4 - 4b \arctan(b^{-1}) - 3 \ln(1+b^{-2}) \right] \quad (\text{D.32})$$

$$g_2(b) = \frac{11}{6} - 2 \ln(1+b^2) - 3b \arctan(b^{-1}) + \frac{1}{2}b^2 \left[4 - 4b \arctan(b^{-1}) - 3 \ln(1+b^{-2}) \right] \quad (\text{D.33})$$

$$F_0 = (g_1 + g_2a + g_3a^2)T + (g_4 + g_5 + g_6a^2)T^2 - (g_7 + g_8a + g_9a^2)T^3 + (g_{10} + g_{11}a + g_{12}a^2)T^4 \quad (\text{D.34})$$

$$\begin{aligned} g_1 &= -1.774, \quad g_2 = -12.10 \\ g_3 &= 11.18, \quad g_4 = 8.523 \\ g_5 &= 73.26, \quad g_6 = -44.41 \\ g_7 &= 13.52, \quad g_8 = 121.1 \\ g_9 &= -96.41, \quad g_{10} = 8.946 \\ g_{11} &= 62.05, \quad g_{12} = -63.41 \end{aligned}$$

Remarque : g_1 vaut -0.1774 dans la documentation de PENELOPE et -1.774 dans le code source de PENELOPE.

$$f_c = a \left(f_1 - a(f_2 - a(f_3 - a(f_4 - a(f_5 - a(f_6 - af_7)))))) + \frac{1}{a+1} \right) \quad (\text{D.35})$$

$$\begin{aligned} f_1 &= 2.02059 \times 10^{-1}, \quad f_2 = 3.693 \times 10^{-2} \\ f_3 &= 8.35 \times 10^{-3}, \quad f_4 = 2.01 \times 10^{-3} \\ f_5 &= 4.9 \times 10^{-4}, \quad f_6 = 1.2 \times 10^{-4} \\ f_7 &= 3 \times 10^{-5} \end{aligned}$$

$$g_0(\kappa) = 4 \ln(r) - 4f_c + F_0 \quad (\text{D.36})$$

$$\phi_1(\epsilon) = g_1(b) + g_0(\kappa) \quad \phi_2(\epsilon) = g_1(b) + g_0(\kappa) \quad (\text{D.37})$$

$$u_1 = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\kappa} \right)^2 \phi_1 \left(\epsilon = \frac{1}{2} \right), \quad (\text{D.38})$$

$$u_2 = \phi_2 \left(\epsilon = \frac{1}{2} \right), \quad (\text{D.39})$$

Pour simuler une production de paire électron/positron, on suit les étapes suivantes :

(i) Générer 4 nombre aléatoires r_2, r_3, r_4 et r_5 .

(ii) Calculer u_1 and u_2 .

(iii) → Si $r_2 < \frac{u_1}{u_1+u_2}$, calculer $r_6 = 2r_3 - 1$ et :

$$\epsilon' = \begin{cases} \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\kappa} \right) (r_6)^{\frac{1}{3}} & \text{if } r_6 > 0 \\ \frac{1}{2} - \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\kappa} \right) (-r_6)^{\frac{1}{3}} & \text{if } r_6 < 0 \end{cases} \quad (\text{D.40})$$

Et ensuite calculer $U = \frac{\phi_1(\epsilon')}{\phi_1(\epsilon=\frac{1}{2})}$.

→ Si $r_2 > \frac{u_1}{u_1+u_2}$, calculer $\epsilon' = \frac{1}{\kappa} + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\kappa} \right) 2r_3$ et $U = \frac{\phi_2(\epsilon')}{\phi_2(\epsilon=\frac{1}{2})}$.

(iv) Si $r_4 > U$ retourner à l'étape (i).

(v) Délivrer $E_- = \epsilon' E_\gamma - mc^2$ et $E_+ = (1 - \epsilon') E_\gamma - mc^2$. E_\pm sont des énergies cinétiques.

(vi) Tirer aléatoirement les angles polaires avec :

$$\beta_\pm = \frac{\sqrt{E_\pm (E_\pm + 2mc^2)}}{E_\pm + 2mc^2} \quad (\text{D.41})$$

$$\cos \theta_\pm = \frac{2r_5 - 1 + \beta_\pm}{(2r_5 - 1)\beta_\pm + 1} \quad (\text{D.42})$$

(vii) Tirer aléatoirement (et indépendamment) entre 0 et 2π les angles azimutaux α_- et α_+ de l'électron et du positron.

D.5 Bremsstrahlung des électrons et positrons

D.5.1 Tirage des énergies

On définit $\kappa = \frac{W}{E}$ le rapport entre l'énergie du photon émis et l'énergie cinétique du lepton incident. On définit $\chi(Z, E, \kappa)$ comme la section efficace différentielle (en énergie du photon émis) "normalisée". La distribution de probabilité correspondante¹ est donnée par :

$$p(E, \kappa) = \frac{1}{\kappa} \chi(Z, E, \kappa) \quad (\text{D.43})$$

1. C'est-à-dire la probabilité qu'un électron incident, d'énergie E , émette un photon d'énergie $E\kappa$

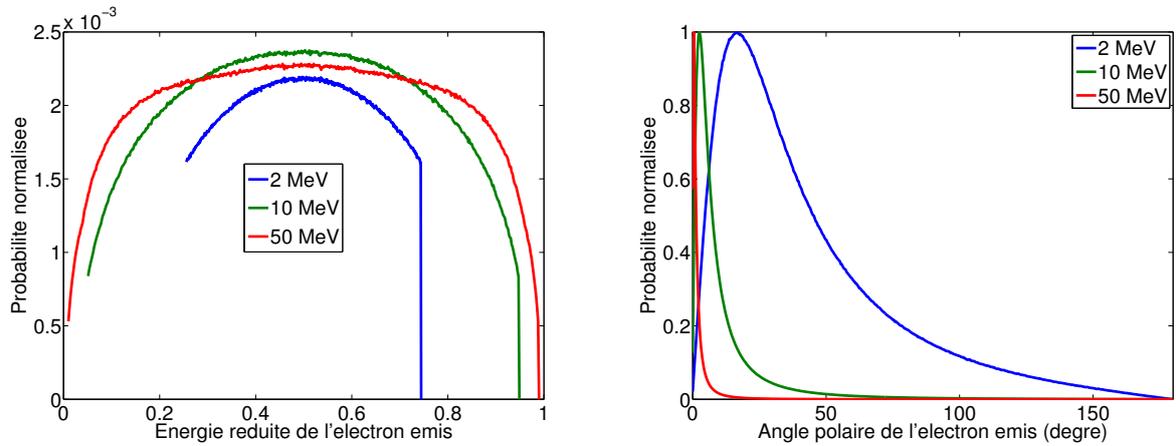


FIGURE D.4 – Distributions de probabilités, pour l'émission d'un électron par production de paire électron/positron (énergie cinétique et angle polaire), pour une molécule de N_2 . Elles sont calculées pour différentes énergies de l'électron incident (2 MeV, 10 MeV et 50 MeV). Les distributions de probabilités pour le positron sont similaires.

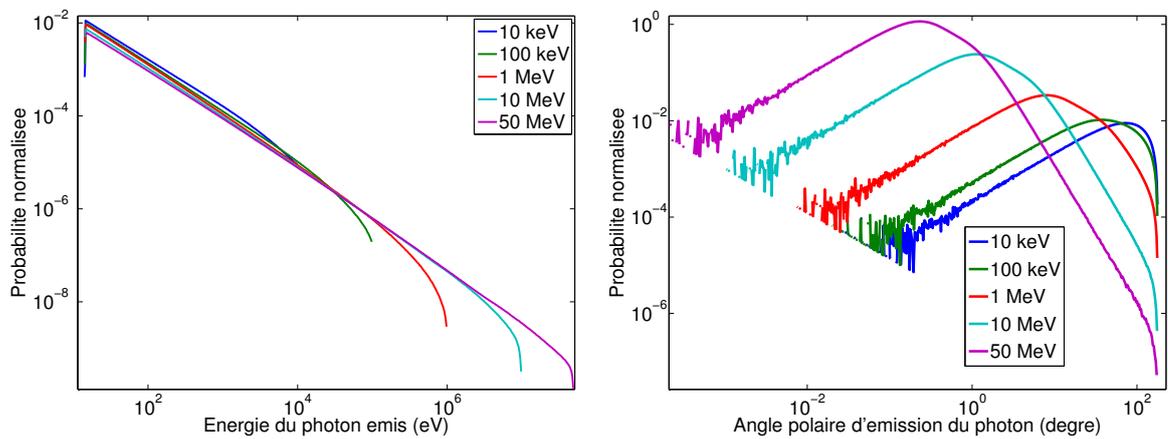


FIGURE D.5 – Distributions de probabilités de E_γ et θ , pour l'émission Bremsstrahlung d'un électron, pour une molécule de N_2 . Elles sont calculées pour différentes énergies de l'électron incident (10 keV, 100 keV, 1 MeV, 10 MeV et 50 MeV).

Ceci est valable pour un électron incident. Pour les positrons, on corrige $\chi(Z, E, \kappa)$ (tout comme on avait corrigé la section efficace totale) par le facteur F_p défini par l'équation (C.25).

$\chi(Z, E, \kappa)$ est tabulé, pour des valeurs données de Z , E et κ dans divers fichiers de PENELOPE. Les fichiers qui nous intéressent sont *pdebr07.p08* et *pdebr08.p08*, pour $Z = 7$ et $Z = 8$ (azote et oxygène).

On pré-calcul² les valeurs a_i et b_i pour toutes les valeurs données d'énergie cinétique de du lepton incident E_i et pour toutes les valeurs de l'énergie réduite du photon κ_j , avec :

$$b_{i,j} = \frac{\chi(Z, E_i, \kappa_{j+1}) - \chi(Z, E_i, \kappa_j)}{\kappa_{j+1} - \kappa_j} \quad (\text{D.44})$$

$$a_{i,j} = \chi(Z, E_i, \kappa_j) - b_j \kappa_j \quad (\text{D.45})$$

De même, on pré-calcul la distribution de probabilité cumulative pour toutes les valeurs données d'énergie cinétique du lepton incident E_i et pour toutes les valeurs de l'énergie réduite du photon κ_j , avec :

$$PAC_{i,j} = \int_{\kappa_{cr}}^{\kappa_j} p(E_i, \kappa) d\kappa \quad (\text{D.46})$$

Pour tirer κ , on suit les étapes suivantes :

- (i) L'énergie cinétique du lepton incident E est comprise entre deux énergies tabulées E_i et E_{i+1} . Pour choisir l'une ou l'autre, on tire suivant les probabilités ponctuelles :

$$p_i = \frac{\ln(E_{i+1}/E)}{\ln(E_{i+1}/E_i)} \quad (\text{D.47})$$

$$p_{i+1} = \frac{\ln(E/E_i)}{\ln(E_{i+1}/E_i)} \quad (\text{D.48})$$

On appelle k l'indice sélectionné.

- (ii) On tire aléatoirement $PAC_{rand} = r_1 \max(PAC_{k,j})$ et on détermine l'indice m tel que $PAC_{k,m+1} < PAC_{rand} < PAC_{k,m}$.

- (iii) On tire aléatoirement κ avec :

$$\kappa = \kappa_j (\kappa_{j+1}/\kappa_j)^{r_2} \quad (\text{D.49})$$

- (iv) Calculer $\chi_{max} = \max(\chi(Z, E_k, \kappa_m), \chi(Z, E_k, \kappa_{m+1}))$.

- (v) Si $r_3 \chi_{max} > a_{k,m} + b_{k,m} \kappa$, retourner à l'étape (ii).

- (vi) L'énergie cinétique sortante du lepton est $E' = E(1 - \kappa)$.

D.5.2 Tirage des angles

On suppose que le lepton ne sera pas dévié en angle, il continuera tout droit. Les déviations dues aux diffusions élastiques et inélastiques sont de toutes façons beaucoup plus importantes. Pour le photon émis, le fichier de PENELOPE *pdrang.p08* nous donne les valeurs de $P_1(Z, E, \kappa)$ et $P_2(Z, E, \kappa, \cos(\theta))$ pour une série de numéros atomiques ($Z = 2, 8, 13, 47, 79, 92$), d'énergies

2. qui sont différentes des facteurs a_i et b_i pré-calculés pour la méthode RITA.

cinétiques de l'électron incident ($E = 1, 5, 10, 50, 100, 500 \text{ keV}$) et d'énergies du photon réduites ($\kappa = 0, 0.6, 0.8, 0.95$). On peut déterminer l'angle polaire d'émission du photon à partir de P_1 et P_2 .

Pour tirer $\cos(\theta)$, le cosinus de l'angle polaire du photon émis, on suit les étapes suivantes :

(i) Interpoler les valeurs de P_1 et P_2 correspondantes aux valeurs de Z , E et κ .

Z et E sont connus à priori, et κ a été tiré dans la section précédente.

(ii) Calculer $\beta = \frac{\sqrt{E(E+2mc^2)}}{E+mc^2}$ et $A = \exp(P_1)/\beta$.

(iii) Si $r_4 < A$ alors :

1) Tirer $\cos(\theta') = 2r_5 - 1$.

2) Si $r_6 > 1 + \cos^2(\theta')$ retourner au 1).

(iv) Si $r_4 > A$ alors :

3) Tirer $\cos(\theta') = 2r_5 - 1$.

4) Si $r_6 > 1 - \cos^2(\theta')$ retourner au 3).

(v) Calculer le cosinus de l'angle d'émission du photon :

$$\cos(\theta) = \frac{\cos(\theta') + \beta'}{1 + \beta' \cos(\theta')}, \quad \text{avec } \beta' = \beta + P_2 \quad (\text{D.50})$$

D.5.3 Annihilation des positrons

La simulation de l'annihilation est basée uniquement sur des formules analytiques. On définit tout d'abord :

$$\gamma = \frac{E_p}{mc^2} \quad (\text{D.51})$$

$$\zeta_{min} = \frac{1}{\gamma + 1 + \sqrt{\gamma^2 - 1}} \quad (\text{D.52})$$

$$g(x) = \left(-(\gamma + 1)^2 x + (\gamma^2 + 4\gamma + 1) - \frac{1}{x} \right) \quad (\text{D.53})$$

La méthode qui est présentée ici permet de simuler l'annihilation en vol des positrons ($\gamma > 1$). La très grande majorité des annihilations auront en fait lieu quand les positrons auront perdu quasiment toute leur énergie cinétique (soit $\gamma \approx 1$).

Pour simuler une interaction d'annihilation de positrons, on suit ces étapes :

(i) Générer trois nombre aléatoires r_1 , r_2 et r_3 uniformément distribués dans $[0, 1]$.

(ii) Calculer :

$$\nu = \zeta_{min} \left(\frac{1 - \zeta_{min}}{\zeta_{min}} \right)^{r_1} \quad (\text{D.54})$$

(iii) Calculer $g(\zeta_{min})$ et $g(\nu)$. Si $r_2 g(\zeta_{min}) > g(\nu)$ retourner à l'étape (i).

(iv) Calculer $\zeta = \min(\nu, 1 - \nu)$, $E_+ = \zeta(E_p + 2mc^2)$ et $E_- = (1 - \zeta)(E_p + 2mc^2)$

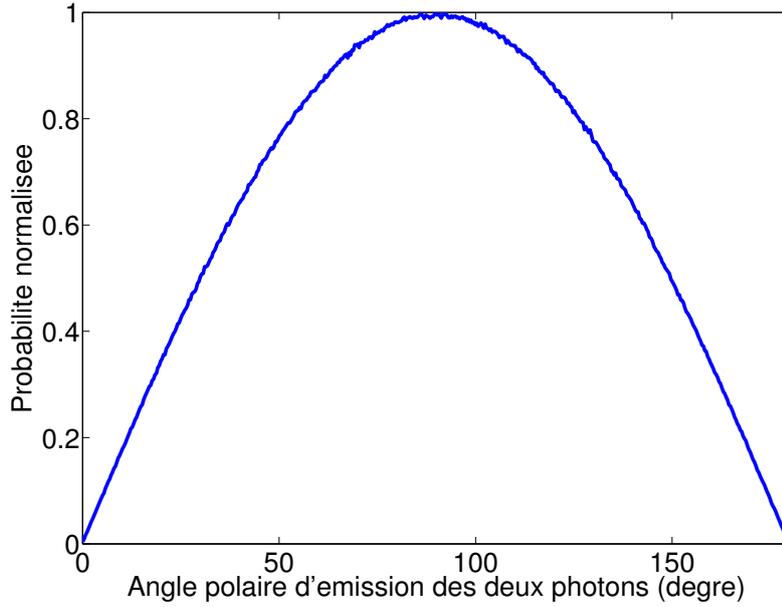


FIGURE D.6 – Probabilité d'émission des deux photons de 511 keV à un angle polaire donné, pour l'annihilation d'un positron avec une énergie cinétique quasi-nulle.

(v) Calculer les cosinus des angles polaires des deux photons :

$$\cos(\theta_+) = (\gamma^2 - 1)^{-\frac{1}{2}} \left(\gamma + 1 - \frac{1}{\zeta} \right) \text{ et } \cos(\theta_-) = (\gamma^2 - 1)^{-\frac{1}{2}} \left(\gamma + 1 - \frac{1}{1-\zeta} \right).$$

(vi) Calculer les angles azimutaux des deux photons : $\phi_+ = 2\pi r_3$ et $\phi_- = \phi_+ + \pi$

Quand le positron a perdu quasiment toute son énergie cinétique, son annihilation va toujours être précédée par une phase de positronium. Dans cette phase, le positron va tourner autour d'un électron du milieu en se "rapprochant" de plus en plus jusqu'à l'annihilation. Si les spins des deux particules sont dans le même sens, il s'agit d'un Ortho-Positronium (OP), et sinon c'est un Para-Positronium (PP). L'annihilation après une phase OP produira trois photons avec un spectre continu en énergie. L'annihilation après une phase PP produira deux photons avec chacun une énergie $\approx mc^2 \approx 511$ keV. La phase PP va durer $\approx 1.2 \times 10^{-10}$ s et la phase OP sera beaucoup plus longue ($\approx 1.4 \times 10^{-7}$ s). Dans un milieu dense (tel que l'air entre 0 et 100 km d'altitude, ou dans un détecteur), si le positron commence par former un PP avec un électron du milieu, il aura largement de temps de rencontrer un autre électron du milieu pour former un PP et s'annihiler très vite, avant que l'annihilation avec le premier électron ne puisse avoir lieu. L'annihilation du positron, après une phase PP, en deux photons avec chacun une énergie $\approx mc^2 \approx 511$ keV est donc de très loin la plus probable dans l'air.

D.6 Diffusion élastique des électrons et positrons

La procédure utilisée est assez similaire à ce qui est présenté pour la diffusion Rayleigh des photons. On définit tout d'abord $\mu = \frac{1 - \cos(\theta)}{2}$. θ est l'angle polaire de déviation. Les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma_{el}}{d\mu}$, ainsi que les sections efficaces totales σ_{el} sont tabulées. Les valeurs pour les électrons sont stockées dans les fichiers *eeldx007.p08* et *eeldx008.p08*, et les valeurs

pour les positrons sont dans les fichiers *peldx007.p08* et *peldx008.p08*. Par défaut, elles sont tabulées pour 96 énergies cinétiques du lepton. Il est nécessaire de les sur-échantillonner en 200 valeurs d'énergie cinétique (au moins), en procédant à des interpolation log-log spline cubique (voir Annexe B). L'indice i sert pour les énergies cinétiques tabulées et l'indice l sert pour les μ tabulés.

La distribution de probabilité pour μ est donnée par :

$$p_{i,l}^{el} = \frac{1}{\sigma_i^{el}} \left(\frac{d\sigma^{el}}{d\mu} \right)_{i,l} \quad (\text{D.55})$$

Ensuite, pour appliquer l'algorithme RITA (voir section B.5), il faut pré-calculer les facteurs $x_{i,l}, a_{i,l}, b_{i,l}, \Sigma_{i,l}$ pour tous les $p_{i,l}^{el}$.

L'angle azimutal de déviation α est tiré uniformément entre 0 et 2π . Pour tirer aléatoirement μ , on procède aux étapes suivantes :

- (i) L'énergie cinétique du lepton incident E est comprise entre deux énergies tabulées E_i et E_{i+1} . Pour choisir l'une ou l'autre, on tire suivant les probabilités ponctuelles :

$$p_i = \frac{\ln(E_{i+1}/E)}{\ln(E_{i+1}/E_i)} \quad (\text{D.56})$$

$$p_{i+1} = \frac{\ln(E/E_i)}{\ln(E_{i+1}/E_i)} \quad (\text{D.57})$$

On appelle k l'indice sélectionné.

- (ii) Générer une valeur de μ avec l'algorithme RITA. Pour cela il faut tirer un nombre aléatoire r_1 et trouver l'indice m tel que $\Sigma_{k,m} < r_1 < \Sigma_{k,m+1}$. Et ensuite calculer :

$$\mu = x_{k,m} + \frac{(1 + a_{k,m} + b_{k,m}) \Delta_{k,m} \nu}{\Delta_{k,m}^2 + a_{k,m} \Delta_{k,m} \nu + b_{k,m} \nu^2}, \text{ avec } \Delta_{k,m} = \Sigma_{k,m+1} - \Sigma_{k,m}, \nu = r_1 - \Sigma_{k,m} \quad (\text{D.58})$$

D.7 Diffusion inélastique des électrons et positrons

Comme pour le calcul des sections efficaces de ce même processus, on se base sur le modèle GOS de Sternheimer-Liljequist. Dans un premier temps, on doit tirer le type d'interaction (distante transverse, distante longitudinale ou proche) et la couche électronique d'interaction en utilisant les sections efficaces de chaque combinaison type/couche comme des probabilités ponctuelles. Le calcul de ces sections efficaces est présenté en section IV.2.2.

