



HAL
open science

Contribution to the analysis of the lightning strike risk assessment of a site. Application to the Pic du Midi de Bigorre.

Charly Sigogne

► To cite this version:

Charly Sigogne. Contribution to the analysis of the lightning strike risk assessment of a site. Application to the Pic du Midi de Bigorre.. Engineering Sciences [physics]. Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA), 2014. English. NNT : 2014PAUU3039 . tel-04314690

HAL Id: tel-04314690

<https://univ-pau.hal.science/tel-04314690v1>

Submitted on 29 Nov 2023

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

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

THÈSE

UNIVERSITÉ DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR
École doctorale des sciences exactes et leurs applications

Présentée et soutenue le 12 décembre 2014
par **Charly SIGOGNE**

pour obtenir le grade de docteur
de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour
Spécialité : Génie Electrique

CONTRIBUTION A L'ANALYSE DE L'EVALUATION DU RISQUE DE FOUROIEMENT D'UN SITE APPLICATION AU PIC DU MIDI DE BIGORRE

EXEMPLAIRE PROVISOIRE

MEMBRES DU JURY

RAPPORTEURS

- François BURET
- Pascal ORTEGA

Professeur / Ecole Centrale de Lyon
Professeur / Université de la Polynésie française

EXAMINATEURS

- Philip KRIDER
- Guy LAFON
- Stéphane PEDEBOY

Professeur / Université de Tucson - Arizona
Ingénieur / ABB - Pôle Foudre
Ingénieur / Météorage

DIRECTEURS

- Pascal PIGNOLET
- Thierry REESS

Professeur / Université de Pau
Maître de conférences HDR / Université de Pau



TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale	1
Chapitre I : Etat de l'art	7
1. Introduction.....	9
2. La phénoménologie de la foudre	9
2.1. Généralités et terminologie	9
2.1.1. L'électricité atmosphérique.....	9
2.1.2. L'électrification du nuage.....	11
2.1.3. Les différents types de décharge	14
2.2. La décharge nuage-sol	15
2.2.1. Description générale.....	15
2.2.2. La phase de décharge du coup négatif.....	17
2.2.2.1. Le courant électrique.....	18
2.2.2.2. Le champ électrique	20
2.2.3. La phase initiale d'un coup descendant négatif.....	23
2.2.4. La phase initiale d'un coup ascendant négatif.....	26
3. Les spécificités de l'étude de la foudre en altitude	28
3.1. Présentation du Pic du Midi de Bigorre	29
3.2. Le foudroiement d'un site en altitude	31
3.3. Les études du foudroiement de structures élevées	32
4. Modèles de protection foudre.....	36
4.1. Le risque de foudroiement.....	36
4.2. Présentation du modèle électrogéométrique.....	37
4.2.1. La distance d'amorçage	37
4.2.2. La méthode de la sphère roulante	38
4.2.3. Les limites du modèle électrogéométrique	39
4.3. Les variantes du modèle électrogéométrique	40
4.3.1. Les modifications du calcul de la distance d'amorçage.....	40
4.3.2. Les modèles physiques ou semi-physiques	41
4.3.3. L'intégration de paramètres physiques au modèle électrogéométrique.....	42

5. Conclusion	45
---------------------	----

Chapitre II : Evaluation de la probabilité de foudroiement d'une structure

1. Introduction.....	49
2. L'évaluation des probabilités de foudroiement basée sur le modèle électrogéométrique	50
2.1. L'application de la méthode de la sphère roulante.....	50
2.2. La méthode d'évaluation des probabilités	51
2.3. Le fonctionnement du programme de calcul des probabilités	53
2.3.1. La création du profil	53
2.3.2. Le tracé de la trajectoire du centre de la sphère.....	54
2.3.3. Le calcul des probabilités.....	55
2.3.4. L'algorithmique de programmation.....	57
2.3.4.1. La définition des sphères.....	57
2.3.4.2. Les limites du domaine.....	59
2.4. Conclusion.....	62
3. L'analyse statistique de données de foudroiement.....	63
3.1. Localisation des arcs autour du Pic du Midi.....	63
3.2. La multiplicité	65
3.3. La distribution des arcs en fonction du courant.....	66
3.4. L'estimation de la proportion de coups ascendants.....	68
3.4.1. Le calcul basé sur la hauteur effective	68
3.4.2. Le calcul basé sur l'analyse des données du réseau de détection.....	74
3.5. Bilan.....	77
4. L'application de la méthode au Pic du Midi.....	77
4.1. L'adéquation du site pour la validation expérimentale	77
4.2. Le calcul de probabilité pour des coups descendants négatifs.....	78
4.3. La comparaison avec le modèle électrogéométrique de base	80