On a ensuite besoin des quantités suivantes :

- U_k l'énergie d'ionisation de la couche k .
- W_k l'énergie de résonance de la couche k , et on a $W_k \approx 1.65U_k$, comme discuté dans la section IV.2.2.
- L'énergie du lepton incident E_l .
- L'énergie de l'électron émis (aussi appelé le rayon delta) E_e .

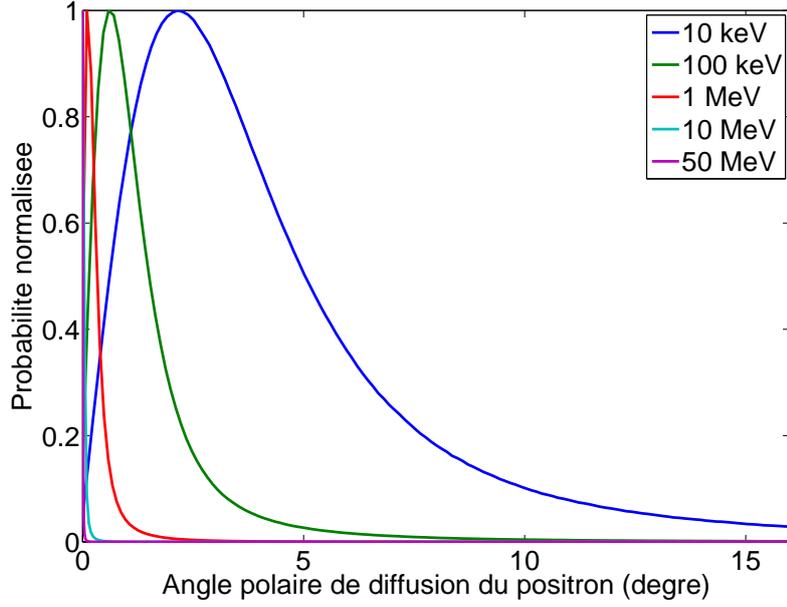


FIGURE D.7 – Probabilité de diffusion à un angle polaire donné, pour un positron faisant une diffusion élastique avec une molécule de N_2 , pour différentes énergies cinétiques du positron (10 keV, 100 keV, 1 MeV, 10 MeV et 50 MeV).

$$W'_k = \begin{cases} W_k & \text{si } E_l > 3W_k - 2U_k \\ \frac{(E_l + 2U_k)}{3} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{D.59})$$

$$Q'_k = \begin{cases} U_k & \text{si } E_l > 3W_k - 2U_k \\ \frac{U_k E_l}{3W_k - 2U_k} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{D.60})$$

$$W_{dis} = 3W'_k - 2U_k \quad (\text{D.61})$$

$$Q_- = \sqrt{\left[\sqrt{E_l (E_l + 2mc^2)} - \sqrt{(E_l - W'_k) (E_l - W'_k + 2mc^2)} \right]^2 + m^2 c^4 - mc^2} \quad (\text{D.62})$$

$$a = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \quad (\text{D.63})$$

Pour tout type d'interaction, on tire l'angle azimutal de l'électron α_e de manière uniforme entre 0 et 2π radians, et l'angle azimutal du photon est donné par $\alpha_\gamma = \alpha_e + \pi$.

Ensuite, en fonction du type d'interactions, on procède différemment. Dans le cas d'une interaction distante (longitudinale ou transverse), on procède de manière similaire pour les électrons et les positrons. Le traitement est différent entre les électrons et les positrons uniquement pour les interaction proches.

D.7.1 Distante longitudinale

L'énergie W perdue par le lepton est donnée par :

$$W = W_{dis} - (U_k - W_{dis}) \sqrt{(1 - r_1)} \quad (\text{D.64})$$

L'énergie du lepton après déviation est $E'_l = E_l - W$, et celle de l'électron est $E_e = E_l - W - U_k$. L'énergie de recul Q est donnée par :

$$Q = Q_S \left[\left(\frac{Q_S}{Q'_k} \left(1 + \frac{Q'_k}{2mc^2} \right) \right)^{r_2} - \frac{Q_S}{2mc^2} \right] \quad (\text{D.65})$$

Q_S est donné par :

$$Q_S = \frac{Q_-}{1 + Q_-/(2mc^2)} \quad (\text{D.66})$$

On peut en déduire le cosinus de l'angle polaire de déviation du lepton :

$$\cos(\theta) = \frac{E(E + 2mc^2) + (E - W'_k)(E - W'_k)(E - W'_k + 2mc^2) - Q(Q + 2mc^2)}{2\sqrt{E(E + 2mc^2)(E - W'_k)(E - W'_k + 2mc^2)}} \quad (\text{D.67})$$

Ainsi que le cosinus de l'angle polaire de l'électron émis :

$$\cos(\theta_s) = \sqrt{\frac{W^2/\beta^2}{Q(Q + 2mc^2)} \left(1 + \frac{Q(Q + 2mc^2) - W^2}{2W(E + mc^2)} \right)^2} \quad (\text{D.68})$$

D.7.2 Distante transverse

L'énergie perdue par le lepton et l'énergie de l'électron sont données exactement de la même manière que pour l'interaction distante longitudinale. Par contre, les cosinus des angles polaires de déviation du lepton et d'émission de l'électron sont égaux à 1.

D.7.3 Proche

W , la perte d'énergie du lepton, définit κ et est donnée par :

$$W = \kappa(E + U_k) \quad (\text{D.69})$$

On définit la valeur minimale de κ comme $\kappa_c = Q'_k/E$.

Si la particule incidente est un électron, on suit les étapes :

- (i) Tirer $\zeta = (1 + 5a\kappa_c/2) r_3$.
- (ii) Si $\zeta < 1$, alors $\kappa = \frac{\kappa_c}{1 - \zeta(1 - 2\kappa_c)}$
Si $\zeta > 1$, alors $\kappa = \kappa_c + \frac{(\zeta - 1)(1 - 2\kappa_c)}{5a\kappa_c}$
- (iii) Calculer :

$$P_k^-(\kappa) = \frac{1}{\kappa^2} + \frac{1}{(1 - \kappa)^2} - \frac{1}{\kappa(1 - \kappa)} + a \left(1 + \frac{1}{\kappa(1 - \kappa)} \right) \quad (\text{D.70})$$

- (iv) Si $r_4(1 + 5a\kappa^2) > \kappa^2 P_k^-(\kappa)$ retourner à l'étape (i).

Si la particule incidente est un positron, on suit les étapes suivantes :

(i) Tirer $\kappa = \frac{\kappa_c}{1-r_3(1-\kappa_c)}$.

(ii) Calculer :

$$P_k^+(\kappa) = \frac{1}{\kappa^2} - \frac{b_1}{\kappa} + b_2 + b_3\kappa + b_4\kappa^2 \quad (\text{D.71})$$

Les facteurs de Bhabha b_1, b_2, b_3 et b_4 sont définis dans le calcul de la section efficace, équations (C.21), (C.22), (C.23), (C.24).

(iv) Si $r_4 > \kappa^2 P_k^+(\kappa)$ retourner à l'étape (i).

Le cosinus de l'angle de déviation du lepton est donné par :

$$\cos(\theta) = \sqrt{\frac{E-W}{E} \frac{E+2mc^2}{E-W+2mc^2}} \quad (\text{D.72})$$

Et le cosinus de l'angle d'émission de l'électron est :

$$\cos(\theta_s) = \sqrt{\frac{W}{E} \frac{E+2mc^2}{W+2mc^2}} \quad (\text{D.73})$$

Qui est simplement l'équation D.68 dans le cas où $Q = W$.

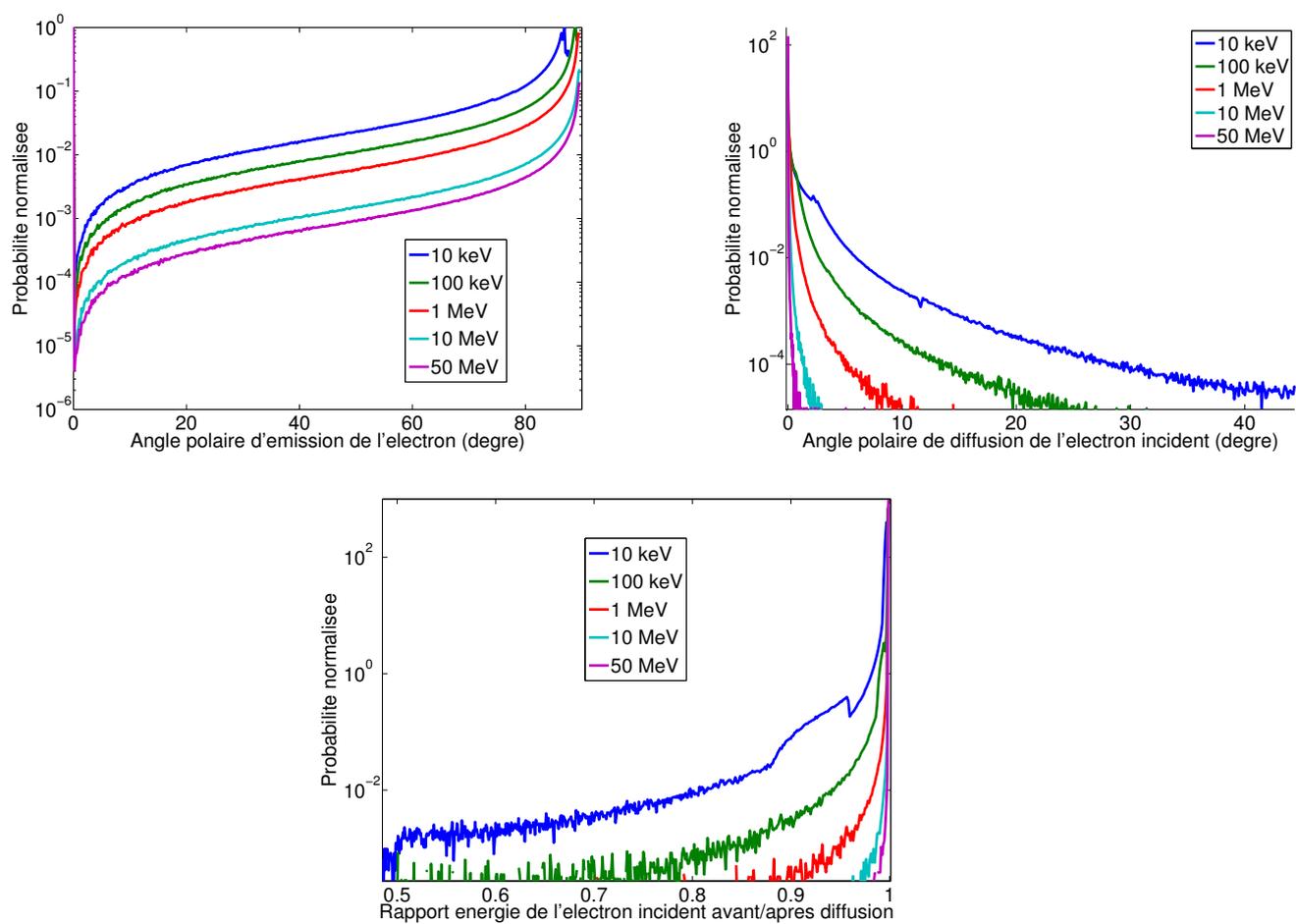


FIGURE D.8 – Distributions de probabilités de θ , θ_e et E'_i/E_i , pour la diffusion inélastique d'un électron, pour une molécule de N_2 . Elles sont calculées pour différentes énergies cinétiques de l'électron incident (10 keV, 100 keV, 1 MeV, 10 MeV et 50 MeV).

Annexe E

Scalabilité de MC-PEPTITA

E.1 Définitions

Scalabilité

Le terme "scalabilité" (ou "scalability", en anglais) exprime la possibilité d'augmenter arbitrairement le nombre de cœurs de calcul d'une architecture parallèle afin d'en augmenter les performances. La scalabilité est idéale si le gain en performances est proportionnel à l'augmentation du nombre de cœurs, et est faible dans les autres cas.

Accélération

Soit $p \in \mathbb{N}$ le nombre de cœurs de calcul (ou processus, ou "threads" en anglais) sur lequel va tourner le programme. On peut définir l'accélération A_n avec :

$$A_p(N) = \frac{T_1(N)}{T_p(N)} \quad (\text{E.1})$$

Où $T_1(N)$ est le temps mis par le programme sur un seul cœur, $T_p(N)$ le temps mis par le programme parallélisé sur p cœurs, et N une mesure l'information totale à traiter. Dans MC-PEPTITA, N peut être estimé avec le nombre de particules initiales M qu'il faut tirer. Je précise bien que c'est une estimation, puisqu'en fonction de l'énergie de la particule initiale et des différents tirages aléatoires, l'information à traiter peut être plus ou moins importante pour chaque particule initiale. Pour que M soit une bonne estimation de N , il faut que le nombre de particules initiales traitées par cœur de calcul soit assez important.

Fraction séquentielle

Soit $B \in [0, 1]$ la fraction du programme qui est séquentielle, c'est-à-dire non-parallélisable, et $C = 1 - B$ la fraction parallélisable. Dans MC-PEPTITA, la fraction non-parallélisable B correspond à plusieurs choses :

- La phase d'initialisation, c'est-à-dire la lecture des fichiers de données et calculs des coefficients pour les interpolations et autres algorithmes. Elle correspond en fait à faire strictement le même calcul sur chacun des cœurs, et dure environ une minute. Elle pourrait être parallélisée, mais le gain en temps (une fraction de minute) n'est vraiment pas primordial.
- L'écriture de toutes les particules dans le fichier de sortie.

- M , le nombre de particules initiales à traiter par cœur de calcul, n'est pas forcément de même et peut varier de 1 si jamais p n'est pas un diviseur de M .
- Comme on utilise des méthodes Monte-Carlo, le temps de calcul de chaque particule initiale va varier. Par exemple si un photon initial entraîne la production d'un électron capable d'atteindre l'altitude du satellite (ce qui implique en particulier le transport de la particule par Runge-Kutta), le temps de calcul nécessaire sera bien plus grand que pour un photon qui se fait directement absorber par l'atmosphère. Il y a donc forcément une phase plus ou moins longue où certains cœurs de calculs ne vont rien calculer et attendre que le cœur de calcul le plus "lent" finisse son travail, pour pouvoir ensuite regrouper tous les particules à sortir du programme. Plus le nombre de particules par processeur est augmenté et plus cet effet est réduit.

Ces quatre points (et les deux derniers en particulier) rendent assez peu évidente la détermination d'une valeur de B . C'est en effectuant un ajustement sur la loi de Gustafson (voir ci-après) qu'on va pouvoir l'estimer. On s'attend intuitivement à ce que B soit de plus en plus petite si on augmente le nombre de particules initiales à traiter par cœur de calcul.

Loi de Gustafson

Selon la loi de Gustafson, l'accélération A_p^G est définie comme un modèle linéaire :

$$A_p^G = p - B_g(p - 1) \quad (\text{E.2})$$

Où p est le nombre de cœurs de calcul utilisés, et le paramètre B_g est la fraction de temps de calcul non-parallélisée du calcul parallèle.

Le calculateur CALMIP EOS

Calcul en Midi-Pyrénées (CALMIP) est un groupement scientifique qui a été créé en 1994 par 17 laboratoires de recherche de Toulouse et de la région Midi-Pyrénées, pour encourager le développement et l'utilisation des nouvelles techniques de calcul au sein de la communauté scientifique. EOS est le Supercalculateur de CALMIP qui est utilisé pour la période 2014-2017. Il possède un total de 12240 cœurs de calcul dernière génération.

E.2 Test de scalabilité

Pour caractériser la scalabilité de MC-PEPTITA, il faut regarder comment la fraction non-parallélisable du temps de calcul du programme B (ou son estimation B_g avec la loi de Gustafson) va évoluer en changeant M/p , le nombre de particules initiales à traiter par cœur de calcul.

En figure E.2, je présente les résultats des tests de scalabilité effectués sur CALMIP EOS. Cette figure présente l'accélération obtenue en fonction du nombre de cœurs utilisés, ainsi que l'ajustement de la loi de Gustafson (dont le paramètre B_g est indiqué), pour différentes valeurs de M/p .

Premièrement, on peut voir les courbes avec un M/p peu élevé présentent beaucoup de bruit, et ne sont pas des droites. Comme il a été dit précédemment, cela est dû au fait que l'information réelle à traiter (N) peut varier pour une même valeur de M , comme le code utilise des méthodes Monte-Carlo. Cet effet va logiquement s'atténuer quand le ratio M/p va augmenter, et on peut voir que les courbes sont bien des droites pour $M/p \geq 10000$.

Pour que le code tourne de manière optimale, il faut donc logiquement essayer d'avoir le ratio M/p le plus grand possible. En pratique dans les simulations le ratio utilisé est d'environ

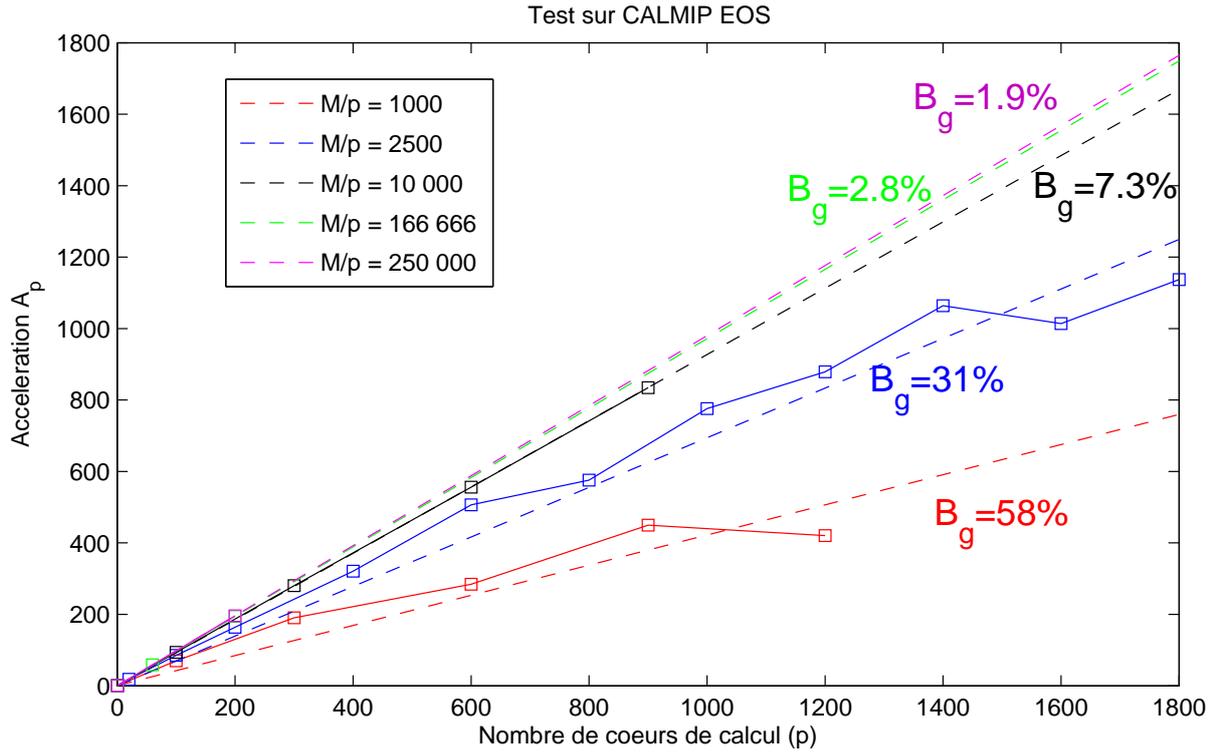


FIGURE E.1 – Accélération du temps de calcul en fonction du nombre de cœurs de calcul utilisés, avec, en pointillés, des ajustements par la loi de Gustafson (le paramètre B_g indiquant la fraction du temps de calcul non-parallélisé), pour différents nombres de particules initiales par cœur de calcul (M/p).

250 000 (soit 100 millions de photons initiaux pour 400 cœurs de calcul demandés), ce qui donne une fraction de temps de calcul non-parallèle (B) inférieure à 2%. Pour donner un ordre de grandeur, un calcul de ce type dure environ 24 heures.

Annexe F

Publications

2015

- “*Studying the Time Histogram of Leptons Produced During the Fermi 091214 Terrestrial Gamma-Ray Flash*”

D. Sarria, P.L. Blelly, M.S. Briggs and F. Forme.

Soumis pour publication dans Journal of Geophysical Research : Space Physics

- “*MC-PEPTITA : a Monte Carlo model for Photon, Electron and Positron Tracking In Terrestrial Atmosphere. Application for a Terrestrial Gamma-ray Flash.*”

D. Sarria, P.L. Blelly and F. Forme.

Paru dans Journal of Geophysical Research : Space Physics

2014

- “*Atmospheric Drag, Occultation ‘N’ Ionospheric Scintillation (ADONIS) mission proposal*”

S. Hettrich, Y. Kempf, N. Perakis, J. Gorski, M. Edl, J. Urbar, M. Dosa, F. Gini, O. W. Roberts, S. Schindler, M. Schemmer, D. Steenari, N. Joldzic, L.-K. Glesnes Odegaard,

D. Sarria, M. Volwerk and J. Praks.

Paru dans Journal of Space Weather and Space Climate

RESEARCH ARTICLE

10.1002/2014JA020695

Key Points:

- Detailed description of the model and comparison case with GEANT4
- The magnetic mirroring ratio is 22% for electrons and 19% for positrons
- Electron beams possibly 50 to 100% larger than previously expected

Correspondence to:

D. Sarria,
david.sarria@irap.omp.eu

Citation:

Sarria, D., P.-L. Blelly, and F. Forme (2015), MC-PEPTITA: A Monte Carlo model for Photon, Electron and Positron Tracking In Terrestrial Atmosphere—Application for a terrestrial gamma ray flash, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, doi:10.1002/2014JA020695.

Received 6 OCT 2014

Accepted 13 MAR 2015

Accepted article online 17 MAR 2015

MC-PEPTITA: A Monte Carlo model for Photon, Electron and Positron Tracking In Terrestrial Atmosphere—Application for a terrestrial gamma ray flash

D. Sarria^{1,2}, P.-L. Blelly^{1,2}, and F. Forme^{1,2}

¹Universite de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, Toulouse, France, ²CNRS, IRAP, BP 44346, F-31028, Toulouse, France

Abstract Terrestrial gamma ray flashes are natural bursts of X and gamma rays, correlated to thunderstorms, that are likely to be produced at an altitude of about 10 to 20 km. After the emission, the flux of gamma rays is filtered and altered by the atmosphere and a small part of it may be detected by a satellite on low Earth orbit (RHESSI or Fermi, for example). Thus, only a residual part of the initial burst can be measured and most of the flux is made of scattered primary photons and of secondary emitted electrons, positrons, and photons. Trying to get information on the initial flux from the measurement is a very complex inverse problem, which can only be tackled by the use of a numerical model solving the transport of these high-energy particles. For this purpose, we developed a numerical Monte Carlo model which solves the transport in the atmosphere of both relativistic electrons/positrons and X/gamma rays. It makes it possible to track the photons, electrons, and positrons in the whole Earth environment (considering the atmosphere and the magnetic field) to get information on what affects the transport of the particles from the source region to the altitude of the satellite. We first present the MC-PEPTITA model, and then we validate it by comparison with a benchmark GEANT4 simulation with similar settings. Then, we show the results of a simulation close to Fermi event number 091214 in order to discuss some important properties of the photons and electrons/positrons that are reaching satellite altitude.

1. Introduction

The discovery of terrestrial gamma ray flashes (TGFs) was presented in *Fishman et al.* [1994], using data from the Burst and Transient Source Experiment (BATSE) on board the NASA's Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) spacecraft. TGFs are natural bursts of X and gamma rays associated to lightning and detected mostly from space. Later, TGFs have been detected from space by Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) [*Smith et al.*, 2005], Fermi [*Briggs et al.*, 2010], and the Astro-rivelatore Gamma a Immagini Leggero (AGILE) [*Marisaldi et al.*, 2010]. Some attempts have been made to detect TGFs from ground and plane altitude, and *Smith et al.* [2011] reported the detection of one TGF from the Airborne Detector for Energetic Lightning Emissions (ADELE) instrument. Together with transient luminous events (TLEs), for the optical part, these are short-duration events that play an important role for understanding the magnetosphere-ionosphere-atmosphere coupling [*Dwyer et al.*, 2012; *Surkov and Hayakawa*, 2012]. This instrumentation helped for important discoveries about TGFs, some of the most important being the following: a photon spectrum coming from an initial Bremsstrahlung spectrum (see below) that is altered while propagating in the atmosphere, a duration typically around 0.4 ms [*Briggs et al.*, 2013] and the constraints on emission altitude that should be between 10 and 20 km, and gamma ray beams with half-angles >30° [*Dwyer and Smith*, 2005; *Carlson et al.*, 2007; *Hazelton et al.*, 2009; *Gjesteland et al.*, 2011]. The AGILE spacecraft measured a surprising cumulative TGF spectrum with a tail of up to 100 MeV [*Marisaldi et al.*, 2011]. The low-energy part is in good agreement with the standard relativistic runaway electron avalanches (RREA) TGF energy spectrum theory, but the slope at higher energies disagrees with it and may be explained by nonequilibrium acceleration of electrons in lightning [*Celestin et al.*, 2012]. Data from space instrumentation dedicated to the study of TGFs and TLEs, like the Atmosphere-Space Interactions Monitor (ASIM) [*Neubert and ASIM Instrument Team*, 2009] or the Tool for the Analysis of RAdiation from lightNING and Sprites (TARANIS) [*Lefeuvre et al.*, 2009], will be available in the next years.

Most of the TGFs are likely to be due to a complex mechanism, involving the acceleration of seed electrons due to electric fields produced in a positive intracloud (+IC) lightning that will produce relativistic

runaway electron avalanches (RREAs) [Gurevich *et al.*, 1992; Babich *et al.*, 2001; Williams, 2010; Williams *et al.*, 2006; Carlson *et al.*, 2010; Celestin *et al.*, 2012]. The RREAs may also be able to seed themselves by the relativistic feedback process [Dwyer, 2012; Liu and Dwyer, 2013]. TGF seeding is discussed in Carlson *et al.* [2008] and Dwyer [2008], among others. The TGF photons due to RREA are produced inside and/or immediately above thunderclouds, by Bremsstrahlung interactions of electrons and positrons with air molecules, with a typical spectrum (photons per unit energy) following $\sim 1/E$ with an exponential cutoff. The electrons and positrons responsible for the Bremsstrahlung photon emission are not escaping to space because they lose all their energy by undergoing a large amount of collisions with air molecules and therefore cannot leave the region of production. Electrons do not escape to satellite altitude if they do not reach at least ~ 35 km altitude.

Once produced, these primary Bremsstrahlung photons interact with the atmosphere while propagating. Few percent of them will escape, if they reach an altitude above ~ 100 km (where the mean free path goes above 1000 km). The result of their interactions are secondary electrons and positrons (which are referred to as "leptons" hereafter) that will be confined by the magnetic field of the Earth, forming the so-called terrestrial electron beams (TEBs). The secondary electrons are due to Compton scattering, photoionization, and pair production, while positrons are only produced by electron/positron pair production. The leptons may add even more electrons to the system by inelastic scattering or more photons by Bremsstrahlung. These leptons may reach an altitude where their mean free path allows them to escape; in that case their motion is controlled by the geomagnetic field and thus they may bounce on magnetic mirror points, leaving a specific signature of a dual pulse in satellite measurements, as shown, for example, by Fermi in Briggs *et al.* [2010]. Prior to Fermi, TEBs have also been detected by CGRO/BATSE [Dwyer, 2008] and RHESSI [Smith *et al.*, 2006], and some candidates were found using the Solar Anomalous and Magnetospheric Particle Explorer data Carlson *et al.* [2009]. These observations show that TEBs have significantly longer time scales than TGFs, and their detected energy spectra seems to present a clear bump around 511 keV (a signature of positron annihilation).

The problem of TGF's particles propagation in Earth's Atmosphere has already been assessed by several other authors. Østgaard *et al.* [2008] presents a Monte Carlo model that can simulate TGFs' propagation in the atmosphere, which is focused on giving the properties of the escaping photons and is then used to give constraints on the TGF source properties, consistently with the standard picture. It cannot give full information about the electrons reaching satellite altitude: the electrons are created by photon interactions but not transported then. The Bremsstrahlung is simulated through a continuous energy loss formula from the properties of the produced electron. It was used to give good constraints on the TGF source altitude as well as emission angle.

In Carlson *et al.* [2011], simulations using the GEometry ANd Tracking version 4 (GEANT4) toolkit are used below 150 km altitude, coupled with a guiding center solver for electron motion for higher altitudes. The main results of this study were to give the electrons fluences (particles/cm²) for different source configurations and to show that these secondary electron beams may be too faint to be detected from satellites as often as photons.

The REAM model (Runaway Electron Avalanche Model) is used in Dwyer *et al.* [2008] to simulate TGF and associated TEBs. This Monte Carlo model is able to follow photons and electrons with all the relevant processes and is presented in detail in Dwyer and Smith [2005] and Dwyer [2007]. In Dwyer *et al.* [2008], it is estimated that TEBs will be detected about 100 times less than TGFs by satellites at ~ 600 km altitude. Because the electron beams are confined by the geomagnetic field, their fluence is actually higher at this altitude. Indeed, the electron fluence remains roughly constant during the propagation, whereas the fluence of photons will fall off as $1/r^2$. The production of electrons that can reach satellite altitude is considered to start at around 30–40 km and to be mainly produced within an atmospheric scale height (of about 7 km), giving electron beam sizes of ~ 10 km radius.

In this article, we present a new Monte Carlo model called MC-PEPTITA, for "Monte Carlo Photon, Electron and Positron Tracking In Terrestrial Atmosphere," which has been developed to give a comprehensive view of the dynamics of leptons and photons. It is able to track photons, electrons, and positrons that propagate in the Earth space environment, atmosphere, and geomagnetic field. All the secondary, tertiary, and further particle production are accounted for. The full information of each particle reaching satellite altitude, as well as information about their production conditions, are saved.

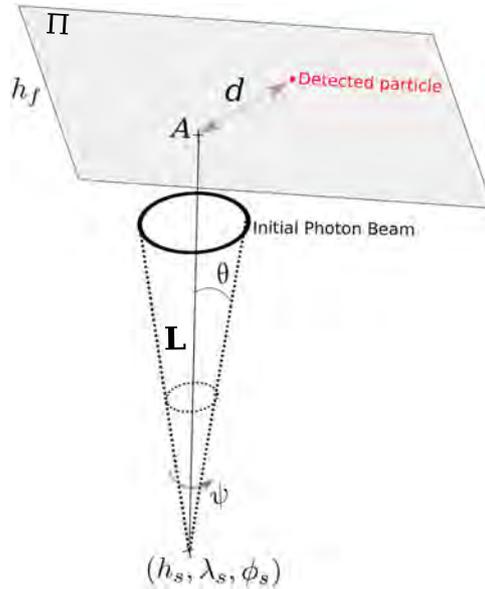


Figure 1. (h_s, λ_s, ϕ_s) : coordinates of the point source of initial photons. L : local vertical unity vector based on (h_s, λ_s, ϕ_s) . θ : opening angle of the photon beam. ψ : azimuthal angle of the photon beam. Π : part of the detection sphere where the detected particles are spread. A : intersection between Π and L . d : radial distance between point A and a detected particle.

MC-PEPTITA model is presented in section 2, in particular the initial conditions, the relevant parameters, and the methods used for transportation of photons, electrons, and positrons. At the end of this section we compare MC-PEPTITA model with a GEANT4 similar setup. In section 3, MC-PEPTITA is used to study some features of the particles propagating the atmosphere, especially in the frame of the Fermi event number 091214 observations [Briggs et al., 2011].

2. Model Presentation

MC-PEPTITA is a three-dimensional code for positions and velocities of the particles. We use the Earth-Centered Earth Fixed referential. A simulation starts with N primary photons, with spatial, energetic, and temporal properties discussed hereafter. As soon as they are created, the particles are propagated in Earth's atmosphere and magnetic field until they disappear (because its energy goes below the threshold or the interaction itself removes the particle) or reach a limit altitude (of a satellite, for example); leptons are not removed if they reach the limit altitude, but the number of times they have crossed the surface at that altitude is saved.

2.1. Initial and Final Geometric Parameters

The initial TGF photons are generated from a point source located at coordinates (h_s, λ_s, ϕ_s) (see Figure 1 for the geometry of the emission). In Figure 1 we show the geometry of this point source. The parameters describing the source geometry are

1. L : the local vertical direction.
2. θ : opening angle of a sampled photon.
3. ψ : azimuth angle of a sampled photon.
4. d : radial distance of a detected particle.

The source is considered to be oriented toward the zenith. The detailed calculation of the radial distance d is presented in Appendix A. In all the simulations presented in this paper, ψ is uniformly sampled between 0 and 2π radians. As argued in Carlson et al. [2011], θ is sampled with a probability density function (PDF) given by

$$P_\theta(\theta) = A \exp\left(\frac{-\theta^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad (1)$$

A is a normalization factor; σ_θ measures the width of the beam and ranges from 5° to 60° .

2.2. Initial Energies

Let E be the energy of a primary photon. A TGF Bremsstrahlung spectrum has a probability density function that can be approximated with [Dwyer et al., 2012]:

$$P_E(E) = \frac{E_0}{E} \exp\left(\frac{-E}{e}\right) \quad (2)$$

Where E_0 is a normalization factor. The cutoff energy e has a typical value of 7.3 MeV. This value is known to give a spectrum reasonably close to the exact spectrum [Dwyer et al., 2012; Coleman and Dwyer, 2006]. Let E_{\min} be a threshold energy and E_{\max} be a maximum energy; reasonable values are 10 keV and 30 MeV, respectively.

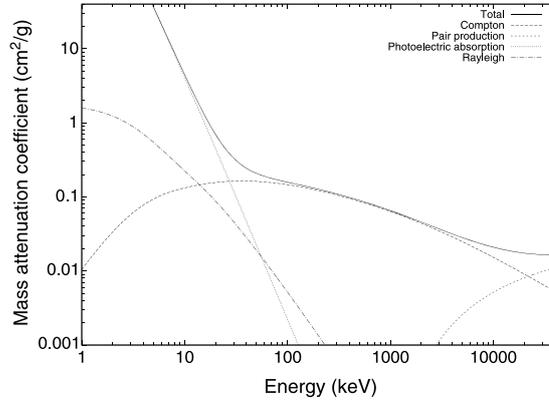


Figure 2. Photon mass attenuation coefficients in air, versus energy, for the four considered processes. The energy ranges from 1 keV to 40 MeV. O₂ and N₂ are considered, with densities calculated with NRLMSISE-00.

It has been estimated that, in a real TGF, at least 10¹⁶ primary photons can be emitted [Dwyer, 2012] for an emission altitude of 15 km. Recently, Cummer *et al.* [2014] could estimate, for two TGF events, a production altitude ranging from about 11 to 13 km, with an intrinsic brightness of 10¹⁸ electrons. These electrons could produce about 10¹⁷ TGF photons [Dwyer *et al.*, 2012]. For computational reasons, we cannot initiate simulations with so much photons, and therefore a proper scale factor has to be applied for output quantities that depends on photon number if one wants to interpret it as realistic values.

2.3. Photon, Electron, and Positron Path

While propagating in the atmosphere, the photons can interact with air molecules (O₂ and N₂) and can undergo Compton scattering, photoelectric absorption, electron/positron pair production, and Rayleigh scattering. The produced electrons can undergo inelastic scattering, elastic scattering, and Bremsstrahlung. The produced positrons can undergo the same interactions as electrons and can also annihilate into two photons.

The produced electrons can undergo inelastic scattering, elastic scattering, and Bremsstrahlung. The produced positrons can undergo the same interactions as electrons and can also annihilate into two photons.

2.3.1. Path Length and Attenuation Coefficients

Let the path length $s > 0$ be the distance between two interactions. The probability that an interaction takes place before reaching the distance s is given by [Kalos, 1986]

$$U(s) = 1 - \exp \left[- \int_0^s i(s') ds' \right] \quad (3)$$

where $L_{i_{\text{par}}} = 1/i$ is the mean free path of a particle which travels a distance s . For a photon or a lepton, $i(s) = \mu_{\text{att},i_{\text{par}}} \rho(h)$. Where $\rho(h)$ is the atmosphere mass density at the altitude h , $\mu_{\text{att},i_{\text{par}}}$ is the total attenuation coefficient for a given particle, and i_{par} indicates the particle type (photon, electron, or positron). The $\mu_{\text{att},i_{\text{par}}}$ will have a different value for photons, electrons, and positrons and will also vary with the altitude and the energy of the particle. It is given by

$$\mu_{\text{att},i_{\text{par}}}(E, h) = N_a \sum_{i_{\text{proc}}=1}^{n_{\text{pc}}} \sum_{i_{\text{sp}}=1}^{n_{\text{sp}}} \frac{e_{i_{\text{sp}}}(h)}{A_{i_{\text{sp}}}} \sigma_{i_{\text{proc}},i_{\text{sp}}}^{i_{\text{par}}}(E) \quad (4)$$

where n_{pc} is the total number of processes and depends on i_{par} , n_{sp} is the total number of neutral species, i_{proc} is the process index, i_{sp} is the species index, N_a is the Avogadro number, $A_{i_{\text{sp}}}$ is the molar mass, and $e_{i_{\text{sp}}}$ is the density proportion. The atmospheric density profile is approximated by $\rho(h) = \rho_0 e^{-ah}$, where a is the inverse of the atmospheric scale height and ρ_0 a reference density. The values of a and ρ_0 can be derived at any step by computing and fitting the corresponding NRLMSISE-00 density profile

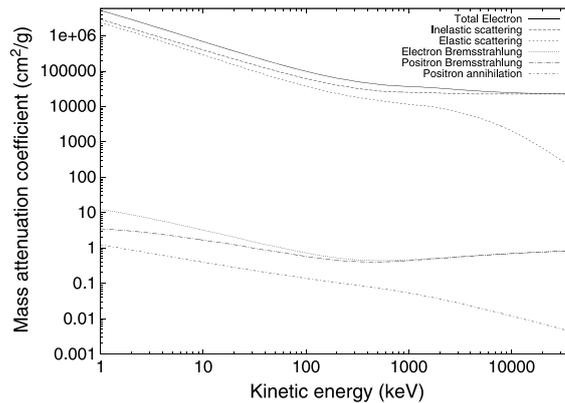


Figure 3. Electron and positron mass attenuation coefficients in air, versus kinetic energy, for the considered processes. The energy ranges from 1 keV to 40 MeV. O₂ and N₂ are considered, with densities calculated with NRLMSISE-00. The difference of attenuation coefficients for elastic and inelastic scatterings is indistinguishable between electron and positron, in the scale of this plot. The annihilation is only possible for positrons. Positron and electron Bremsstrahlung is distinguishable in the scale of this figure for energies below ~600 keV.

[Picone *et al.*, 2002]. The value of $1/a$ is typically about 7 km. To gain computing time, it is interesting to call NRLMSISE-00 only once per step. We can then locally use the approximation that $a = Mg/RT$, where R is the gas constant, M is the molar mass of the air, and g is the Earth's gravitational acceleration. To gain even more computing time, a constant value of a and ρ_0 may be used for the whole simulation while introducing a higher error than the previous method.

The atmosphere is composed of O_2 and N_2 . In Figures 2 and 3 we show the mass attenuation coefficients in the air of photons and leptons for the different processes, as a function of the energy. Their relative importance is discussed in detail in section 2.4.

2.3.2. Photon Transport and Electron/Positron Transport With Constant Magnetic Field

To sample the path length s of a particle between two interactions, we use a formula similar to equation (A4) of Østgaard *et al.* [2008], based on a quasi-exponential atmosphere approximation, and derived from equation (3). At 15 km altitude, for 10 keV particles, the path length is typically around 2 km for photons and 2 cm for electron/positrons. It increases quasi-exponentially with altitude, following the atmospheric density decrease, with a scale height of around 7 km. The path length also increases with energy, as the total attenuation coefficient decreases with energy (see Figures 2 and 3).

For photons, the trajectories between two interactions are straight lines. The orientation of a photon can change only because of Rayleigh and Compton scattering. Updating the position of a particle is done with

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_0 + s \hat{\mathbf{v}} \quad (5)$$

where \mathbf{r}_0 is the initial position vector of the particle, \mathbf{r}_1 is the position of the particle after traveling the path length s , $\hat{\mathbf{v}} = \mathbf{v}/v$ is the normalized velocity, and v is the speed of the particle.

For charged particle, the effect of the deviation due to the magnetic field is nonnegligible above ~ 60 – 70 km. The magnetic field can be considered roughly constant between two collisions at altitudes lower than 90 km, since the path length for electrons will be below 1 km. Updating the velocity of the leptons is done with

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + (\cos(\theta) - 1) \mathbf{v}_{0\perp} + \sin(\theta) \mathbf{v}_{0\parallel} \quad (6)$$

where \mathbf{v}_0 is the initial velocity of the particle and $(\mathbf{v}_{0\parallel}, \mathbf{v}_{0\perp})$ the components of the initial velocity vector that are parallel and perpendicular to the magnetic field. The angle $\theta = s \frac{eB}{\gamma m v_0}$, where e is the (positive) elementary charge, m is the mass of the electron, B is the magnitude of the magnetic field, and v_0 is the magnitude of \mathbf{v}_0 .

2.3.3. Electron/Positron Transport With Varying Magnetic Field

In MC-PEPTITA, the geomagnetic field is provided by the IGRF-11 model [Finlay *et al.*, 2010]. The motion of the e^-/e^+ in the geomagnetic field follows the basic equations of charged particle motion in a magnetic field that we normalized for our problem:

$$\frac{d\boldsymbol{\beta}}{ds_n} = -\frac{Z_0}{\gamma} \frac{\boldsymbol{\beta}}{\beta} \times \mathbf{B}_n \quad (7)$$

$$\frac{d\mathbf{r}_n}{ds_n} = \frac{\boldsymbol{\beta}}{\beta} \quad (8)$$

with $\mathbf{B}_n = \mathbf{B}/B_e$, $s_n = s/\frac{c}{\Omega_0}$, $\mathbf{r}_n = \mathbf{r}/\frac{c}{\Omega_0}$, and $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$. $\Omega_0 = eB_e/m$, where Z_0 is -1 for electrons and $+1$ for positrons, c is the speed of light in vacuum, and B_e is the geomagnetic field magnitude at the magnetic equator. This differential equation system is solved using a fourth-order Runge-Kutta solver.