4.4.	<i>L'intégration de données statistiques pour une analyse globale.....</i>	82
4.4.1.	<i>Des probabilités composées intégrant les courants détectés sur site.....</i>	82
4.4.2.	<i>La prise en compte des décharges ascendantes.....</i>	83
5.	<i>Les évolutions apportées au modèle</i>	85
5.1.	<i>La prise en compte de traceurs ascendants.....</i>	85
5.2.	<i>L'intégration des traceurs au programme.....</i>	86
5.3.	<i>Le calcul de probabilités intégrant des traceurs ascendants</i>	87
5.3.1.	<i>L'application à un profil simple.....</i>	87
5.3.2.	<i>L'application au Pic du Midi</i>	88
6.	<i>Conclusion</i>	91
	<i>Chapitre III : Présentation des divers diagnostics expérimentaux au Pic du Midi de Bigorre.....</i>	93
1.	<i>Introduction.....</i>	95
2.	<i>L'instrumentation mise en œuvre sur le site</i>	96
2.1.	<i>Présentation générale de l'instrumentation</i>	96
2.2.	<i>Les mesures du courant écoulé par un paratonnerre.....</i>	98
2.3.	<i>Les mesures du champ électrique.....</i>	100
2.3.1.	<i>La mesure du champ électrique statique par moulin à champ.....</i>	100
2.3.2.	<i>La mesure des variations de champ électrique par antennes capacitives....</i>	101
2.4.	<i>Le système d'acquisition des signaux de mesures.....</i>	104
2.5.	<i>Imagerie vidéo.....</i>	107
2.5.1.	<i>Les caméras de vidéosurveillance.....</i>	107
2.5.1.	<i>La caméra semi-rapide.....</i>	108
2.5.2.	<i>La caméra rapide.....</i>	109
3.	<i>Développement et calibration d'antennes capacitives</i>	110
3.1.	<i>Point sur les systèmes existants</i>	111
3.2.	<i>Le dimensionnement théorique</i>	113
3.2.1.	<i>Généralités.....</i>	113
3.2.2.	<i>Le dimensionnement du circuit de mise en forme.....</i>	114

3.3.	<i>Les simulations électriques</i>	116
3.3.1.	<i>La détermination des valeurs des capacités</i>	116
3.3.2.	<i>La simulation des circuits de mise en forme</i>	118
3.3.3.	<i>La réponse fréquentielle des circuits de mise en forme</i>	120
3.4.	<i>Les essais en laboratoire</i>	121
4.	<i>Présentation d'enregistrements typiques</i>	125
4.1.	<i>Les enregistrements de courant</i>	126
4.2.	<i>Les enregistrements de champ électrique</i>	127
4.2.1.	<i>Le champ statique</i>	127
4.2.2.	<i>Les mesures en champ proche</i>	128
4.2.3.	<i>Les mesures en champ lointain</i>	131
4.3.	<i>Imagerie vidéo</i>	132
4.3.1.	<i>Les caméras de vidéosurveillance</i>	132
4.3.2.	<i>La caméra semi-rapide</i>	132
4.3.3.	<i>La caméra rapide</i>	133
5.	<i>Conclusion</i>	135
<i>Chapitre IV : Analyse des résultats et discussions</i>		137
1.	<i>Introduction</i>	139
2.	<i>Discussions concernant la simulation</i>	140
2.1.	<i>La validité des résultats du modèle appliqué au Pic du midi</i>	140
2.2.	<i>La mise en œuvre du calcul de probabilités</i>	141
2.2.1.	<i>Problèmes aux limites du profil</i>	141
2.2.2.	<i>Les limites de la méthode de la sphère roulante</i>	142
2.2.2.1.	<i>Le problème du modèle standard</i>	142
2.2.2.2.	<i>Une contrainte pour la méthode de la sphère roulante modifiée</i>	144
2.2.3.	<i>Quelques perspectives du modèle</i>	145