2.3.4. Intermediate Regime

The Runge-Kutta method will require a step δs . It is chosen to be small enough (at least 10 times less) compared to the mean free path or the Larmor radius (the smallest of the two is considered). In this case, the Runge-Kutta method is used as well, but each step is checked for an interaction. The following algorithm is applied:

1. Random sample a number ξ uniformly distributed between 0 and 1.
2. For each Runge-Kutta step, the sum $S_n = \sum_{i=1}^n t_i \delta s$ is incremented, and $U_n = 1 - \exp(-S_n)$ is evaluated, where n is the number of the current step and $1/t_i$ is the local mean free path during the step number i . It corresponds to a discretized form of equation (3).

Table 1. Summary of the Processes and Total Cross Sections Used in MC-PEPTITA

Particle	Processes	Total Cross-Section Source
Photon	Compton acattering	EPDL ^a
	Photoelectric absorption	
	Rayleigh scattering	
	e ⁻ /e ⁺ pair production	
Electron	Inelastic scattering	EEDL ^b
	Bremsstrahlung	Seltzer-Berger ^c
	Elastic scattering	EEDL ^b
Positron	Inelastic scattering	EEDL ^b
	Bremsstrahlung	Seltzer-Berger ^c with analytical correction ^d
	Elastic scattering	ELSEPA ^d and EEDL ^b
	Annihilation	Analytical formula ^d

^a*Cullen et al.* [1997].
^b*Perkins et al.* [1991].
^c*Seltzer and Berger* [1986].
^d*Salvat et al.* [2011].

3. At each Runge-Kutta step, the condition $U_n > \xi$ is checked. If it is true, an interaction of the electron/positron takes place.

In principle, this method could be used at any altitude. Nevertheless, it will require very low Runge-Kutta steps at low altitude (< 30–40 km) that will involve very long computation times. The criteria of transition between this regime and the two others is discussed next.

2.3.5. Criteria to Choose Between the Three Descriptions of Electron/Positron Transport

Let us define two frequency scales:

1. The mean collision frequency: $f_c = \frac{v_{\parallel}}{L_{i\text{par}}}$
2. The gyration frequency: $f_g = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m\gamma}$

where v_{\parallel} is the magnitude of the velocity parallel to the geomagnetic field. The f_c decreases exponentially with increasing altitude (since the mean free path $L_{i\text{par}}$ increases) and f_g also decreases but much more slowly. When $f_c > 100f_g$, the transport of e⁻/e⁺ is made according to the method of section 2.3.2, and if $f_g > 100f_c$ the transport of e⁻/e⁺ is made according to section 2.3.3. If the frequencies are not included in one range or the other, the intermediate method is used (section 2.3.4).

2.3.6. Alternative Method

The method presented in the previous section can be simplified in order to reduce substantially the computation time. The simpler method consists in not using the intermediate regime and instead to use a sharp transition between the collisional regime (section 2.3.2) and the fully magnetized regime (section 2.3.3) by just checking if $f_c > f_g$ or not. The results obtained using this faster method are very similar, at least for the simulations presented in this work. Nevertheless, this may not be verified in the general case and one should be careful when using this alternative method.

2.4. Interaction Processes

The cross-section sets of the Evaluated Photon Data Library (EPDL) and the Evaluated Electron Data Library (EEDL) [*Perkins et al.*, 1991; *Cullen et al.*, 1997] (from Lawrence Livermore National Laboratory) are mainly used. The EPDL and EEDL tabulated cross sections' energies range from 10 eV to 1 GeV. For elastic scattering of positrons, we use data from the "Dirac partial-wave calculation of ELastic Scattering of Electrons and Positrons by Atoms, positive ions and molecules" (ELSEPA) database for energy range < 500 keV [*Salvat et al.*, 2005]. The inelastic scattering cross section is given by the sum of electronionization and excitation cross sections given in EEDL. We suppose that electrons and positrons have similar inelastic scattering cross sections in the considered energy range (1 keV to 40 MeV). The Bremsstrahlung cross sections are taken from *Seltzer and Berger* [1986], taking into account electron-nucleus and electron-electron Bremsstrahlung. We also use analytic formulas for positron annihilation and to correct the Bremsstrahlung cross section for positrons [*Salvat et al.*, 2011]. Table 1 summarizes all the involved particles and processes, the total cross sections used for each, and the references.

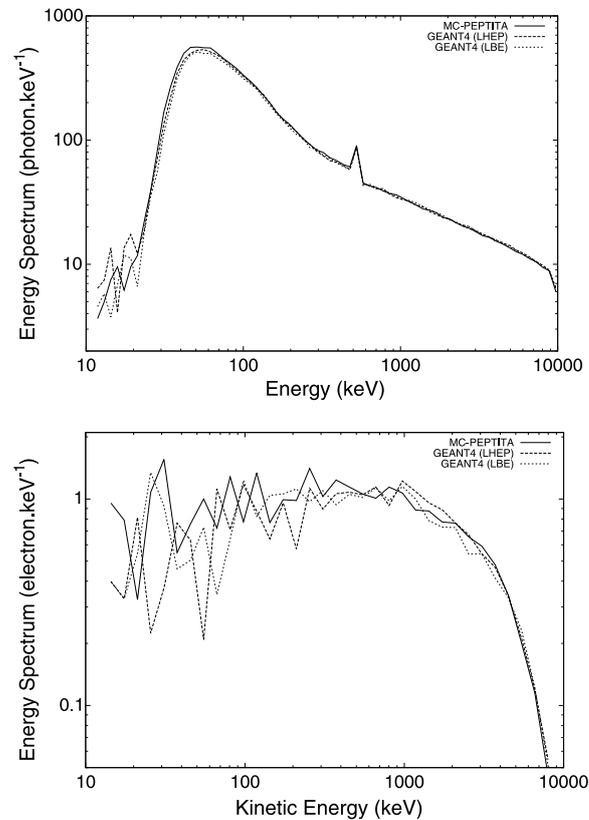


Figure 4. (top) Energy spectrum of photons detected at 100 km altitude from an initial source of photons located at 15 km altitude, detection at 100 km altitude, and more details presented in section 2.6. We compare MC-PEPTITA with a GEANT4 simulations (two physics lists). (bottom) Similar to Figure 4 (top) but for electrons.

The mass attenuation coefficients are calculated from the cross sections and the atmospheric densities, as presented in equation (4). In Figures 2 and 3 we show the mass attenuation coefficients in the air of photons and leptons for the different processes, as function of energy.

For photons, from 10 keV (our threshold energy) to about 30 keV, the interactions are dominated by photoelectric absorption. From about 40 keV to around 10 MeV, Compton scattering dominates. Above several MeV, electron/positron pair production becomes nonnegligible and more and more important with increasing energy and dominates above 25 MeV. All these three processes will be responsible of production of secondary electrons, and pair production will also produce secondary positrons. In both pair production and photoelectric absorption, the photon will be lost. In Compton scattering, both the direction and the energy of the photon are changed. On the other hand, Rayleigh scattering never dominates over other processes. Rayleigh scattering changes the orientation of the photon without changing its energy. Therefore, it is likely to have a negligible impact on the simulation results. In section 3.1 we discuss the proportion of escaping particles with respect to the process responsible for their creation.

In Figure 3, for the electrons, we see that both elastic and inelastic scattering are dominating in the whole considered kinetic energy range. Inelastic scattering is always more dominant than elastic scattering and becomes more dominant for increasing kinetic energy. In the whole energy range, Bremsstrahlung and positron annihilation always remain orders of magnitude less important than the two other processes. Nevertheless, Bremsstrahlung is not negligible in practice, as discussed in section 3.1. It will actually dominate the energy loss of electrons and positrons above 2 MeV [Dwyer *et al.*, 2012], since the energy loss due to inelastic scattering will be an order of magnitude less than the energy loss due to Bremsstrahlung. For the positrons, the fact that the annihilation cross section never dominates in the whole energy range

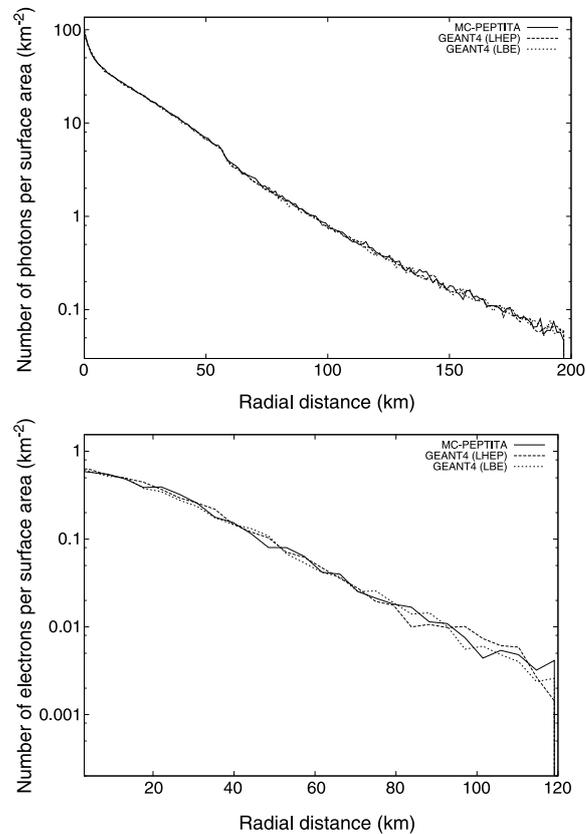


Figure 5. (top) Radial distance distribution of photons detected at 100 km altitude from an initial source of 10^7 photons located at 15 km altitude, detection at 100 km altitude, and further details presented in section 2.6. We compare MC-PEPTITA with GEANT4 (two physics lists). (bottom) Similar to Figure 5 (top) but for electrons.

only means that in-flight annihilation will be very unlikely. Actually, the positrons will lose almost all their kinetic energy with inelastic scattering and will only be able to elastic scatter or annihilate and therefore will eventually annihilate with almost no kinetic energy. The rest of the energy of electrons and positrons is close to 511 keV, and in the annihilation process a positron and an electron will annihilate, leaving two photons with energies close to 511 keV. In our simulations, we annihilate positrons when their energy goes below the threshold energy of E_{\min} . Therefore, the spatial and time information about the resulting annihilation photons may have some uncertainties (but time domain is not discussed in this article). These annihilation photons are very concentrated around the energy of 511 keV and thus will have a clearly visible effect on the energy spectrum (see Figure 4).

The simulation of the interactions is done (for photons, electrons, and positrons) similarly to what is presented in the Penetration and ENergy LOss of Positrons and Electrons (PENELope) code [Salvat *et al.*, 2011]. It is important to remark that, compared to some previous works, the Compton scattering is simulated using semianalytic profiles, which change shape when using different atomic numbers.

2.5. Particle Detection

It is necessary to have a criterion to know how a particle is considered as detected in MC-PEPTITA simulations. Any photon that reaches 550 km altitude is saved. Electrons and positrons are recorded if they cross satellite altitude either in upward or in downward direction, and they are propagated until they are absorbed by the atmosphere or if their time value goes above 1 s after their emission time. Therefore, e^+/e^- can be detected twice or more times, as illustrated in Figure 11. This information is stored for each particle.

Table 2. Photon, Electron, and Positron Number Reaching 100 km Altitude for MC-PEPTITA and GEANT4 Simulations (With the LHEP and LBE Physics Lists)^a

Simulation	MC-PEPTITA	GEANT4 (LHEP)	GEANT4 (LBE)
Photon count	218,459	217,658	215,500
Electron count	3,516	3,547	3,369
Positron count	239	237	245
Positron ratio	6.4 %	6.3 %	6.8%

^aThese results are from the benchmark simulation, with a source of 10^7 photons. More details in section 2.6.

All particles with energies below E_{\min} are lost, and positrons going below this threshold will be considered to lose all their energy and annihilate. This threshold is set because

1. Some data of EPDL and EEDL data sets are not recommended to be used below 1 keV.
2. The mean free path of low-energy particles is very low (especially for leptons). Therefore, computation time increases exponentially as we decrease the threshold energy.

3. The outgoing photons have energy that are anyway cut off by the atmosphere for energies below $\sim 10\text{--}30$ keV (see Figure 4).

In each simulation presented here, more than 10^{10} electrons are produced with energies below E_{\min} . All these particles should be interesting in terms of production of excited states, possible optical emissions, and possible effects on the ionosphere and would deserve further study using a more accurate code for particle transport in the sub-keV energy range.

2.6. MC-PEPTITA and GEANT4 Comparison

In this section, we want to compare the MC-PEPTITA model with the GEANT4 toolkit. GEANT4 is a code developed by an international cooperation led by CERN [Agostinelli *et al.*, 2003]. Its primary use is for high-energy physics simulations involving particle detectors, radiation dosimetry, or predictive modeling. As it is used for detectors, it is made to handle only geometrical elements of constant densities. Therefore, for the GEANT4 benchmark setup, we approximated the atmosphere with 500 exponentially distributed density layers between 0 and 100 km. GEANT4 can run with different physics lists. The most appropriate ones for this problem are the low-energy ones: LHEP and LBE. The LHEP stands for "Low and High Energy Parameterization model." LBE stands for "Low Background Experiment." A recent article by [Skeltved *et al.*, 2014] discussed the differences between the use of these two physics lists, in the context of the relativistic feedback TGF production mechanism, and showed some significant differences between them. It is then important to compare it in the context of atmospheric propagation of TGFs as well.

We run simulations with MC-PEPTITA and with GEANT4 (both physics lists) with a common setup, chosen as

1. $E_{\min} = 10$ keV, $E_{\max} = 10$ MeV.
2. 10^7 photons emitted with a $1/E$ power law (no exponential cutoff).
3. Source at 15 km, detection at 100 km.
4. Zenith-oriented initial beam. The polar angle θ is sampled uniformly between 0° and 35° . The azimuthal angle ψ is sampled uniformly between 0° and 360° .
5. Atmosphere with O_2 and N_2 , with proportions and densities calculated with NRLMSISE-00.
6. No magnetic or electric field.

We compare the particle distributions obtained at 100 km with the two models by looking to two quantities: the radial distance distribution and the energy spectrum distribution, both defined in Appendix A. We choose these quantities because they are a good indicator of what we are actually simulating: a degradation of energy and a spatial dispersion of the particles.

The radial distance distribution and the energy spectrum distribution for photons and electrons reaching 100 km altitude are shown in Figures 5 and 4, for GEANT4 (both physics lists) and MC-PEPTITA simulations. For the photon distributions, GEANT4 simulations give very similar results for both physics lists and the relative difference between MC-PEPTITA and GEANT4 is less than 2%, for either radial distance distribution or spectrum. It is essentially because of the following:

1. We use the same atmosphere model to compute the densities of N_2 and O_2 . Nonetheless, in the GEANT4 setup the particles are transported in layers of constant densities and in MC-PEPTITA they are transported in an exponential atmospheric profile.

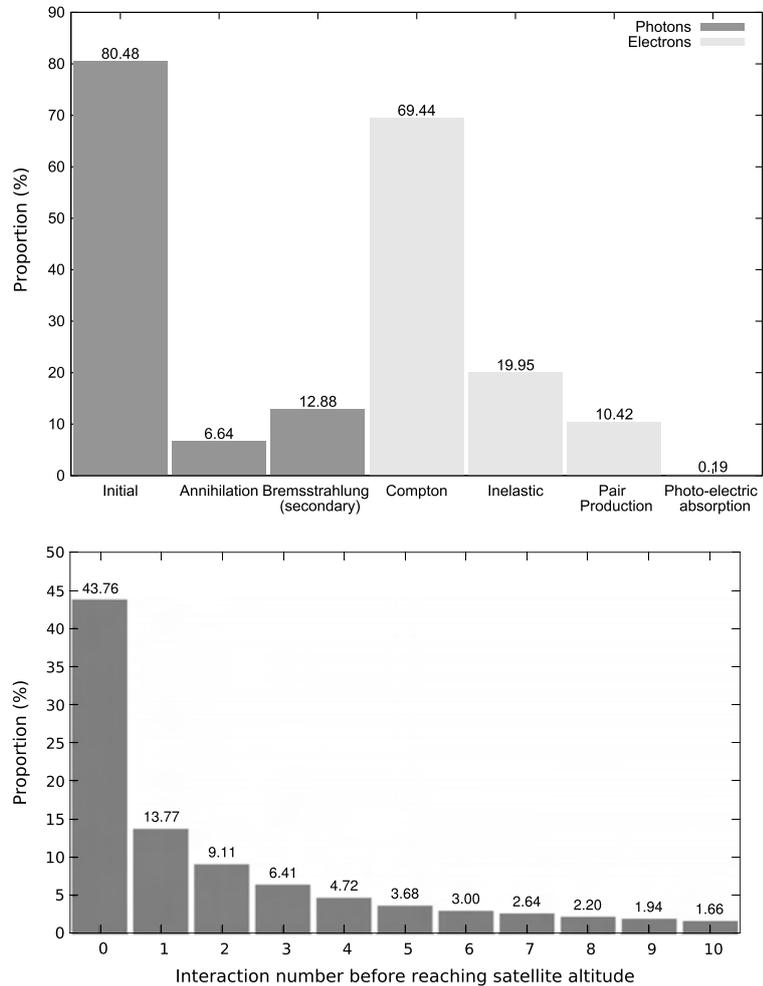


Figure 6. (top) Proportion, over all the particles of the same type (photon or electron), of particles created by all the processes that can create particles: Initial photon, e⁻/e⁺ annihilation, Bremsstrahlung, Compton scattering, inelastic scattering, e⁻/e⁺ pair production, and photoelectric absorption. (bottom) Percentage of photons (reaching 550 km altitude) that have undergone a given number of interactions. We show the values from 0 to 10, but photons can do more interactions. For both figures, we consider only particles detected one time.

2. Most of the cross-section sets used are similar, as well as the way we model the interactions.

In the electron distributions, the statistic is smaller; therefore, more noise is present. In the energy spectrum (Figure 4), MC-PEPTITA and GEANT4 are very consistent within the statistical noise. For the radial distance distribution (Figure 5), MC-PEPTITA and GEANT4 simulations are also very consistent, considering the statistical noise. The differences for electrons are attributed to the same reasons as for the photons.

Table 2 presents the photon, electron, and positron number count for the benchmark simulations. We can see that the number of photons, electrons, and positrons reaching 100 km are similar within ~5% for all the simulations. Δ_p is the positron fraction. It can be defined as $N(e^+) / (N(e^+) + N(e^-))$. It is about 6.5% for all simulations.

3. Some Properties of TGF Particles Reaching Satellite Altitude

In this section we draw a picture of the TGF particles reaching satellite altitude. We choose to run MC-PEPTITA with a setup close to the Fermi event number 091214 observations, presented in *Briggs et al.* [2011]. The likely

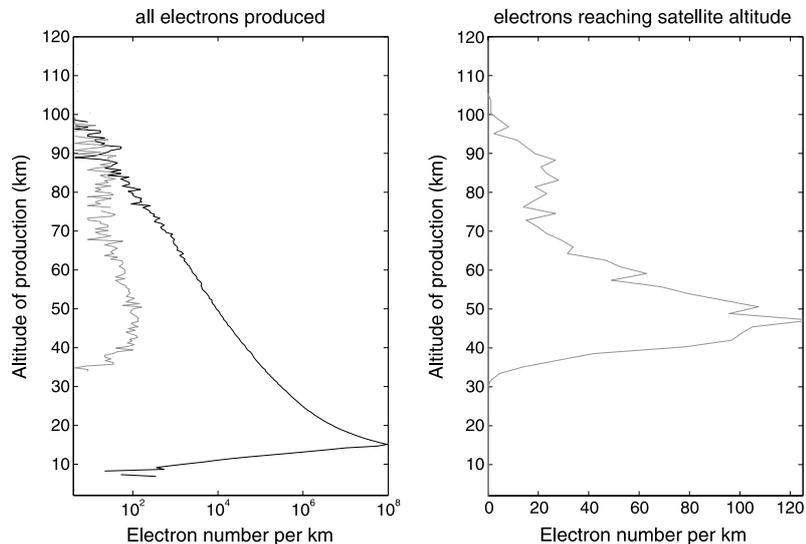


Figure 7. Production rates of electrons (electrons/km) with energies above 10 keV. (left) In log scale, all the production and (right) in linear scale, the production rate of electrons that are going to reach 550 km altitude. Figure 7 (right) is reproduced in log scale inside Figure 7 (left), for comparison. These results come from the simulation described in section 3.

source is situated at 32° longitude and -13° latitude (i.e. in the Southern Hemisphere). The initial setup uses these assumptions:

1. The altitude of the initial TGF source is 15 km. The altitude of detection is set to 550 km.
2. The initial photon beam properties follow what is presented in sections 2.1 and 2.2, with the parameters set to $\sigma_\theta = 35^\circ$ for the opening zenith angle, $E_{\min} = 10$ keV, $E_{\max} = 30$ MeV for the energy range, and $\epsilon = 7.3$ MeV for the exponential cutoff.
3. $N = 2 \times 10^7$ initial photons.

3.1. Production Processes

Figure 6 (top) shows the percentage of outgoing photon produced by the different processes. It corresponds to all the particles but is detected only once. About 80% of the photons reaching the 550 km frontier are from the initial source. Figure 6 (bottom) shows the number of interactions of the outgoing photons. We see that $\sim 75\%$ interacted less than 4 times. Most of these interactions correspond to Compton scattering because the cross section dominates Rayleigh scattering in the whole energy range, and the other possible processes (photoelectric absorption and pair production) lead to removing the photon from the simulation. The photons due to positron annihilation represents $\sim 7\%$. Annihilation photons leave a clearly visible signature around 511 keV in the energy spectrum (see Figure 9), which is the energy of the rest mass of positrons and electrons. The photon part due to secondary Bremsstrahlung represents $\sim 13\%$. Figure 6 (bottom) shows that $\sim 69\%$ of the electrons are due to Compton scattering, $\sim 21\%$ to inelastic scattering, and $\sim 10\%$ to electron/positron pair production. Almost no electron produced by photoelectric absorption reaches 550 km altitude. The electrons due to photoelectric absorption will be produced by the photons with the lowest energies: it will be difficult for them to have enough energy to reach satellite altitude. The origin of the positrons is clear since their production is only possible by electron/positron production of gamma rays interacting with air molecules.

3.2. Production Altitudes of Leptons

In Figure 7, we present the production altitudes of all the secondary electrons. In the same figure, we show the altitudes of production of electrons that have reached satellite altitude, considering only the population detected for the first time, in the Southern Hemisphere (as presented in Figure 11).

As seen in Figure 7 (left), some electrons can be produced below the initial source altitude of 15 km, because some photons can Compton scatter backward and Compton scatter again (or do pair production or photoelectric effect with a lower probability) at a lower altitude. On the same plot, the total electron

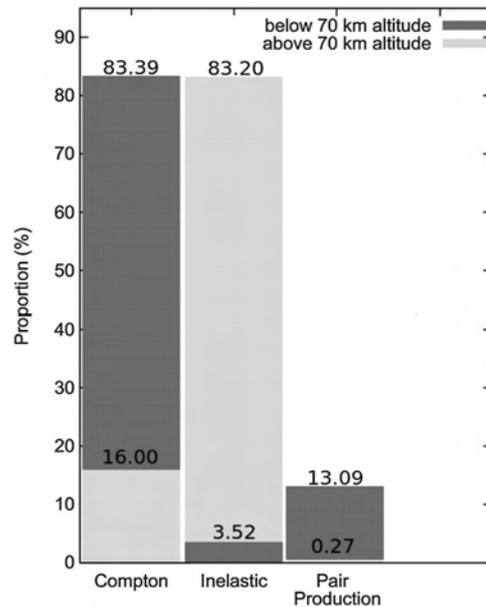


Figure 8. Histogram of the production source for all the electrons reaching 550 km altitude (and detected one time); we discriminate between the ones that have been produced above and below 70 km altitude. Above 70 km altitude, the production of electrons reaching 550 altitude is dominated by inelastic scattering (of electrons), and below 70 km altitude, it is dominated by Compton scattering (of photons) and pair production is important. Photoelectric absorption is negligible.

the escaping electrons produced between 28 and 70 km is ~ 7.4 MeV, and the average energy of escaping electrons produced between 70 and 100 km is ~ 460 keV.

3.3. Energy Spectra

The photon, electron, and positron energy spectra are presented in Figure 9. Consider first the photon spectrum. Below ~ 25 keV, there is a strong decrease due to photoelectric absorption. For higher energies, the

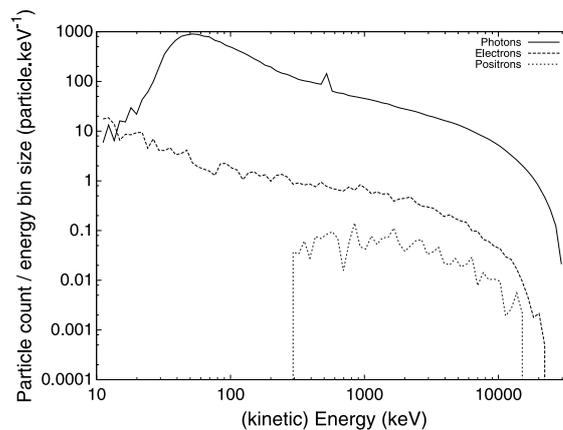


Figure 9. Photon, electron, and positron energy spectra for the simulation described in section 3. We consider only particles detected the first time. There is a scale factor of about 56 between electrons and photons and of about 10 between positrons and electrons. A 511 keV bump is presented, due to annihilation of positrons. The photon and electron energy spectra are in the same order of magnitude for energies below ~ 14 keV.

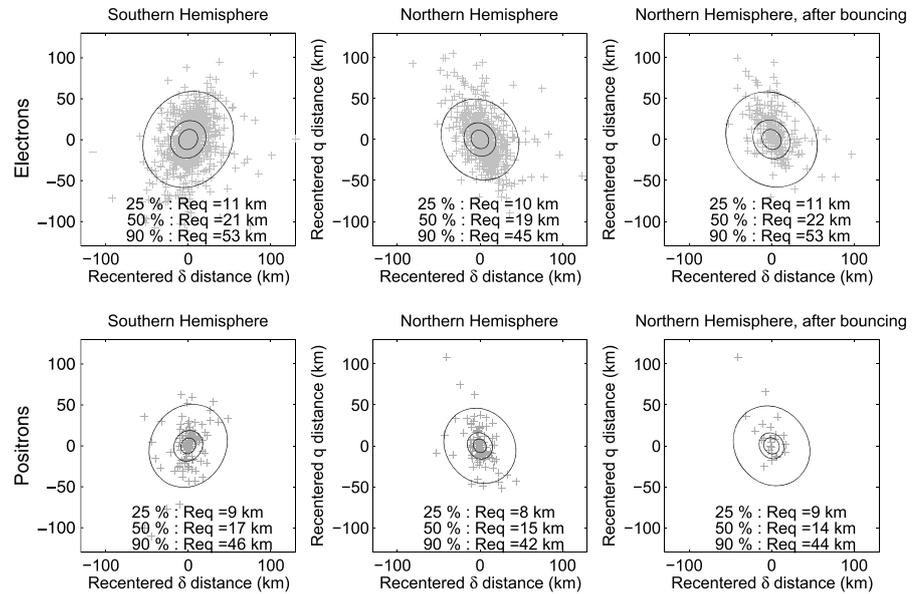


Figure 10. Positions of electrons and positrons crossing satellite altitude in the Northern and Southern Hemispheres (for number of detection ≤ 3). The distances labeled δ and q are calculated from longitude and latitudes (see section A4) and centered each time on the center of the considered beam. The ellipses contain, from smallest to largest, 25%, 50%, and 90% of the particles present in each square, and the equivalent radius of each ellipse (as defined in section 3.4) is given inside of each subplot.

spectrum increases and reaches a maximum at around 50 keV. Then, it decreases following roughly the shape of the Bremsstrahlung spectrum initially emitted. At around 511 keV, there is a small bump due to photons produced by positron annihilation. Note that the initial considered photon spectrum at 15 km has no 511 keV line; this feature is due to annihilation of positrons produced by the primary photon source.

Above 50 keV, the electron spectrum is similar to the photon spectrum but with a scale factor of about 56. Below 50 keV, there is no strong decrease in the electron spectrum, and it follows roughly the shape of the initial photon spectrum. The 511 keV bump is not present. Electron and photon spectra are within the same order of magnitude for energies below ~ 14 keV.

For positrons, the statistics is rather bad. The positron energy spectrum seems quite similar to the high-energy part (1 MeV to 10 MeV) of the electron spectrum. Indeed, positrons can only be produced by pair production, which produces (on average) more energetic leptons than other processes that can produce only electrons (Compton scattering, inelastic scattering, and photoelectric absorption).

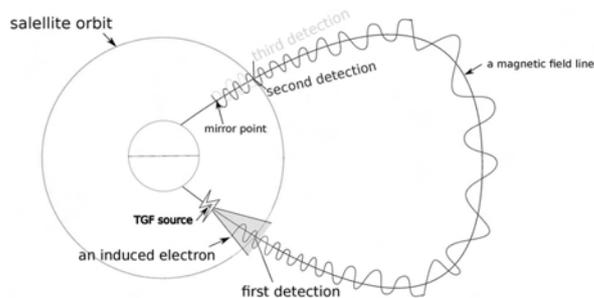


Figure 11. Sketch describing the geometry of an MC-PEPTITA simulation. The TGF source is made only of photons that can produce electrons that may escape and follow the presented trajectory and may be detected three times at satellite altitude. The three detections correspond to the three columns of Figure 10.

3.4. Spatial Distribution of Leptons

In Figure 10 we represent scatterplots of electrons and positrons reaching satellite altitude in both hemispheres, with the three columns corresponding to three detections. The geometry of the simulation is presented in Figure 11. The displayed δ and q distances are relative to the center of the electron or positron beam of a given hemisphere. The calculation of δ and q from geographical coordinates of the particles is explained in section A4.

For this simulation, the electron beam is following an average magnetic field line that intercepts the detection sphere (550 km altitude) in the Southern Hemisphere at -6.91° latitude and 32.4° longitude. At the intersection point, in the Southern Hemisphere and in ECEF coordinates (Figure 1), the magnetic field line has a tangent vector of about (0.58, 0.33, 0.74). The conjugate point in the Northern Hemisphere, at ground level, is located at 32.6° longitude and 29.7° latitude, which is quite close to the values presented in Briggs *et al.* [2011].

In Figure 10, the scatterplots can be enclosed by elliptic shapes. Indeed, the charged particles are roughly confined in a cylinder, within a small altitude interval. At the point where the particles cross the 550 km sphere (in the Southern Hemisphere), the angle between the magnetic field and a plane tangent to the sphere is about $\kappa = 30^\circ$ for the considered geometric configuration. A cylinder intersecting a plane with this relative angle will make an ellipse with an eccentricity of about $e = 0.5$. This effect is similar in the Southern Hemisphere. Ellipses containing 25%, 50%, and 90% of the particles are displayed in Figure 10, together with the value of their equivalent radius. An equivalent radius R_{eq} corresponds to the radius of the beam in a plane perpendicular to the magnetic field line. It can be deduced with $R_{\text{eq}} = a \times \cos(\kappa)$, where a is the semimajor axis of the ellipses displayed in Figure 10.

In the Southern Hemisphere, 50% of the electrons are included within $R_{\text{eq}} \sim 20$ km radial distance. The radius of this electron beam seems different from Dwyer *et al.* [2008], where most of the electrons and positrons reaching 500 km altitude are confined inside a circle of 10 km radius. We assume that, in this model, electrons are produced above 40 km, most of them within a scale height (of ~ 7 km), leading to beams with ~ 10 km radius. Electrons produced above 50–60 km may be present but are not discussed. In MC-PEPTITA, the interactions of electrons with the atmosphere is nonnegligible until ~ 100 km altitude, and the interactions of photons with the atmosphere has to be considered up to ~ 75 km. In Figure 7, we see that electrons reaching satellite altitude are still produced significantly by photons up to 75 km and by other electrons up to 100 km altitude, as discussed in section 3.2. Nevertheless, the differences between the beam sizes of the two models may be explained partially considering the following points:

1. The simulation presented in Dwyer *et al.* [2008] has a source altitude of 21 km (versus 15 km in this work).
2. Dwyer *et al.* [2008] probably uses initial photons coming from the relativistic feedback theory, which may have a narrower beaming than the one used here (equation (1)).
3. The detection limit is set to 500 km altitude in one case and 550 km in the other.
4. The magnetic field line in Dwyer *et al.* [2008] has a 50° tilt with respect to the detection plane, versus $\sim 30^\circ$ degrees in our case. Since the geomagnetic field models used by both codes are similar, the initial photon source is probably located at a different latitude.

Having larger electron beam radii than previously expected would imply that the TEB/TGF detection ratio of satellites (currently estimated to be about 1/100 [Dwyer *et al.*, 2012]) could be higher. More investigations should be done concerning this point.

Another important information is the bouncing ratio. In this simulation, $\sim 22\%$ of the electrons that reached a first time 550 km altitude in the Northern Hemisphere will bounce on the magnetic mirror point of the Northern Hemisphere: they can cross the detection plane a third time. The bouncing ratio goes down to about 19% for positrons, but the statistics are rather bad. A lower bouncing ratio could be explained considering the pitch angle (the angle between the direction of the particle and the magnetic field). Since they have higher energies, the positrons will be, on average, less deviated than electrons. Thus, the pitch angles of the positrons are, on average, lower than that of electrons; therefore, the altitude of the positron's mirror points may be lower, leading to a lower chance of bouncing.

4. Conclusions

MC-PEPTITA is a Monte Carlo model for the transport of photons, electrons, and positrons with energies above 10 keV. This code takes into account all secondary particles propagating the atmosphere and the geomagnetic field. It includes 11 processes (four for photons, three for electrons, and four for positrons) and uses mainly cross sections from Livermore data (EPDL and EEDL). The interactions are treated in a similar way that is presented in PENELOPE [Salvat *et al.*, 2011]. MC-PEPTITA has been validated by a test case comparison with GEANT4.

By using MC-PEPTITA in a configuration close to a realistic event (Fermi event number 091214), we discussed some features concerning the TGF particles at satellite altitude. The photons arriving at satellite altitude come mainly from the initial source (and may have Compton scattered a few times on the way), but secondary photons, due to Bremsstrahlung and positron annihilation, are important. The main production of secondary electrons reaching satellite altitude is located between 30 and 60 km. The electron beams are confined by the magnetic field, to beams of ~ 20 km radius, because the electrons still interact and can be produced significantly from 50 to 100 km altitude. Finally, the proportion of electrons mirroring at the magnetic conjugate point, given by MC-PEPTITA, is $\sim 22\%$ for this event.

The TARANIS mission [Lefevre *et al.*, 2009], with onboard the X-ray, Gamma-ray and Relativistic Electron experiment (XGRE) and Instrument Détecteurs d'Electrons Energétiques (IDEE) instruments, will have the ability to detect X/gamma rays and electrons from space, including information about the direction of the electrons. Using MC-PEPTITA and GEANT4 to reproduce TARANIS data will help to give constraints on the TGF source mechanism. TARANIS is expected to be launched in spring 2017.

MC-PEPTITA will be used to study other aspects of TGF and induced secondary photons, electrons, and positrons, in particular regarding the temporal distribution of particles that can be seen by a satellite and how it depends on the initial photon source properties. Another important study would be to investigate in which conditions a satellite can detect a positron ratio that can reach 20% or more and how this ratio is dependent on the properties of the initial photon source and on the satellite configuration.

Appendix A: Defining Useful Quantities

A1. Radial Distance

Consider a particle of position (x, y, z) that reached an altitude h_f . If the particles are centered around (λ_s, ϕ_s) , the radial distance d with respect to (λ_s, ϕ_s) and at the altitude h_f can be calculated with

$$d = (R_e + h_f) \arccos(\cos(\varphi)) \quad (\text{A1})$$

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} \cos(\phi_s) \cos(\lambda_s) \\ \sin(\phi_s) \cos(\lambda_s) \\ \sin(\lambda_s) \end{pmatrix} \quad (\text{A2})$$

$$n = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (\text{A3})$$

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{1}{n} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (\text{A4})$$

$$\cos(\varphi) = \mathbf{L} \cdot \hat{\mathbf{n}} \quad (\text{A5})$$

A2. Radial Distance Distribution

All the radial distances of the particles are d_n , with $n = 1, \dots, N$ being the particle index, and N the total number of detected particles. The radial distance bins are delimited with the values b_m , with $m = 1, \dots, M$ being the bin index, and M being the total number of bins. This binning is chosen using the Freedman-Diaconis rule [Freedman and Diaconis, 1981] from the d_n data set. The radial distance distribution D_j is then defined for each bin as

$$D_m = \frac{N(d_n \in [b_{m-1}, b_m])}{\pi b_m^2 - \pi b_{m-1}^2} \quad (\text{A6})$$

$N(d_i \in [b_{i-1}, b_i])$ being the number of particles with radial distances between b_{i-1} and b_i , ($\pi b_m^2 - \pi b_{m-1}^2$) is the surface of the halo delimited by radial distances b_{m-1} and b_m .

A3. Energy Spectrum Distribution

For the energies, the bin delimitation ϵ_k can be defined as well using the Freedman-Diaconis rule, $k = 1, \dots, K$ being the bin index and K being the total number of energy bins. The energy spectrum distribution is then defined as

$$P_k = \frac{N(\epsilon_k \in [\epsilon_{k-1}, \epsilon_k])}{\epsilon_k - \epsilon_{k-1}} \quad (\text{A7})$$

where e_n corresponds to all the energies of the particles reaching satellite altitude; n is the same as above. $N(e_i \in [\epsilon_{i-1}, \epsilon_i])$ is the number of particles with energies between ϵ_{i-1} and ϵ_i .

A4. q and δ Distances

The q and δ distances are calculated from the longitudes (ϕ_i) and latitudes (λ_i) of the particles crossing the 550 km altitude sphere. It represents the distances following the lines of constant longitude or constant latitude. The calculation is done with

$$q_i = \lambda_i \times (R_E + 550 \text{ km}) \quad (\text{A8})$$

$$\delta_i = \phi_i \times \cos(\lambda_i) \times (R_E + 550 \text{ km}) \quad (\text{A9})$$

where λ_i and ϕ_i are expressed in radians, and R_E is the radius of the Earth. Note that $q_i = 0$ at the equator and $\delta_i = 0$ at Greenwich meridian.

Acknowledgments

We would like to thank the CNES (Centre National d'Etudes Spatiales), the DGA (Direction Generale de l'Armement) for their financial support. We also want to thank the two anonymous reviewers for their recommendations and comments that helped to greatly improve this work. This work was granted access to the HPC resources of CALMIP supercomputing center under the allocation 2015-p1505. The data generated by the GEANT4 or MC-PEPTITA simulations presented in this work can be requested by emailing the corresponding author: david.sarria@irap.omp.eu.

Michael Balikhin thanks the reviewers for their assistance in evaluating this paper.

References

- Agostinelli, S., et al. (2003), GEANT4: A simulation toolkit, *Nucl. Instrum. Methods, A506*, 250–303, doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- Babich, L. P., E. N. Donskoy, I. M. Kutsyk, A. Y. Kudryavtsev, R. A. Roussel-Dupre, B. N. Shamraev, and E. M. D. Symbalitsy (2001), Comparison of relativistic runaway electron avalanche rates obtained from Monte Carlo simulations and kinetic equation solution, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, *29*, 430–438, doi:10.1109/27.928940.
- Briggs, M. S., et al. (2010), First results on terrestrial gamma ray flashes from the Fermi Gamma-ray Burst Monitor, *J. Geophys. Res.*, *115*, A07323, doi:10.1029/2009JA015242.
- Briggs, M. S., et al. (2011), Electron-positron beams from terrestrial lightning observed with Fermi GBM, *Geophys. Res. Lett.*, *38*, L02808, doi:10.1029/2010GL046259.
- Briggs, M. S., et al. (2013), Terrestrial gamma-ray flashes in the Fermi era: Improved observations and analysis methods, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 3805–3830, doi:10.1002/jgra.50205.
- Carlson, B. E., N. G. Lehtinen, and U. S. Inan (2007), Constraints on terrestrial gamma ray flash production from satellite observation, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L08809, doi:10.1029/2006GL029229.
- Carlson, B. E., N. G. Lehtinen, and U. S. Inan (2008), Runaway relativistic electron avalanche seeding in the Earth's atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *113*, A10307, doi:10.1029/2008JA013210.
- Carlson, B. E., N. G. Lehtinen, and U. S. Inan (2009), Observations of terrestrial gamma-ray flash electrons, in *Coupling of Thunderstorms and Lightning Discharges to Near-Earth Space: Proceedings of the Workshop, AIP Conf. Proc.*, vol. 1118, edited by N. B. Crosby, T.-Y. Huang, and M. J. Rycroft, pp. 84–91, Am. Inst. of Phys., Melville, New York, doi:10.1063/1.3137717.
- Carlson, B. E., N. G. Lehtinen, and U. S. Inan (2010), Terrestrial gamma ray flash production by active lightning leader channels, *J. Geophys. Res.*, *115*, A10324, doi:10.1029/2010JA015647.
- Carlson, B. E., T. Gjesteland, and N. Østgaard (2011), Terrestrial gamma-ray flash electron beam geometry, fluence, and detection frequency, *J. Geophys. Res.*, *116*, A11217, doi:10.1029/2011JA016812.
- Celestin, S., W. Xu, and V. P. Pasko (2012), Terrestrial gamma ray flashes with energies up to 100 MeV produced by nonequilibrium acceleration of electrons in lightning, *J. Geophys. Res.*, *117*, A05315, doi:10.1029/2012JA017535.
- Coleman, L. M., and J. R. Dwyer (2006), Propagation speed of runaway electron avalanches, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L11810, doi:10.1029/2006GL025863.
- Cullen, D. E., J. H. Hubbell, and L. Kissel (1997), Epd97: The evaluated photon data library, '97 version, UCRL-50400, Vol. 6, Rev. 5, 19 Sept. 1997, Lawrence Livermore Natl. Lab.
- Cummer, S. A., M. S. Briggs, J. R. Dwyer, S. Xiong, V. Connaughton, G. J. Fishman, G. Lu, F. Lyu, and R. Solanki (2014), The source altitude, electric current, and intrinsic brightness of terrestrial gamma ray flashes, *Geophys. Res. Lett.*, *41*, 8586–8593, doi:10.1002/2014GL02196.
- Dwyer, J. R. (2007), Relativistic breakdown in planetary atmospheres, *Phys. Plasmas*, *14*(4), 042901, doi:10.1063/1.2709652.
- Dwyer, J. R. (2008), Source mechanisms of terrestrial gamma-ray flashes, *J. Geophys. Res.*, *113*, D10103, doi:10.1029/2007JD009248.
- Dwyer, J. R. (2012), The relativistic feedback discharge model of terrestrial gamma ray flashes, *J. Geophys. Res.*, *117*, A02308, doi:10.1029/2011JA017160.
- Dwyer, J. R., and D. M. Smith (2005), A comparison between Monte Carlo simulations of runaway breakdown and terrestrial gamma-ray flash observations, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L22804, doi:10.1029/2005GL023848.
- Dwyer, J. R., B. W. Grefenstette, and D. M. Smith (2008), High-energy electron beams launched into space by thunderstorms, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L02815, doi:10.1029/2007GL032430.