2.3.	<i>La prise en compte des phénomènes ascendants</i>	146
2.3.1.	<i>Le calcul des dimensions du cône</i>	146
2.3.2.	<i>La prise en compte des coins et arêtes des bâtiments</i>	148
2.3.3.	<i>Le calcul de la hauteur effective</i>	150
2.3.4.	<i>La mise en œuvre d'un modèle semi-physique</i>	153
2.4.	<i>Discussion autour de l'analyse des données statistiques</i>	153
2.4.1.	<i>Définition de la zone d'étude</i>	153
2.4.2.	<i>La comparaison de structures élevées</i>	155
2.4.3.	<i>La considération des conditions géoclimatiques</i>	159
2.5.	<i>Le choix d'un site expérimental complémentaire</i>	160
3.	<i>Analyse des données expérimentales</i>	162
3.1.	<i>Les enregistrements de la caméra rapide</i>	162
3.1.1.	<i>L'analyse de la polarité</i>	162
3.1.1.1.	<i>La polarité négative</i>	162
3.1.1.2.	<i>La polarité positive</i>	164
3.1.2.	<i>L'analyse de la luminosité</i>	166
3.1.3.	<i>L'estimation du courant</i>	169
3.2.	<i>Les mesures de champ électrique</i>	172
3.2.1.	<i>Les champs liés à des coups de foudre sur le Pic du Midi</i>	172
3.2.1.1.	<i>Les coups ascendants « autonomes »</i>	173
3.2.1.2.	<i>Les coups ascendants « non autonomes »</i>	174
3.2.2.	<i>Les champs liés à des coups de foudre lointains</i>	176
3.2.3.	<i>Les champs liés à des coups de foudre proches</i>	178
3.2.4.	<i>Défaut de mesure</i>	179
3.2.5.	<i>Les évolutions des mesures de champ électrique</i>	180
3.2.5.1.	<i>Modification des antennes capacitives</i>	180
3.2.5.2.	<i>Une mesure en champ lointain</i>	181
3.3.	<i>Les mesures de courant dans le paratonnerre de la DIMM</i>	182

3.4. Autres perspectives de l'instrumentation.....	183
3.4.1. Une extension du réseau de caméras	183
3.4.2. Une mesure des courants écoulés par l'antenne.....	184
3.4.3. La fiabilisation de l'instrumentation.....	185
 Conclusion générale.....	 187
 Références bibliographiques.....	 193
 Annexes.....	 206

INTRODUCTION GENERALE

En moyenne, quelques millions de coups de foudre s'abattent chaque année sur la France. La foudre est notamment responsable du décès d'une vingtaine de personnes. Elle présente également une cause d'accidents majeurs en milieu industriel, dans le secteur du transport, sur le réseau de distribution d'énergie ainsi que sur le réseau de télécommunication. Le montant annuel des dégâts engendrés par ce phénomène s'élèverait à plusieurs centaines de millions d'euros et pourrait atteindre le milliard d'euros selon certains chiffres avancés par les assureurs.

Pour protéger les personnes et les biens des effets de la foudre, deux familles de systèmes complémentaires sont généralement mises en œuvre : les systèmes de protection intérieure et les systèmes de protection extérieure. Les premiers ont pour fonction de protéger les installations et équipements électriques intérieurs contre les tensions induites par la foudre ainsi que les montées en potentiel (typiquement les parafoudres). Le rôle des seconds, et en particulier les paratonnerres, est de capter et écouler vers la terre les coups de foudre qui, en leur absence, auraient frappé le bâtiment ou la structure à protéger.

Le dimensionnement et la mise en place de ces protections extérieures sont régis par un ensemble de normes se basant sur le modèle électrogéométrique. Ce modèle de protection permet notamment d'identifier, en fonction de l'intensité du courant, l'ensemble des zones vulnérables ou protégées d'une structure. À l'heure actuelle, la limitation majeure de ce modèle réside dans le fait qu'il ne fournit qu'une identification des zones vulnérables. Par ailleurs, dans la mesure où il ne considère que les paramètres géométriques de la structure à protéger, les recherches s'orientent principalement vers des modèles physiques ou semi-physiques d'initiation et de propagation des traceurs descendants et ascendants.

Dans ce contexte, une collaboration de recherche a été mise en place par la société ABB et plus particulièrement son « Pôle Foudre » de Bagnères-de-Bigorre, en partenariat avec l'équipe « Génie Electrique » du laboratoire SIAME de l'université de Pau. Cette

collaboration a été renforcée par la participation de la société Météorage qui est l'opérateur du réseau français de détection de la foudre.

Ainsi, le but des travaux dont fait l'objet cette thèse, est d'estimer le risque de foudroiement d'une structure ou d'un site en proposant une « évolution » du modèle électrogéométrique. Ce nouveau modèle de protection permettra notamment d'évaluer les probabilités de foudroiement de chacune des zones vulnérables de la structure considérée. La méthode conservera, dans un premier temps, l'approche électrogéométrique afin de maintenir un aspect applicatif adapté au dimensionnement de systèmes de protection de structures et bâtiments. L'intégration de certains paramètres physiques sera envisagée dans un second temps afin d'améliorer l'évaluation des probabilités et de prendre en compte la réalité physique des phénomènes, tels que la propagation des traceurs, leur polarité ou encore l'aspect topographique du site.

Parallèlement, l'étude expérimentale de la foudre peut s'effectuer à diverses échelles, au travers de tests en laboratoire haute tension, de mesures en foudre déclenchée ou encore d'expérimentations en conditions naturelles. Seules ces dernières permettent d'appréhender tous les phénomènes liés à un coup de foudre. Cependant, ce type d'étude reste délicat du fait du caractère aléatoire des événements de foudroiement. Néanmoins, la conformation de certains sites comme les massifs montagneux augmente sensiblement le nombre de foudroiements et en conséquence la quantité de données exploitables.

Le site qui a été choisi dans le cadre des travaux concernant cette thèse est le site de l'observatoire du Pic du Midi de Bigorre. Ce site, situé à une altitude avoisinant les 3000 m est doté de nombreux bâtiments, de coupoles ainsi que d'une antenne de télédiffusion d'une hauteur de 104 m. Par ailleurs, bien que la densité de foudroiement soit généralement faible en France, l'analyse globale des données fournies par Météorage met en avant un taux de foudroiement du site relativement élevé. Pour étudier au mieux le phénomène de capture de la foudre et ainsi valider notre modèle de protection, de nombreux moyens de diagnostic ont été mis en place sur le site. Des capteurs de courant de foudre, de champs électriques et un ensemble de caméras vidéo permettent notamment

de caractériser par son lieu d'impact, ses paramètres physiques et électriques, chaque coup de foudre se produisant sur le site de l'observatoire.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous parcourrons les connaissances actuelles sur l'électricité atmosphérique et plus particulièrement sur la phénoménologie d'un coup de foudre, qu'il soit descendant ou ascendant. Nous nous intéresserons à l'influence de l'altitude du relief, ainsi qu'à la hauteur de structures élevées, sur l'occurrence de telles décharges. Nous passerons en revue les différentes expérimentations à travers le monde étudiant le phénomène au sommet de structures élevées ou en montagne. Nous présenterons enfin une synthèse bibliographique concernant divers modèles de protection et nous nous concentrerons plus particulièrement sur le modèle électrogéométrique et ses évolutions.

Le second chapitre sera consacré à la présentation du modèle développé dans le cadre de ces travaux. Nous détaillerons, tout d'abord, la première étape, basée sur le modèle électrogéométrique, consistant à évaluer les probabilités de foudroiement d'une structure par des coups descendants. L'analyse statistique des données du réseau de détection qui s'en suit apportera les paramètres nécessaires au calcul de probabilités globales intégrant notamment la distribution des courants observés sur le site, la multiplicité des coups de foudre ou encore la proportion de coups ascendants. L'application du modèle dans le cas du Pic du Midi mettra en évidence la part prépondérante de l'antenne de télédiffusion, liée principalement aux coups ascendants se développant depuis sa pointe. Une comparaison de ces résultats avec ceux fournis par le modèle électrogéométrique soulignera, d'une part, la concordance des deux méthodes, mais surtout les apports de notre modèle en mettant notamment en évidence les zones les plus vulnérables de la structure. Enfin, l'intégration d'un modèle synthétique d'émission de traceurs ascendants permettra de prendre en compte la contribution des lieux de renforcements de champ les plus intenses.

L'ensemble des dispositifs de diagnostics électriques et optiques mis en œuvre sur le site du Pic du Midi fera l'objet du troisième chapitre. Les caractéristiques et les fonctions

respectives des sondes de courant, des capteurs de champ et du réseau de caméras seront présentées. La mise en œuvre d'un système automatique d'acquisition, de stockage et de synchronisation des mesures sera ensuite décrite. Nous nous attarderons plus particulièrement sur le développement et la calibration des antennes capacitives conçues pour la mesure des variations rapides de champ électrique. Des enregistrements typiques des différents systèmes de mesures obtenus au cours de notre étude seront finalement présentés.