- Dwyer, J. R., D. M. Smith, and S. A. Cummer (2012), High-energy atmospheric physics: Terrestrial gamma-ray flashes and related phenomena, *Space Sci. Rev.*, *173*, 133–196, doi:10.1007/s11214-012-9894-0.
- Finlay, C. C., et al. (2010), International geomagnetic reference field: The eleventh generation, *Geophys. J. Int.*, *183*, 1216–1230, doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04804.x.
- Fishman, G. J., et al. (1994), Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin, *Science*, *264*, 1313–1316, doi:10.1126/science.264.5163.1313.
- Freedman, D., and P. Diaconis (1981), On the histogram as a density estimator: L2 theory, *Z. Wahrscheinlichkeit.*, *57* (4), 453–476, doi:10.1007/BF01025868.
- Gjesteland, T., N. Østgaard, A. B. Collier, B. E. Carlson, M. B. Cohen, and N. G. Lehtinen (2011), Confining the angular distribution of terrestrial gamma ray flash emission, *J. Geophys. Res.*, *116*, A11313, doi:10.1029/2011JA016716.
- Gurevich, A. V., G. M. Milikh, and R. Roussel-Dupre (1992), Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm, *Phys. Lett. A*, *165*, 463–468, doi:10.1016/0375-9601(92)90348-P.
- Hazelton, B. J., B. W. Grefenstette, D. M. Smith, J. R. Dwyer, X.-M. Shao, S. A. Cummer, T. Chronis, E. H. Lay, and R. H. Holzworth (2009), Spectral dependence of terrestrial gamma-ray flashes on source distance, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L01108, doi:10.1029/2008GL035906.
- Kalos, M. H. (1986), *Monte Carlo Methods. Vol. 1: Basics*, Wiley, New York.
- Lefeuve, F., E. Blanc, and J. L. Pinçon (2009), TARANIS-A satellite project dedicated to the physics of TLEs and TGFs, in *Coupling Of Thunderstorms and Lightning Discharges to Near-Earth Space: Proceedings of the Workshop. AIP Conf. Proc.*, vol. 1118, edited by N. B. Crosby, T.-Y. Huang, and M. J. Rycroft, pp. 84–91, Am. Inst. of Phys., Melville, New York, doi:10.1063/1.3137711.
- Liu, N., and J. R. Dwyer (2013), Modeling terrestrial gamma ray flashes produced by relativistic feedback discharges, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 2359–2376, doi:10.1002/jgra.50232.
- Marisaldi, M., et al. (2010), Detection of terrestrial gamma ray flashes up to 40 MeV by the AGILE satellite, *J. Geophys. Res.*, *115*, A00E13, doi:10.1029/2009JA014502.
- Marisaldi, M., et al. (2011), AGILE observations of terrestrial gamma-ray flashes, ArXiv e-prints.
- Neubert, T., and ASIM Instrument Team (2009), ASIM—an Instrument Suite for the International Space Station, *AIP Conference Proceedings*, *1118*(1), 8–12, doi:10.1063/1.3137718.
- Østgaard, N., T. Gjesteland, J. Stadsnes, P. H. Connell, and B. Carlson (2008), Production altitude and time delays of the terrestrial gamma flashes: Revisiting the burst and transient source experiment spectra, *J. Geophys. Res.*, *113*, A02307, doi:10.1029/2007JA012618.
- Perkins, S. T., D. E. Cullen, and S. M. Seltzer (1991), Tables and graphs of electron-interaction cross sections from 10 eV to 100 GeV derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL), $Z = 1$ to 100, *Tech. Rep.*, Lawrence Livermore Natl. Lab., Calif.
- Picone, J. M., A. E. Hedin, D. P. Drob, and A. C. Aikin (2002), NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, *107*(A12), 1468, doi:10.1029/2002JA009430.
- Salvat, F., A. Jablonski, and C. J. Powell (2005), Elsepa–Dirac partial-wave calculation of elastic scattering of electrons and positrons by atoms, positive ions and molecules, *Comput. Phys. Commun.*, *165*(2), 157–190, doi:10.1016/j.cpc.2004.09.006.
- Salvat, F., J. M. Fernández-Varea, and J. Sempau (2011), *PENELOPE-2011: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*, OECD Nucl. Energy Agency, Issy-les-Moulineaux, France.
- Seltzer, S. M., and M. J. Berger (1986), Bremsstrahlung energy spectra from electrons with kinetic energy 1 keV–10 GeV incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atoms with $Z = 1–100$, *At. Data Nucl. Data Tables*, *35*, 345, doi:10.1016/0092-640X(86)90014-8.
- Skeltved, A. B., N. Østgaard, B. Carlson, T. Gjesteland, and S. Celestin (2014), Modeling the relativistic runaway electron avalanche and the feedback mechanism with geant4, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *119*, 9174–9191, doi:10.1002/2014JA020504.
- Smith, D. M., L. I. Lopez, R. P. Lin, and C. P. Barrington-Leigh (2005), Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV, *Science*, *307*, 1085–1088, doi:10.1126/science.1107466.
- Smith, D. M., et al. (2006), The anomalous terrestrial gamma-ray flash of 17 January 2004, *Eos Trans. AGU*, *87*(52), Fall Meet. Suppl., Abstract AE31A-1040.
- Smith, D. M., et al. (2011), The rarity of terrestrial gamma-ray flashes, *Geophys. Res. Lett.*, *38*, L08807, doi:10.1029/2011GL046875.
- Surkov, V. V., and M. Hayakawa (2012), Underlying mechanisms of transient luminous events: A review, *Ann. Geophys.*, *30*, 1185–1212, doi:10.5194/angeo-30-1185-2012.
- Williams, E., et al. (2006), Lightning flashes conducive to the production and escape of gamma radiation to space, *J. Geophys. Res.*, *111*, D16209, doi:10.1029/2005JD006447.
- Williams, E. R. (2010), Origin and context of C. T. R. Wilson's ideas on electron runaway in thunderclouds, *J. Geophys. Res.*, *115*, A00E50, doi:10.1029/2009JA014581.

Studying the Time Histogram of Leptons Produced During the Fermi 091214 Terrestrial Gamma-Ray Flash

D. Sarria,^{1,2} P.-L. Blelly,^{1,2} M. S. Briggs,^{3,4} F. Forme^{1,2}

Abstract.

Terrestrial Gamma ray Flashes are bursts of X/gamma photons, correlated to thunderstorms. By interacting with the atmosphere, the photons produce a substantial number of electrons and positrons. Some of these reach a sufficiently high altitude that their interactions with the atmosphere become negligible, and they are then guided by geomagnetic field lines, forming a Terrestrial Electron Beam. On 12/09/2009, the GBM instrument on-board the Fermi Space Telescope made a particularly interesting measurement of such an event.

To study this event in detail, we perform Monte-Carlo simulations and focus on the resulting time histograms. In agreement with previous work, we show that the histogram measured by Fermi GBM is reproducible from simulations by a wide range of possible photon sources. The shape of this time histogram is actually weakly dependent on the parameters of the initial TGF, and mostly dependent on the configuration of the geomagnetic field that the electrons pass through. Finally, we show that the time histogram can be decomposed into three populations of leptons, coming from the opposite hemisphere, and mirroring back to the satellite with or without interacting with the atmosphere, and that these can be clearly distinguished by their pitch angles.

1. Introduction

The Terrestrial Gamma Ray flashes (TGFs) are bursts of X and gamma rays associated with lightning, and detected mostly from space. TGFs were first presented by *Fishman et al.* [1994], using data from the BATSE experiment on-board the NASA's CGRO spacecraft. A few years after, TGFs were detected from space by RHESSI [*Smith et al.*, 2005], AGILE [*Marisaldi et al.*, 2014] and Fermi [*Briggs et al.*, 2010]. Space experiments dedicated to the study of TGFs, like ASIM (MXGS instrument) [*Neubert et al.*, 2006] or TARANIS (XGRE and IDEE instruments) [*Lefevre et al.*, 2009] are planned for the next years.

A comprehensive review of the high energy emissions associated with lightning is presented in *Dwyer et al.* [2012]. The production mechanism of TGFs may be explained by the relativistic feedback discharge model [*Dwyer*, 2012] or the cold runaway mechanism [*Moss et al.*, 2006; *Celestin et al.*, 2012; *Chanrion et al.*, 2014]. Observations of TGFs from space, together with their associations with radio emissions from ground, allowed to constrain some important properties. It is made of photons with a bremsstrahlung type energy spectrum of about 30 MeV maximum energy, with a duration between 10 μ s and 0.5 ms and its emission altitude should be located between 10 and 20 km [*Dwyer and Smith*, 2005; *Cummer et al.*, 2014]. It also leaves a fluence of ~ 1 photon/cm² at about 500 km altitude, which

requires $\gtrsim 10^{16}$ high energy photons to be produced at the source.

Once produced, these primary photons from the TGF interact with the atmosphere. As a result of these interactions, secondary electrons and positrons are produced, and a part of these particles can reach an altitude where they stop interacting significantly with the atmosphere. Their motion is then guided by the geomagnetic field, forming the so-called Terrestrial Electron Beams (TEBs) [*Dwyer et al.*, 2008]. Following field lines, TEBs can travel from an hemisphere to another, and can lead to "false TGF" detections (since they are due to electrons and not to X/gamma-rays), like the anomalous RHESSI TGF event [*Smith et al.*, 2006] detected above a desert. Such events are significantly longer than TGFs, with a typical duration > 1 ms. In some cases, due to the conservation of the first adiabatic invariant, a part of the electrons can mirror and go back to the satellite, leaving a specific signature of a dual pulse in the satellite measurement. Such events could be found in BATSE's data [*Dwyer et al.*, 2008] and later with Fermi GBM, particularly with the 091214 event [*Briggs et al.*, 2011]. This event has 1735 counts, about four times more than the other TEB events recorded, making it a perfect candidate for simulations.

For this study, we performed Monte-Carlo simulations, using the MC-PEPTITA model (Monte-Carlo Photon Electron Positron Tracking In Terrestrial Atmosphere), detailed in [*Sarria et al.*, 2015]. First, we discuss the initial conditions of the simulations and define a "standard" TGF case. Then we compare the TEB time histogram that has been detected by Fermi GBM with simulations, and show what are the effects of changing some initial settings of the TGF. Finally we show how this time histogram can be decomposed by looking at the pitch angles of the leptons.

2. Initial Conditions

A simulation is started with a given number of photons N_p . In a real TGF, in order to have about 1 photon/cm² at satellite altitude, it is estimated that $\gtrsim 10^{16}$ high energy photons have to be produced at the source. This quantity

¹Universite de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, Toulouse, France.

²CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, F-31028 Toulouse cedex 4, France.

³CSPAR, University of Alabama in Huntsville, Huntsville, Alabama, USA.

⁴Department of Space Sciences, University of Alabama in Huntsville, Huntsville, Alabama, USA.

is not reachable in simulations in a reasonable amount of time. The simulations presented here with $N_p = 10^8$ have enough statistics to build the needed distributions with low noise. The altitude where the TGF's Bremsstrahlung photons are produced is set to $h = 15$ km for the standard case, and the latitude λ and longitude ϕ are always set to -13.0° and $\phi = 32.0^\circ$, respectively. Following *Carlson et al.* [2011], the angle distribution of the photon beam is assumed to be centered around the zenith, following a normal distribution that has a σ_θ parameter, set to 35° for the standard case. Let E be the energy of a primary photon. We define a standard TGF spectrum with an energy distribution function $P(E) \propto 1/E \exp(-E/\epsilon)$, where ϵ is the cut-off energy with a value set to 7.3 MeV. It makes this spectrum reasonably close to the exact spectrum [*Dwyer et al.*, 2012]. The threshold energy is set to 10 keV and the maximum energy to 30 MeV.

The Relativistic Feedback Discharge Model (RFD) [*Dwyer*, 2012] gives time distributions of the primary photons that are roughly symmetrical (the rise time is close to the fall time) for all pulse duration. We make the simple assumption that it is a normal distribution, with a standard deviation parameter σ_{TGF} . A value of 0.15 ms fits the typical TGF lightcurve shown in *Dwyer* [2012], and is used for the standard case.

In the simulations, the status (energy, position, velocity) of each electron is saved when it crosses 565 km altitude, downward or upward. In the example of the Fermi 091214 event, the simulation shows that the center of the electron beam crosses the detection altitude at two positions: $(\lambda = -8.46^\circ, \phi = 31.7^\circ)$ and $(\lambda = 25.5^\circ, \phi = 31.4^\circ)$. The second value is very close to the actual position of Fermi $(\lambda = 25.34^\circ, \phi = 31.42^\circ)$. All the electron and positrons distributions that are discussed hereafter are built considering only the particles in the northern hemisphere, with a radial distance lower than 50 km from the center of the beam.

3. Basic comparison

Figure 1 shows the time distribution of the electrons and positrons reaching the satellite altitude in the northern hemisphere. We compare the simulated data (blue curve for electrons and green curve for positrons) with the measurement made by Fermi GBM (shown as a the black curve, reproduced from [*Briggs et al.*, 2011]).

A simple model using three parameters (a time shift $t_s = -19.2$ ms, a scale factor $A = 1/62.9$, and a constant background rate $b = 9$ counts per 0.5 ms) is applied for the simulated time histograms to match the Fermi histogram. The two histograms fit accurately, with a coefficient of determination $r^2 = 0.92$. This is similar to the result of the simulation done by *Dwyer et al.*, that is also presented in [*Briggs et al.*, 2011], and reproduced in figure 1 (magenta curve). This confirms independently that this time histogram is due to electrons that are coming to the satellite from the southern hemisphere (for the first pulse between 0 ms and 12 ms) with a part that is then bouncing on a magnetic mirror point and reaching the satellite a second time (for the second pulse between 21 and 27 ms). The positron histogram is very similar to the electron histogram, but with a scale factor in the number of counts of $A_p = 8$.

Nevertheless, care should be taken with such a comparison, since the histogram for the Fermi GBM data shows the detected counts not corrected for the detection response to the incident flux, whereas simulations give the physical flux of leptons. This should not significantly change this basic comparison between simulations and real data, but it should be taken into account if one wants to undertake a more precise comparison.

In the next section, we explore what are the possible ranges of parameters of the TGF that still give time histograms similar to the simulation described in this section, with the baseline standard parameters.

4. Effects of different TGF sources

Figure 2 shows the time histogram made from the leptons reaching satellite altitude in the northern hemisphere, but with variations of some parameters from the standard TGF described in section 2. The time bins are extended to 2 ms, to reduce the statistical noise. The data constituting each time histogram, each resulting from a simulation with a change of parameter, are compared with a baseline simulation resulting from the standard parameters. For this comparison, we use a two-sample Kolmogorov-Smirnov test [*Pearson et al.*, 1954], that permits to calculate a corresponding p-value, with a significance level set to 5 %. The assumed null hypothesis of this test is that the data making the two time histograms that are compared come from the same continuous distribution, i.e. the effect of the change of a given parameter can be neglected. A p-value lower than 0.05 means that this null hypothesis should be rejected. A p-value greater than 0.1 indicates that the null hypothesis has no reason to be rejected. A p-value of 1 is obtained if we compare the same two data sets.

In figure 2.a., the altitude where the TGF's photons are produced is tested at 12, 18 and 21 km. A source at 12 km altitude gives a p-value of 0.048, which is slightly under the rejection threshold. Photon productions altitudes set to 18 km and 21 km give p-values of 0.444 and 0.014 respectively. Therefore the statistical test indicates that, by looking to this time distribution only, source altitudes between 12 and 18 km cannot be significantly distinguished from an altitude of 15 km, but a source at 21 km or below 12 km gives significant differences. It is worth mentioning that the current understanding about TGFs seems to favour sources altitudes below 15 km [*Cummer et al.*, 2014].

In figure 2.b., the σ_θ parameter of the beaming angle of the TGF photon source is varied to 10° , 15° , 20° , 35° , 47° and 60° . Values of σ_θ between 20° and 60° give p-values well above 0.1, thus they do not result in significant changes in the time histogram. A source with $\sigma_\theta = 15^\circ$ or less gives p-values below 0.05. Therefore TGF sources with half opening angles between $\approx 20^\circ$ and 60° are not distinguishable by looking only to this electron time histogram.

In figure 2.c., the energy spectrum of the photon source is changed. The standard case is described in section 2. The AGILE case uses an initial photon source that results in a photon spectrum, at satellite altitude, that is similar to the cumulative spectrum seen in the AGILE data, consisting on a broken power-law with energies up to 100 MeV [*Tavani et al.*, 2011]. The 'no-cut-off' case uses a simple $\propto 1/E$ energy spectrum with energies up to 30 MeV. For the two cases, the null hypothesis is never rejected, since the corresponding p-values are greater than 0.1. Therefore the TEB time histogram, in the 091214 case, is very weakly dependent on the spectral shape of the initial TGF.

The time histograms of figure 2.d. result from initial photon sources with values of σ_{TGF} of 1 μ s, 0.05 ms, 0.15 ms and 0.6 ms. Compared to the standard case, where $\sigma_{TGF} = 0.15$ ms, the statistical test gives p-values always greater than 0.1. Therefore, this TEB time histogram is very weakly dependant on the duration of the TGF that is responsible of it. Using a TGF arbitrarily shorter than 1 μ s would lead to the same result. Actually the scale of time delays and scatterings of the TEB leptons that are to travelling though the atmosphere and then along the magnetic field lines (all with a different status once escaping the atmosphere) are of the order of 10 – 20 ms, which is much larger than the values used for σ_{TGF} .

5. Pitch angle decomposition

Let v be the magnitude of the velocity vector of a lepton, which is constant when the lepton is not interacting with the atmosphere, because of energy conservation. Let v_{\parallel} be the part of it that is parallel to its local geomagnetic field. The pitch angle α of a lepton is defined as the angle between its velocity vector and the local magnetic field direction vector. Figure 3.a. and 3.b. show the time distribution of leptons crossing satellite altitude in the northern hemisphere. In the following, we use the same definitions of the normal and log-normal distributions that are presented in [Briggs *et al.*, 2010], as well as a Poisson log-likelihood minimization to find the best fits.

Figure 3.a. shows the time distribution of the leptons that are coming from the southern hemisphere, and is equivalent to having pitch angles α between 0° and 90° . The time distribution of the leptons of figure 3.a. can be very well fit with a log-normal distribution (red curve). This fit gives a coefficient of determination $r^2 = 0.99$. This log-normal time distribution is due to differences in pitch angles α of the leptons when they escape the atmosphere. Actually, all the leptons will follow very similar magnetic field lines, but the ones with the lowest starting pitch angles will have the highest v_{\parallel} (still in the case where $\alpha < 90^{\circ}$). The two quantities are linked with $v_{\parallel} = v \cos(\alpha)$ and α increases along the trajectory of the lepton, in order to conserve the first adiabatic invariant. At satellite altitude, the average value of v is $\approx 0.98c$ and the average value of v_{\parallel} is $\approx 0.5c$.

The time distribution of figure 3.b. can be split into two contributions. From about 5 to 21 ms, we see that the distribution can be very well fit using a normal distribution. The population located from about 21 to 27 ms (also called 'the second pulse') can be well fit by a mirrored log-normal distribution. This model fits very well the data since its overall coefficient of determination is $r^2 = 0.98$. These two sub-populations of leptons can be easily separated with their pitch angles, as shown by figure 3.c. There is a clear difference between the leptons above and below $\alpha \approx 120^{\circ}$. Actually, a pitch angle of about 120° at this position ($h = 565$ km, $\lambda = 25.5^{\circ}$, $\phi = 31.4^{\circ}$) corresponds to electrons that had a mirroring altitude of about 100 km, the altitude above which the interactions with the atmosphere occur so infrequently that they become negligible. Therefore, we define 100 km as the limit of the atmosphere in this context. Below $\approx 120^{\circ}$, the distribution is weakly spread, and corresponds to the leptons that had a pitch angle between $\approx 60^{\circ}$ and 90° and came back to satellite's altitude after mirroring, without interacting significantly with the atmosphere. Indeed, figure 3.c. shows that the number of leptons between 60° and 90° is similar to the number between 90 and $\approx 120^{\circ}$, each representing $\approx 11\%$ of the total count. All the leptons that are coming to the satellite with pitch angles below $\approx 60^{\circ}$ were inside the loss cone (the range of angles where the particles have mirroring altitudes inside the atmosphere), but not all of them are lost. A portion ($\approx 8\%$ of the total count) can mirror back to satellite altitude. These leptons interacted weakly enough with the atmosphere (otherwise they would have lost too much energy and have fallen below the threshold energy of 10 keV), but strongly enough to be scattered back outside the atmosphere. Random interactions with the atmosphere result in random time delays, so that the overall resulting time distribution of this population, seen at satellite altitude, has approximately a normal shape.

6. Conclusions

We performed MC-PEPTITA simulations of the Fermi 091214 TGF/TEB event, supposing an initial TGF formed by a photons source, defined with relevant parameters for its position, energy spectrum, beaming, and time distribution. The time histogram detected by Fermi is shown to be accurately reproducible from simulations by photons sources with a wide range of possible properties, including:

1. Standard or AGILE type energy spectra.
2. Photon source altitudes ranging from 12 to 18 kilometers.
3. Beaming angles from 20 to 60 degrees.
4. TGF photon pulses ranging from an arbitrarily small duration, to slightly more than 0.6 ms.

Actually, in the opposite hemisphere from the TGF source, the shape of this time histogram results mostly from the shape of the geomagnetic field that is guiding the leptons, and their pitch angle distribution once they escape the atmosphere.