Dans le quatrième chapitre, nous analyserons les résultats obtenus, discuterons des méthodes numériques mises en œuvre et envisagerons diverses perspectives à nos travaux. Une analyse comparative des résultats tant expérimentaux, statistiques que de simulation sera présentée. En conséquence, les limites des méthodes numériques ainsi que de l'analyse statistique seront évoquées. Concernant les mesures expérimentales, nous montrerons que l'allure du courant écoulé ainsi que la charge consommée par un coup de foudre peut être déduite des enregistrements vidéo d'une caméra rapide et des données du réseau de détection. Les différentes phases d'un coup de foudre sur le Pic du Midi seront par ailleurs analysées grâce aux mesures des variations rapides du champ électrique. À partir de l'analyse de ces variations de champ, nous mettrons également en évidence que des décharges apparaissant à plusieurs dizaines de kilomètres du Pic du Midi peuvent initier un coup de foudre ascendant sur le site.

Finalement, dans ce même chapitre, nous envisagerons des évolutions à apporter à notre modèle dans le but de préciser l'estimation des probabilités de foudroiement, ainsi que des modifications de l'expérimentation afin de consolider l'ensemble de nos observations et interprétations.

CHAPITRE I :

ETAT DE L'ART

1. Introduction

Dans ce chapitre, nous nous emploierons à faire un état des lieux des connaissances actuelles relatives à la foudre. Nous nous sommes, pour cela, largement inspirés des ouvrages de Rakov et Uman et de Gary [Rakov and Uman 2007; Gary 1994].

Nous débuterons, tout d'abord, par une description de la phénoménologie de la foudre en évoquant brièvement les mécanismes menant au coup de foudre. Nous nous concentrerons plus particulièrement sur les décharges de polarité négative, qu'elles soient descendantes ou ascendantes. Nous exposerons ensuite les spécificités de la foudre en altitude en faisant un tour d'horizon des expérimentations, actuelles ou passées, étudiant le foudroiement de structures élevées au sommet de massifs montagneux. Nous aborderons, enfin, la notion de risque de foudroiement et les modèles de protection, avec notamment la méthode de la sphère roulante mettant en œuvre le modèle électrogéométrique pour la protection de bâtiments, ainsi que des modèles génériques intégrant divers paramètres physiques.

2. La phénoménologie de la foudre

2.1. Généralités et terminologie

La foudre est un phénomène complexe mettant en jeu divers paramètres, qu'ils soient météorologiques, topographiques ou électriques. Nous décrivons donc ici la phénoménologie de la foudre en abordant l'électricité atmosphérique, le circuit électrique global, l'électrification du nuage orageux et les divers types de décharges.

2.1.1. L'électricité atmosphérique

Par beau temps, la terre et son atmosphère sont généralement assimilées à un gigantesque condensateur sphérique, dont les armatures sont formées par la surface terrestre et l'électrosphère : une haute couche de l'atmosphère, conductrice et située à environ 50 km d'altitude. Une charge d'approximativement $5 \cdot 10^5$ C, de polarité négative,

est répartie en permanence à la surface de la Terre et induit, dans l'électrosphère, une charge de même valeur, mais de polarité positive. Portant alors un potentiel d'environ 300 kV, cette couche génère un champ électrique, dit « champ de beau temps », compris entre 100 et 200 V/m [Israelsson and Tammet 2001]. Dans la convention de l'électricité atmosphérique (contrairement à la convention physique), ce champ électrique est dirigé vers le haut.

Bien que les couches atmosphériques aux altitudes inférieures à 50 km soient considérées comme essentiellement isolantes, il existe, par beau temps, un courant électrique (dit « courant de fuite ») de l'ordre de 1 kA (soit une densité de courant superficielle de 2 pA.m^{-2}) s'écoulant entre l'électrosphère et la terre, suffisant pour décharger le condensateur terrestre en une dizaine de minutes. Cependant, la charge est maintenue en permanence malgré ce courant. Un ou plusieurs processus entrent donc en jeu pour compenser ce courant de fuite et maintenir une charge relativement constante aux armatures du condensateur terrestre. Wilson a notamment suggéré que la charge négative de la terre était maintenue grâce à l'activité orageuse [Wilson 1921]. Ainsi toutes les régions orageuses à travers le monde (en moyenne, environ 2000 orages en permanence autour du globe, représentant 10 % de sa surface) constituent un générateur de courant alors que les régions de beau temps (soit 90 % de la surface terrestre) peuvent être vues comme une résistance. Le courant de beau temps (ou de fuite), de l'ordre de 1 kA, est ainsi compensé par ce générateur associé aux décharges de foudre, aux décharges couronnes et aux précipitations apparaissant dans les zones orageuses.