Then, we showed that this time histogram can be decomposed into three populations. The first population, coming directly from the hemisphere where the TGF was originally emitted, has pitch angles between 0° and 90° and has a log-normal time distribution. The leptons that are going back to the satellite altitude after mirroring have pitch angles between 90° and 180° , and can be decomposed into two population: the leptons that have significantly interacted with the atmosphere and the leptons that did not. If they interacted, their pitch angles are between $\approx 120^{\circ}$ and 180° , and their lightcurve can be well represented by a normal distribution. If they did not, their pitch angles are between 90° and $\approx 120^{\circ}$ and their time distribution can be well represented with a mirrored log-normal distribution. The TARANIS satellite, with the IDEE instrument, will have the ability to measure the pitch angle distribution of the electrons, and should provide reliable information about these properties.

This study is focused on the time histogram of the Fermi 091214 TGF/TEB event, but Fermi GBM also recorded the associated energy spectrum, that permitted to estimate the positron fraction that compose the TEB [Briggs *et al.*, 2011]. These two features may be useful to give more information about the possible properties of the TGF that produced this TEB event, and will be studied in detail in a future work.

Acknowledgments. We would like to thank the CNES (Centre National d'Etudes Spatiales), the DGA (Direction Generale de l'Armement) for their financial support.

This work was granted access to the HPC resources of CALMIP supercomputing center under the allocation 2015-p1505.

The data generated by the MC-PEPTITA simulations presented in this work can be requested by emailing the corresponding author: david.sarria@irap.omp.eu.

References

- Briggs, M. S., G. J. Fishman, V. Connaughton, P. N. Bhat, W. S. Paciasas, R. D. Preece, C. Wilson-Hodge, V. L. Chaplin, R. M. Kippen, A. von Kienlin, C. A. Meegan, E. Bissaldi, J. R. Dwyer, D. M. Smith, R. H. Holzworth, J. E. Grove, and A. Chekhtman (2010), First results on terrestrial gamma ray flashes from the Fermi Gamma-ray Burst Monitor, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *115*, A07323, doi:10.1029/2009JA015242.
- Briggs, M. S., V. Connaughton, C. Wilson-Hodge, R. D. Preece, G. J. Fishman, R. M. Kippen, P. N. Bhat, W. S. Paciasas, V. L. Chaplin, C. A. Meegan, A. von Kienlin, J. Greiner, J. R. Dwyer, and D. M. Smith (2011), Electron-positron beams from terrestrial lightning observed with Fermi GBM, *Geophys. Res. Lett.*, *38*, L02808, doi:10.1029/2010GL046259.
- Carlson, B. E., T. Gjesteland, and N. Østgaard (2011), Terrestrial gamma-ray flash electron beam geometry, fluence, and detection frequency, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *116*, A11217, doi:10.1029/2011JA016812.

- Celestin, S., W. Xu, and V. P. Pasko (2012), Terrestrial gamma ray flashes with energies up to 100 MeV produced by nonequilibrium acceleration of electrons in lightning, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *117*, A05315, doi:10.1029/2012JA017535.
- Chanrion, O., Z. Bonaventura, D. Çinar, A. Bourdon, and T. Neubert (2014), Runaway electrons from a "beam-bulk" model of streamer: application to TGFs, *Environmental Research Letters*, *9*(5), 055003, doi:10.1088/1748-9326/9/5/055003.
- Cummer, S. A., M. S. Briggs, J. R. Dwyer, S. Xiong, V. Connaughton, G. J. Fishman, G. Lu, F. Lyu, and R. Solanki (2014), The source altitude, electric current, and intrinsic brightness of terrestrial gamma ray flashes, *Geophysical Research Letters*, pp. n/a–n/a, doi:10.1002/2014GL02196.
- Dwyer, J. R. (2012), The relativistic feedback discharge model of terrestrial gamma ray flashes, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *117*, A02308, doi:10.1029/2011JA017160.
- Dwyer, J. R., and D. M. Smith (2005), A comparison between Monte Carlo simulations of runaway breakdown and terrestrial gamma-ray flash observations, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L22804, doi:10.1029/2005GL023848.
- Dwyer, J. R., B. W. Grefenstette, and D. M. Smith (2008), High-energy electron beams launched into space by thunderstorms, *Geophysical Research Letters*, *35*(2), n/a–n/a, doi:10.1029/2007GL032430.
- Dwyer, J. R., D. M. Smith, and S. A. Cummer (2012), High-Energy Atmospheric Physics: Terrestrial Gamma-Ray Flashes and Related Phenomena, *ssr*, *173*, 133–196, doi:10.1007/s11214-012-9894-0.
- Fishman, G. J., P. N. Bhat, R. Mallozzi, J. M. Horack, T. Koshut, C. Kouveliotou, G. N. Pendleton, C. A. Meegan, R. B. Wilson, W. S. Paciesas, S. J. Goodman, and H. J. Christian (1994), Discovery of Intense Gamma-Ray Flashes of Atmospheric Origin, *Science*, *264*, 1313–1316, doi:10.1126/science.264.5163.1313.
- Lefeuivre, F., E. Blanc, and J. L. Pinçon (2009), TARANIS-a Satellite Project Dedicated to the Physics of TLEs and TGFs, in *American Institute of Physics Conference Series, American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1118, pp. 3–7, doi:10.1063/1.3137711.
- Marisaldi, M., F. Fuschino, C. Pittori, F. Verrecchia, P. Giommi, M. Tavani, S. Dietrich, C. Price, A. Argan, C. Labanti, M. Galli, F. Longo, E. Del Monte, G. Barbiellini, A. Giuliani, A. Bulgarelli, F. Gianotti, M. Trifoglio, and A. Trois (2014), The first AGILE low-energy (≤ 30 MeV) Terrestrial Gamma-ray Flashes catalog, in *EGU General Assembly Conference Abstracts, EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 16, p. 11326.
- Moss, G. D., V. P. Pasko, N. Liu, and G. Veronis (2006), Monte Carlo model for analysis of thermal runaway electrons in streamer tips in transient luminous events and streamer zones of lightning leaders, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *111*, A02307, doi:10.1029/2005JA011350.
- Neubert, T., I. Kuvvetli, C. Budtz-Jørgensen, N. Østgaard, V. Reglero, and N. Arnold (2006), The atmosphere-space interactions monitor (ASIM) for the international space station, in *Proceedings of the ILWS Workshop*, edited by N. Gopalswamy and A. Bhattacharyya, p. 448.
- Pearson, E. S., K. Pearson, and H. O. Hartley (1954), *Biometrika tables for statisticians*.
- Sarría, D., P.-L. Brelly, and F. Forme (2015), Mc-peptita: a monte carlo model for photon, electron and positron tracking in terrestrial atmosphere. application for a terrestrial gamma-ray flash, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, pp. n/a–n/a, doi:10.1002/2014JA020695, 2014JA020695.
- Smith, D. M., L. I. Lopez, R. P. Lin, and C. P. Barrington-Leigh (2005), Terrestrial Gamma-Ray Flashes Observed up to 20 MeV, *Science*, *307*, 1085–1088, doi:10.1126/science.1107466.
- Smith, D. M., B. W. Grefenstette, M. Splitt, S. M. Lazarus, H. K. Rassoul, L. M. Coleman, J. R. Dwyer, E. H. Lay, R. H. Holzworth, M. B. Cohen, R. Said, U. S. Inan, T. G. Chronis, and Y. Takahashi (2006), The Anomalous Terrestrial Gamma-ray Flash of 17 January 2004, *AGU Fall Meeting Abstracts*, p. A1040.
- Tavani, M., M. Marisaldi, C. Labanti, F. Fuschino, A. Argan, A. Trois, P. Giommi, S. Colafrancesco, C. Pittori, F. Palma, M. Trifoglio, F. Gianotti, A. Bulgarelli, V. Vittorini, F. Verrecchia, L. Salotti, G. Barbiellini, P. Caraveo, P. W. Cattaneo, A. Chen, T. Contessi, E. Costa, F. D'Ammando, E. Del Monte, G. De Paris, G. Di Cocco, G. Di Persio, I. Donnarumma, Y. Evangelista, M. Feroci, A. Ferrari, M. Galli, A. Giuliani, M. Giusti, I. Lapshov, F. Lazzarotto, P. Lipari, F. Longo, S. Mereghetti, E. Morelli, E. Moretti, A. Morselli, L. Pacciani, A. Pellizzoni, F. Perotti, G. Piano, P. Picozza, M. Pilia, G. Pucella, M. Prest, M. Rapisarda, A. Rappoldi, E. Rossi, A. Rubini, S. Sabatini, E. Scalise, P. Soffitta, E. Striani, E. Vallazza, S. Vercellone, A. Zambra, and D. Zanello (2011), Terrestrial gamma-ray flashes as powerful particle accelerators, *Phys. Rev. Lett.*, *106*, 018,501, doi:10.1103/PhysRevLett.106.018501.

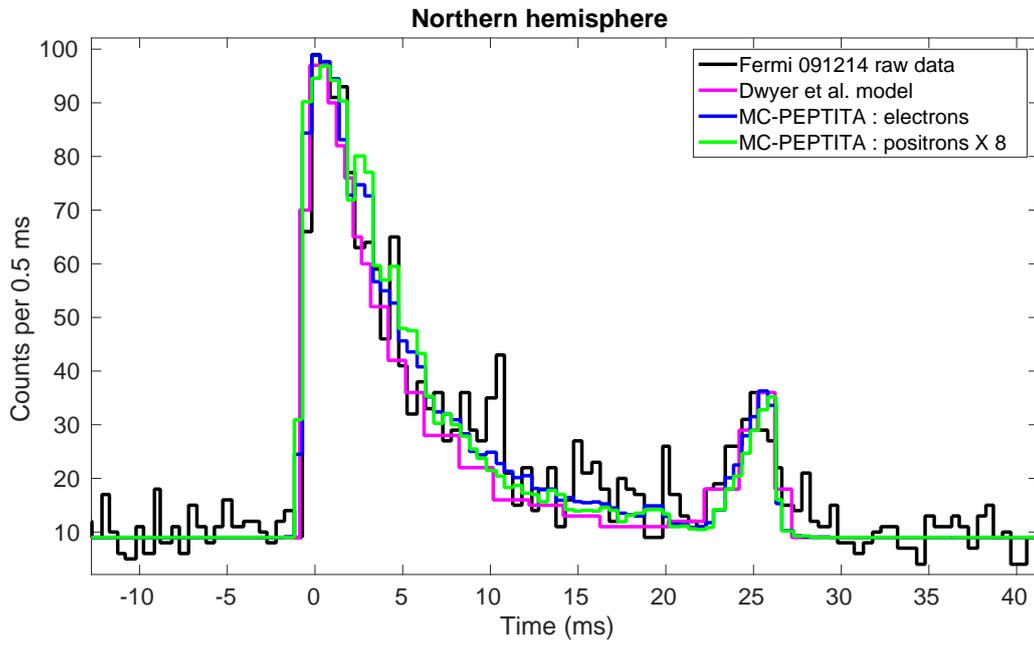


Figure 1. Time histogram of the Fermi 091214 event. Comparison between the data from Fermi GBM, and the simulations of Dwyer et al. (both extracted from *Briggs et al.* [2011]) and our MC-PEPTITA simulations (for electrons and positron). The counts for the positron histogram are multiplied by 8.

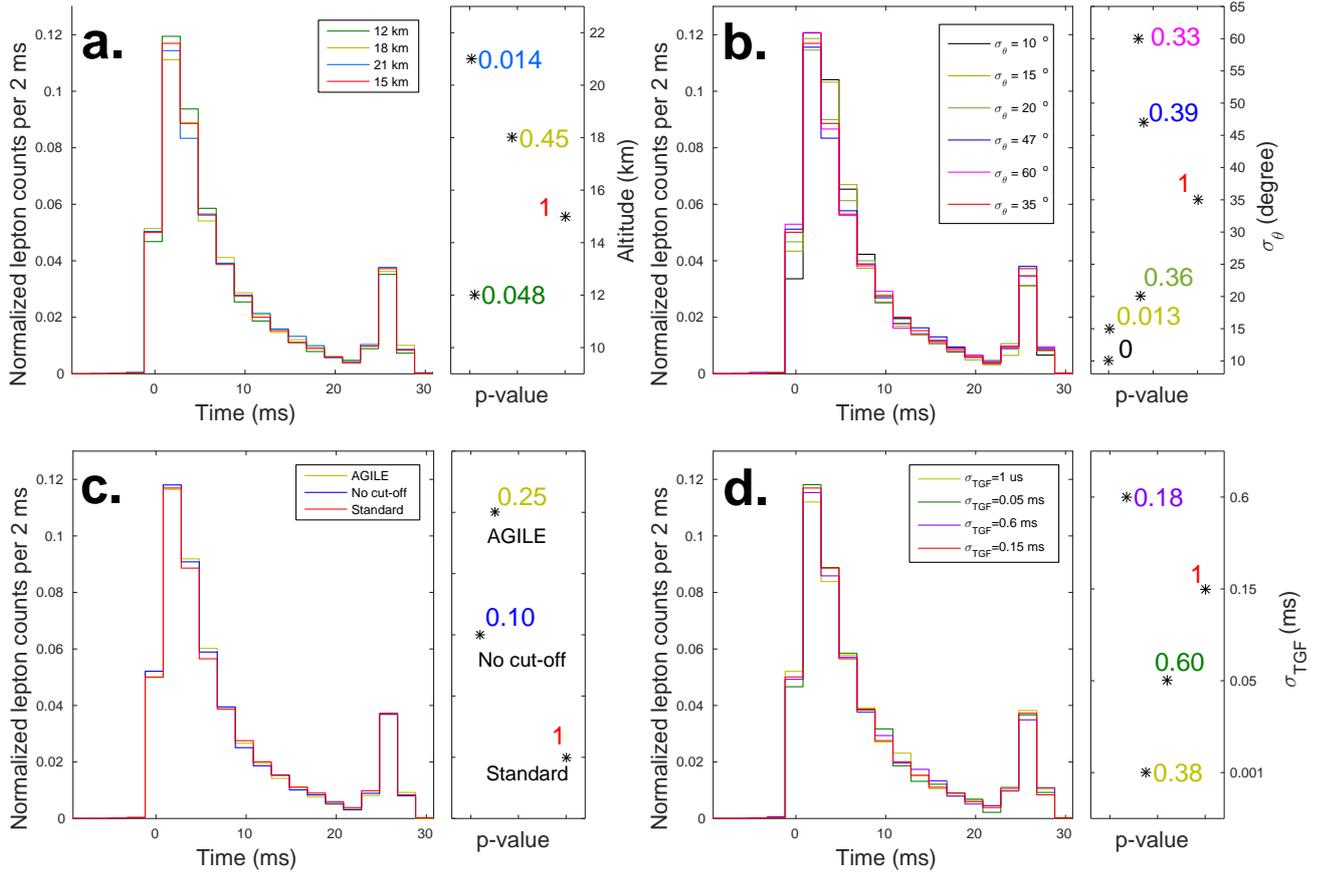


Figure 2. Simulated time histograms of the Fermi 091214 event, considering different changes on some parameters of the supposed production point of TGF photons : altitude (**a.**), beaming angle (**b.**), energy spectrum (**c.**) and time distribution (**d.**). For each case, p-values are given, that indicates the level of similarities between the simulated data sets, with respect to the standard case (always displayed in red).

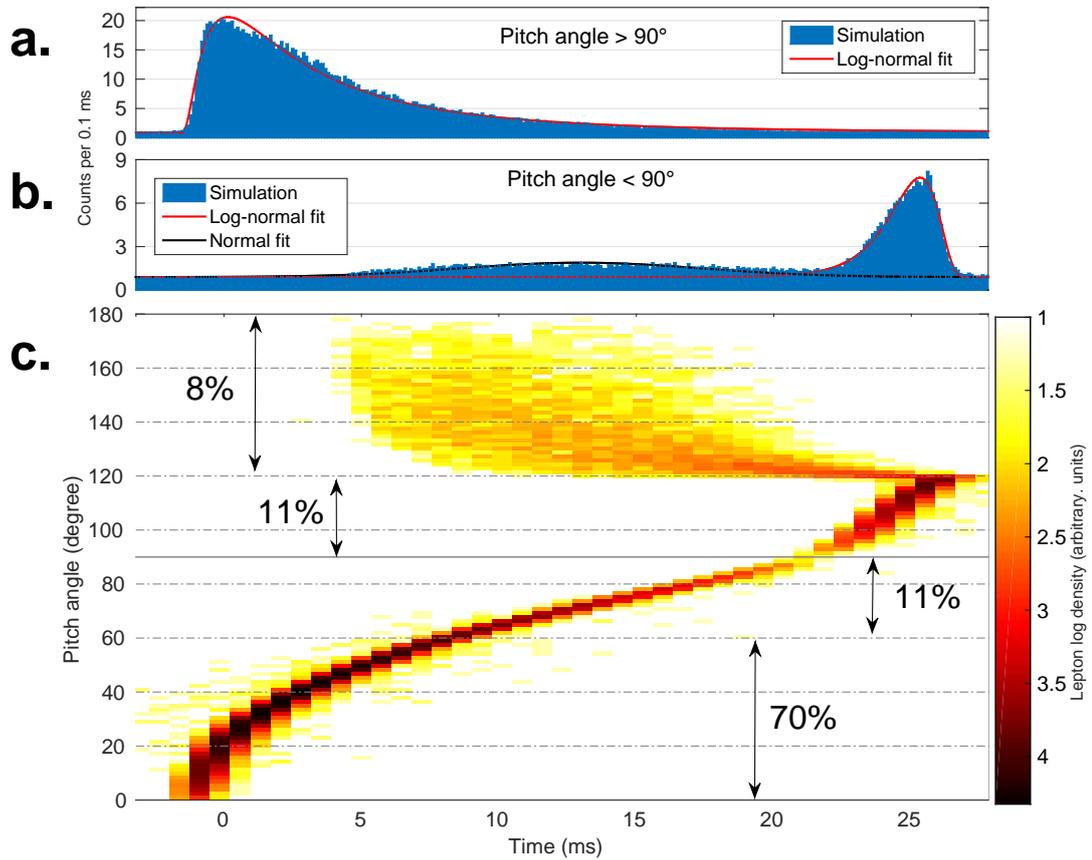


Figure 3. Time and pitch angles distributions for leptons in the northern hemisphere, crossing the altitude of the satellite. The time scale (x-axis) is shared by the three sub-figures. Leptons coming to the satellite from the southern hemisphere will have a pitch angle between 0° and 90° , whereas leptons coming back after mirroring will have pitch angles between 90° and 180° .

a. Simulated time history, only for leptons with pitch angles $> 90^\circ$. The red curve is a log-normal fit. **b.** Simulated time history, only for leptons with pitch angles $< 90^\circ$. The red curve is a log-normal fit, and the black curve is a normal fit. **c.** Density distribution of pitch angle versus time. The fractions of the total number of leptons included inside some pitch angle ranges are given.

Bibliographie

- Abarca, S. F., K. L. Corbosiero, and T. J. Galarneau (2010), An evaluation of the Worldwide Lightning Location Network (WWLLN) using the National Lightning Detection Network (NLDN) as ground truth, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *115*, D18206, doi : 10.1029/2009JD013411.
- Agostinelli, S., et al. (2003), GEANT4 : A simulation toolkit, *Nucl. Instrum. Meth.*, *A506*, 250–303, doi :10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- Baró, J., M. Roteta, J. M. Fernández-Varea, and F. Salvat (1994), Analytical cross sections for Monte Carlo simulation of photon transport, *Radiation Physics and Chemistry*, *44*, 531–552, doi :10.1016/0969-806X(94)90053-1.
- Briggs, M. S., G. J. Fishman, V. Connaughton, P. N. Bhat, W. S. Paciesas, R. D. Preece, C. Wilson-Hodge, V. L. Chaplin, R. M. Kippen, A. von Kienlin, C. A. Meegan, E. Bissaldi, J. R. Dwyer, D. M. Smith, R. H. Holzworth, J. E. Grove, and A. Chekhtman (2010), First results on terrestrial gamma ray flashes from the Fermi Gamma-ray Burst Monitor, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *115*, A07323, doi :10.1029/2009JA015242.
- Briggs, M. S., V. Connaughton, C. Wilson-Hodge, R. D. Preece, G. J. Fishman, R. M. Kippen, P. N. Bhat, W. S. Paciesas, V. L. Chaplin, C. A. Meegan, A. von Kienlin, J. Greiner, J. R. Dwyer, and D. M. Smith (2011), Electron-positron beams from terrestrial lightning observed with fermi gbm, *Geophysical Research Letters*, *38*(2), n/a–n/a, doi :10.1029/2010GL046259.
- Briggs, M. S., S. Xiong, V. Connaughton, D. Tierney, G. Fitzpatrick, S. Foley, J. E. Grove, A. Chekhtman, M. Gibby, G. J. Fishman, S. McBreen, V. L. Chaplin, S. Guiriec, E. Layden, P. N. Bhat, M. Hughes, J. Greiner, A. Kienlin, R. M. Kippen, C. A. Meegan, W. S. Paciesas, R. D. Preece, C. Wilson-Hodge, R. H. Holzworth, and M. L. Hutchins (2013), Terrestrial gamma-ray flashes in the Fermi era : Improved observations and analysis methods, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *118*, 3805–3830, doi :10.1002/jgra.50205.
- Briggs, M. S., V. Connaughton, M. Stanbro, B. Zhang, N. Bhat, G. Fishman, O. Roberts, G. Fitzpatrick, S. McBreen, J. E. Grove, and A. Chekhtman (2014), The First Fermi Gamma-ray Burst Monitor (GBM) Terrestrial Gamma-ray Flash (TGF) Catalog, *AGU Fall Meeting Abstracts*, p. A417.
- Carlson, B. (2009), Terrestrial gamma-ray flash production by lightning, Master’s thesis.
- Carlson, B. E., N. G. Lehtinen, and U. S. Inan (2007), Constraints on terrestrial gamma ray flash production from satellite observation, *grl*, *34*, L08809, doi :10.1029/2006GL029229.
- Carlson, B. E., N. G. Lehtinen, and U. S. Inan (2009), Terrestrial gamma ray flash production by lightning current pulses, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *114*, A00E08, doi :10.1029/2009JA014531.

- Carlson, B. E., N. G. Lehtinen, and U. S. Inan (2010), Terrestrial gamma ray flash production by active lightning leader channels, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *115*, A10324, doi :10.1029/2010JA015647.
- Carlson, B. E., T. Gjesteland, and N. Østgaard (2011), Terrestrial gamma-ray flash electron beam geometry, fluence, and detection frequency, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *116*, A11217, doi :10.1029/2011JA016812.
- Celestin, S., and V. P. Pasko (2011), Energy and fluxes of thermal runaway electrons produced by exponential growth of streamers during the stepping of lightning leaders and in transient luminous events, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *116*, A03315, doi :10.1029/2010JA016260.
- Celestin, S., W. Xu, and V. P. Pasko (2012), Terrestrial gamma ray flashes with energies up to 100 MeV produced by nonequilibrium acceleration of electrons in lightning, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *117*, A05315, doi :10.1029/2012JA017535.
- Chanrion, O., Z. Bonaventura, D. Çinar, A. Bourdon, and T. Neubert (2014), Runaway electrons from a 'beam-bulk' model of streamer : application to TGFs, *Environmental Research Letters*, *9*(5), 055003, doi :10.1088/1748-9326/9/5/055003.
- Chapman, S., and T. G. Cowling (1970), *The mathematical theory of non-uniform gases. an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction and diffusion in gases.*
- Cohen, M. B., U. S. Inan, R. K. Said, and T. Gjestland (2010), Geolocation of terrestrial gamma-ray flash source lightning, *grl*, *37*, L02801, doi :10.1029/2009GL041753.
- Coleman, L. M., and J. R. Dwyer (2006), Propagation speed of runaway electron avalanches, *grl*, *33*, L11810, doi :10.1029/2006GL025863.
- Connaughton, V., M. S. Briggs, R. H. Holzworth, M. L. Hutchins, G. J. Fishman, C. A. Wilson-Hodge, V. L. Chaplin, P. N. Bhat, J. Greiner, A. von Kienlin, R. M. Kippen, C. A. Meegan, W. S. Paciasas, R. D. Preece, E. Cramer, J. R. Dwyer, and D. M. Smith (2010), Associations between Fermi Gamma-ray Burst Monitor terrestrial gamma ray flashes and sferics from the World Wide Lightning Location Network, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *115*, A12307, doi :10.1029/2010JA015681.
- Connaughton, V., M. S. Briggs, S. Xiong, J. R. Dwyer, M. L. Hutchins, J. E. Grove, A. Chekhtman, D. Tierney, G. Fitzpatrick, S. Foley, S. McBreen, P. N. Bhat, V. L. Chaplin, E. Cramer, G. J. Fishman, R. H. Holzworth, M. Gibby, A. Kienlin, C. A. Meegan, W. S. Paciasas, R. D. Preece, and C. Wilson-Hodge (2013), Radio signals from electron beams in terrestrial gamma ray flashes, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *118*, 2313–2320, doi :10.1029/2012JA018288.
- Cooray, V. (2003), *The Lightning Flash*, IEE Power Series, Institution of Engineering and Technology.
- Cooray, V., L. Arevalo, M. Rahman, J. Dwyer, and H. Rassoul (2009), On the possible origin of X-rays in long laboratory sparks, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*, 1890–1898, doi :10.1016/j.jastp.2009.07.010.
- Cullen, D. E., J. H. Hubbell, and L. Kissel (1997), Epdl97 : the evaluated photon data library, '97 version, *Accessed*.

- Cummer, S. A., Y. Zhai, W. Hu, D. M. Smith, L. I. Lopez, and M. A. Stanley (2005), Measurements and implications of the relationship between lightning and terrestrial gamma ray flashes, *grl*, *32*, L08811, doi :10.1029/2005GL022778.
- Cummer, S. A., G. Lu, M. S. Briggs, V. Connaughton, S. Xiong, G. J. Fishman, and J. R. Dwyer (2011), The lightning-TGF relationship on microsecond timescales, *grl*, *38*, L14810, doi :10.1029/2011GL048099.
- Cummer, S. A., M. S. Briggs, J. R. Dwyer, S. Xiong, V. Connaughton, G. J. Fishman, G. Lu, F. Lyu, and R. Solanki (2014), The source altitude, electric current, and intrinsic brightness of terrestrial gamma ray flashes, *Geophysical Research Letters*, pp. n/a–n/a, doi : 10.1002/2014GL062196.
- Dwyer, J. R. (2003), A fundamental limit on electric fields in air, *grl*, *30*, 2055, doi : 10.1029/2003GL017781.
- Dwyer, J. R. (2008), Source mechanisms of terrestrial gamma-ray flashes, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *113*, D10103, doi :10.1029/2007JD009248.
- Dwyer, J. R. (2012), The relativistic feedback discharge model of terrestrial gamma ray flashes, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *117*, A02308, doi :10.1029/2011JA017160.
- Dwyer, J. R., and S. A. Cummer (2013), Radio emissions from terrestrial gamma-ray flashes, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, *118*(6), 3769–3790, doi :10.1002/jgra.50188.
- Dwyer, J. R., and D. M. Smith (2005), A comparison between monte carlo simulations of runaway breakdown and terrestrial gamma-ray flash observations, *Geophysical Research Letters*, *32*(22), n/a–n/a, doi :10.1029/2005GL023848.
- Dwyer, J. R., and M. A. Uman (2014), The physics of lightning, *physrep*, *534*, 147–241, doi : 10.1016/j.physrep.2013.09.004.
- Dwyer, J. R., H. K. Rassoul, M. Al-Dayeh, L. Caraway, A. Chrest, B. Wright, E. Kozak, J. Jerauld, M. A. Uman, V. A. Rakov, D. M. Jordan, and K. J. Rambo (2005), X-ray bursts associated with leader steps in cloud-to-ground lightning, *grl*, *32*, L01803, doi : 10.1029/2004GL021782.
- Dwyer, J. R., Z. Saleh, H. K. Rassoul, D. Concha, M. Rahman, V. Cooray, J. Jerauld, M. A. Uman, and V. A. Rakov (2008a), A study of X-ray emission from laboratory sparks in air at atmospheric pressure, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *113*, D23207, doi : 10.1029/2008JD010315.
- Dwyer, J. R., B. W. Grefenstette, and D. M. Smith (2008b), High-energy electron beams launched into space by thunderstorms, *grl*, *35*, L02815, doi :10.1029/2007GL032430.
- Dwyer, J. R., D. M. Smith, and S. A. Cummer (2012), High-Energy Atmospheric Physics : Terrestrial Gamma-Ray Flashes and Related Phenomena, *ssr*, *173*, 133–196, doi :10.1007/s11214-012-9894-0.
- Feng, H., T. P. Li, M. Wu, M. Zha, and Q. Q. Zhu (2002), Correction to “Temporal and spectral properties of gamma-ray flashes” by Hua Feng, T. P. Li, Mei Wu, Min Zha, and Q. Q. Zhu, *grl*, *29*, 1588, doi :10.1029/2002GL015584.

- Finlay, C. C., S. Maus, C. D. Beggan, T. N. Bondar, A. Chambodut, T. A. Chernova, A. Chuliat, V. P. Golovkov, B. Hamilton, M. Hamoudi, R. Holme, G. Hulot, W. Kuang, B. Langlais, V. Lesur, F. J. Lowes, H. Lühr, S. MacMillan, M. Manda, S. McLean, C. Manoj, M. Menvielle, I. Michaelis, N. Olsen, J. Rauberg, M. Rother, T. J. Sabaka, A. Tangborn, L. Tøffner-Clausen, E. Thébault, A. W. P. Thomson, I. Wardinski, Z. Wei, and T. I. Zvereva (2010), International Geomagnetic Reference Field : the eleventh generation, *Geophysical Journal International*, *183*, 1216–1230, doi :10.1111/j.1365-246X.2010.04804.x.
- Fishman, G. J., P. N. Bhat, R. Mallozzi, J. M. Horack, T. Koshut, C. Kouveliotou, G. N. Pendleton, C. A. Meegan, R. B. Wilson, W. S. Paciasas, S. J. Goodman, and H. J. Christian (1994), Discovery of Intense Gamma-Ray Flashes of Atmospheric Origin, *Science*, *264*, 1313–1316, doi :10.1126/science.264.5163.1313.
- Friedlander, M. (1989), *Cosmic rays*.
- Gjesteland, T., N. Østgaard, P. H. Connell, J. Stadsnes, and G. J. Fishman (2010), Effects of dead time losses on terrestrial gamma ray flash measurements with the burst and transient source experiment, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, *115*(A5), n/a–n/a, doi : 10.1029/2009JA014578.
- Gjesteland, T., N. Østgaard, P. H. Connell, J. Stadsnes, and G. J. Fishman (2010), Effects of dead time losses on terrestrial gamma ray flash measurements with the Burst and Transient Source Experiment, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *115*, A00E21, doi : 10.1029/2009JA014578.
- Gjesteland, T., N. Østgaard, A. B. Collier, B. E. Carlson, C. Eyles, and D. M. Smith (2012), A new method reveals more TGFs in the RHESSI data, *grl*, *39*, L05102, doi : 10.1029/2012GL050899.
- Grefenstette, B. W., D. M. Smith, J. R. Dwyer, and G. J. Fishman (2008), Time evolution of terrestrial gamma ray flashes, *grl*, *35*, L06802, doi :10.1029/2007GL032922.
- Grefenstette, B. W., D. M. Smith, B. J. Hazelton, and L. I. Lopez (2009), First RHESSI terrestrial gamma ray flash catalog, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *114*, A02314, doi :10.1029/2008JA013721.
- Grove, J. E., A. Chekhtman, Fermi LAT Collaboration, G. Fishman, M. Briggs, V. Connaughton, and Fermi GBM Collaboration (2012), Observation of Terrestrial Gamma-ray Flashes with Fermi LAT, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts #219*, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 219, p. 149.13.
- Grove, J. E., A. Chekhtman, and Fermi LAT Collaboration (2013), A Four-Year Fermi LAT Survey of Terrestrial Gamma-ray Flashes, in *AAS/High Energy Astrophysics Division*, *AAS/High Energy Astrophysics Division*, vol. 13, p. 127.27.
- Gurevich, A. V., G. M. Milikh, and R. Roussel-Dupre (1992), Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm, *Physics Letters A*, *165*, 463–468, doi :10.1016/0375-9601(92)90348-P.
- Gurevich, A. V., K. P. Zybin, and Y. V. Medvedev (2006), Amplification and non-linear modification of runaway breakdown, *Physics Letters A*, *349*, 331–339, doi : 10.1016/j.physleta.2005.09.074.

- Hazelton, B. J., B. W. Grefenstette, D. M. Smith, J. R. Dwyer, X.-M. Shao, S. A. Cummer, T. Chronis, E. H. Lay, and R. H. Holzworth (2009), Spectral dependence of terrestrial gamma-ray flashes on source distance, *grl*, *36*, L01108, doi :10.1029/2008GL035906.
- Herman, M., and A. Trkov (2010), *ENDF-6 Formats Manual*.
- Ihaddadene, K., and S. Celestin (2014), Modeling of the increase of the electric field in the encounter between a negative and a positive streamer, *AGU Fall Meeting Abstracts*.
- Kalos, M. H. (1986), *Monte Carlo methods. Vol.1 : Basics*.
- Klebesadel, R. W., I. B. Strong, and R. A. Olson (1973), Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin, *apjl*, *182*, L85, doi :10.1086/181225.
- Kochkin, P. O., C. V. Nguyen, A. P. J. van Deursen, and U. Ebert (2012), Experimental study of hard x-rays emitted from metre-scale positive discharges in air, *Journal of Physics D Applied Physics*, *45*, 425202, doi :10.1088/0022-3727/45/42/425202.
- Labanti, C., M. Marisaldi, F. Fuschino, M. Galli, A. Argan, A. Bulgarelli, G. Di Cocco, F. Gianotti, M. Tavani, and M. Trifoglio (2009), Design and construction of the Mini-Calorimeter of the AGILE satellite, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, *598*, 470–479, doi :10.1016/j.nima.2008.09.021.
- Labitzke, K., J. J. Barnett, and B. Edwards (Eds.) (1985), *Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. Volume 16 : Atmospheric structure and its variation in the region 20 to 120 km. Draft of a new reference middle atmosphere*, vol. 16.
- Lay, E. H., A. R. Jacobson, R. H. Holzworth, C. J. Rodger, and R. L. Dowden (2007), Local time variation in land/ocean lightning flash density as measured by the world wide lightning location network, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *112*(D13), n/a–n/a, doi : 10.1029/2006JD007944.
- Lehtinen, N. G., T. F. Bell, and U. S. Inan (1999), Monte Carlo simulation of runaway MeV electron breakdown with application to red sprites and terrestrial gamma ray flashes, *jgr*, *104*, 24,699–24,712, doi :10.1029/1999JA900335.
- Lu, G., S. A. Cummer, J. Li, F. Han, D. M. Smith, and B. W. Grefenstette (2011), Characteristics of broadband lightning emissions associated with terrestrial gamma ray flashes, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *116*, A03316, doi :10.1029/2010JA016141.
- Malzac, J. (1999), Modelling the X and Gamma-ray emission of compact objects using Monte-Carlo methods, Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III, cOMPOSITION DU JURY : M. Gilles HENRI (Président) M. Jean-Marie HAMEURY (Rapporteur) Mme Laura MARRASCHI (Rapporteuse) Mme Elisabeth JOURDAIN (Directeure de Thèse) M. Philippe LAURENT (Examinateur) M. Dominique LEQUEAU (Examinateur) M. Michel TAGGER (Examinateur) M. Gilbert VEDRENNE (Examinateur).
- Marisaldi, M., F. Fuschino, M. Tavani, S. Dietrich, C. Price, M. Galli, C. Pittori, F. Verrecchia, S. Mereghetti, P. W. Cattaneo, S. Colafrancesco, A. Argan, C. Labanti, F. Longo, E. Del Monte, G. Barbiellini, A. Giuliani, A. Bulgarelli, R. Campana, A. Chen, F. Gianotti, P. Giommi, F. Lazzarotto, A. Morselli, M. Rapisarda, A. Rappoldi, M. Trifoglio, A. Trois, and S. Vercellone (2014), Properties of terrestrial gamma ray flashes detected by AGILE MCAL below 30 MeV, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *119*, 1337–1355, doi :10.1002/2013JA019301.

- Marshall, T. C., and M. Stolzenburg (2001), Voltages inside and just above thunderstorms, *jgr*, *106*, 4757–4768, doi :10.1029/2000JD900640.
- Moss, G. D., V. P. Pasko, N. Liu, and G. Veronis (2006), Monte Carlo model for analysis of thermal runaway electrons in streamer tips in transient luminous events and streamer zones of lightning leaders, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *111*, A02307, doi :10.1029/2005JA011350.
- Nagano, M., and A. A. Watson (2000), Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays, *Reviews of Modern Physics*, *72*, 689–732, doi :10.1103/RevModPhys.72.689.
- Nemiroff, R. J., J. T. Bonnell, and J. P. Norris (1997), Temporal and spectral characteristics of terrestrial gamma flashes, *jgr*, *102*, 9659–9666, doi :10.1029/96JA03107.
- Nguyen, C. V., A. P. J. van Deursen, and U. Ebert (2008), Multiple x-ray bursts from long discharges in air, *Journal of Physics D Applied Physics*, *41*(23), 234012, doi :10.1088/0022-3727/41/23/234012.
- Østgaard, N., T. Gjesteland, J. Stadsnes, P. H. Connell, and B. Carlson (2008), Production altitude and time delays of the terrestrial gamma flashes : Revisiting the Burst and Transient Source Experiment spectra, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *113*, A02307, doi :10.1029/2007JA012618.
- Østgaard, N., T. Gjesteland, R. S. Hansen, A. B. Collier, and B. Carlson (2012), The true fluence distribution of terrestrial gamma flashes at satellite altitude, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *117*, A03327, doi :10.1029/2011JA017365.
- Öztürk, M. K. (2012), Trajectories of charged particles trapped in Earth’s magnetic field, *American Journal of Physics*, *80*, 420–428, doi :10.1119/1.3684537.
- Perkins, S. T., D. E. Cullen, and S. M. Seltzer (1991), Tables and graphs of electron-interaction cross sections from 10 eV to 100 GeV derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL), $Z = 1$ to 100, *Tech. rep.*
- Picone, J. M., A. E. Hedin, D. P. Drob, and A. C. Aikin (2002), NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere : Statistical comparisons and scientific issues, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *107*, 1468, doi :10.1029/2002JA009430.
- Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery (1993), *Numerical Recipes in FORTRAN; The Art of Scientific Computing*, 2nd ed., Cambridge University Press, New York, NY, USA.
- Rakov, V. A., and M. A. Uman (2003), *Lightning*.
- Rodger, C. J., S. Werner, J. B. Brundell, E. H. Lay, N. R. Thomson, R. H. Holzworth, and R. L. Dowden (2006), Detection efficiency of the VLF World-Wide Lightning Location Network (WWLLN) : initial case study, *Annales Geophysicae*, *24*, 3197–3214, doi :10.5194/angeo-24-3197-2006.
- Roussel-Dupré, R., J. J. Colman, E. Symbalisty, D. Sentman, and V. P. Pasko (2008), Physical Processes Related to Discharges in Planetary Atmospheres, *ssr*, *137*, 51–82, doi : 10.1007/s11214-008-9385-5.

- Saito, M., and M. Matsumoto (2008), *SIMD-Oriented Fast Mersenne Twister : a 128-bit Pseudorandom Number Generator*, 607-622 pp., Springer Berlin Heidelberg.
- Salvat, F., J. M. Fernández-Varea, and J. Sempau (2011), *PENELOPE-2011 : A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*.
- Sarria, D., P.-L. Blelly, and F. Forme (2015), Mc-peptita : a monte carlo model for photon, electron and positron tracking in terrestrial atmosphere. application for a terrestrial gamma-ray flash, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, pp. n/a–n/a, doi : 10.1002/2014JA020695.
- Sciutto, S. J. (1999), AIREX : A system for air shower simulations (Version 2.2.0), *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Seltzer, S. M., and M. J. Berger (1986), Bremsstrahlung Energy Spectra from Electrons with Kinetic Energy 1 keV-10 GeV Incident on Screened Nuclei and Orbital Electrons of Neutral Atoms with $Z = 1-100$, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 35, 345, doi :10.1016/0092-640X(86)90014-8.
- Shao, X.-M., T. Hamlin, and D. M. Smith (2010), A closer examination of terrestrial gamma-ray flash-related lightning processes, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 115, A00E30, doi :10.1029/2009JA014835.
- Skeltved, A. B., N. Østgaard, B. Carlson, T. Gjesteland, and S. Celestin (2014), Modelling the relativistic runaway electron avalanche and the feedback mechanism with geant4, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, pp. n/a–n/a, doi :10.1002/2014JA020504.
- Smith, D. M., L. I. Lopez, R. P. Lin, and C. P. Barrington-Leigh (2005), Terrestrial Gamma-Ray Flashes Observed up to 20 MeV, *Science*, 307, 1085–1088, doi :10.1126/science.1107466.
- Smith, D. M., P. Buzbee, A. Infanger, J. R. Dwyer, S. A. Cummer, G. Lu, R. H. Holzworth, M. L. Hutchins, M. E. Splitt, S. M. Lazarus, T. Gjesteland, and N. Ostgaard (2013), Results from the Third RHESSI Catalog of Terrestrial Gamma-ray Flashes, *AGU Fall Meeting Abstracts*, p. A409.
- Sokolosky, P. (1989), *Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics*.
- Stanley, M. A., X.-M. Shao, D. M. Smith, L. I. Lopez, M. B. Pongratz, J. D. Harlin, M. Stock, and A. Regan (2006), A link between terrestrial gamma-ray flashes and intracloud lightning discharges, *grl*, 33, L06803, doi :10.1029/2005GL025537.
- Sternheimer, R. M., S. M. Seltzer, and M. J. Berger (1982), Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances, *prb*, 26, 6067–6076, doi : 10.1103/PhysRevB.26.6067.
- Tavani, M., M. Marisaldi, et al. (2011), Terrestrial gamma-ray flashes as powerful particle accelerators, *Phys. Rev. Lett.*, 106, 018,501, doi :10.1103/PhysRevLett.106.018501.
- Tierney, D., M. S. Briggs, G. Fitzpatrick, V. L. Chaplin, S. Foley, S. McBreen, V. Connaughton, S. Xiong, D. Byrne, M. Carr, P. N. Bhat, G. J. Fishman, J. Greiner, R. M. Kippen, C. A. Meehan, W. S. Paciasas, R. D. Preece, A. von Kienlin, and C. Wilson-Hodge (2013), Fluence distribution of terrestrial gamma ray flashes observed by the fermi gamma-ray burst monitor, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 118(10), 6644–6650, doi :10.1002/jgra.50580.

Wilson, C. T. R. (1924), The electric field of a thundercloud and some of its effects, *Proceedings of the Physical Society of London*, 37, D32.

Yair, Y. (2008), Charge Generation and Separation Processes, *ssr*, 137, 119–131, doi : 10.1007/s11214-008-9348-x.