Ce générateur est représenté dans le concept de circuit électrique global, illustré en Figure 1.1. Par ailleurs, si l'on divise le potentiel de l'électrosphère, soit 300 kV, par le courant de fuite de 1 kA, la résistance de charge effective est de 300Ω .

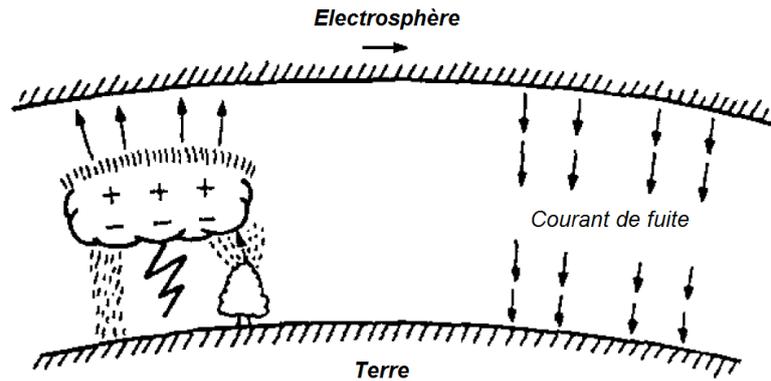


Figure 1.1 : Schéma de principe de l'équilibre global de la charge atmosphérique [Pierce 1974].

2.1.2. L'électrification du nuage

Un nuage orageux, généralement de type cumulo-nimbus, est une énorme masse nuageuse en forme d'enclume. Il peut s'étendre sur plusieurs km^2 et se situe généralement entre 2 et 15 km d'altitude. Constitué principalement de gouttes d'eau à sa partie inférieure et de cristaux de glace à sa partie supérieure, sa masse est de l'ordre de plusieurs centaines de tonnes. La formation de ces nuages peut résulter de deux phénomènes.

Les orages de convection, ou orages isolés, que l'on rencontre notamment dans les régions tropicales, naissent de l'effet combiné de l'humidité et du réchauffement local du sol. Une « bulle » d'air chaud et humide, se forme et s'élève, pratiquement isolée thermiquement de l'air environnant, jusqu'aux altitudes où la condensation débute, formant ainsi le nuage orageux. C'est l'orage de chaleur. Très souvent localisé, sa durée n'excède pas une heure et demie environ. De même, ce type d'orage peut être observé en montagne lorsque des vents horizontaux soufflent sur les flancs de massifs montagneux orientant ainsi les flux d'air vers le haut et favorisant les convections verticales.

En revanche, les orages frontaux, plus fréquents dans les régions tempérées, naissent de la rencontre de masses d'air importantes, de températures et d'humidités différentes. La rencontre d'un front froid avec de l'air chaud produit également des courants ascendants accompagnés de condensation. Les fronts orageux ainsi formés peuvent durer plusieurs jours et se propager sur des milliers de kilomètres.

Les courants atmosphériques ascendants engendrés, dont la vitesse dépasse généralement les 10 m/s [Houze Jr 1994], entraînent une séparation des charges électriques au sein du nuage. À ce jour, de nombreuses théories ont été avancées pour expliquer ce phénomène de séparation de charges, mais il semble qu'il ne soit pas encore totalement expliqué [Saunders 2008]. Quoiqu'il en soit, une fois les charges séparées, leur transfert se produit uniquement parce que leurs porteurs sont de natures différentes. Ceux qui portent les charges positives sont assez légers pour être entraînés par les courants ascendants, ceux qui portent les charges négatives sont assez lourds pour tomber malgré ces courants. Il en résulte que la partie supérieure du nuage est chargée positivement et sa partie inférieure négativement. Par ailleurs, une poche de charges positives est souvent enserrée au sein des charges négatives.

Rakov et Uman rapportent plusieurs travaux s'intéressant à la quantité de charges contenue dans les trois charges d'espace composant un nuage orageux ainsi qu'à leur altitude moyenne [Rakov and Uman 2007]. Il apparaît donc que la charge négative à la base du nuage (à une altitude d'environ 3 km) et la charge positive au sommet du nuage (entre 6 et 10 km) ont une amplitude similaire (en valeur absolue) variant de quelques dizaines à quelques centaines de Coulombs. La charge positive inférieure, située à une altitude d'environ 2 km, a été mesurée entre 4 et 50 C.

Cette distribution de charge peut être mise en évidence par la mesure du champ électrique vertical en fonction de l'altitude, réalisée au moyen de ballon-sonde et qui est présentée Figure 1.2.

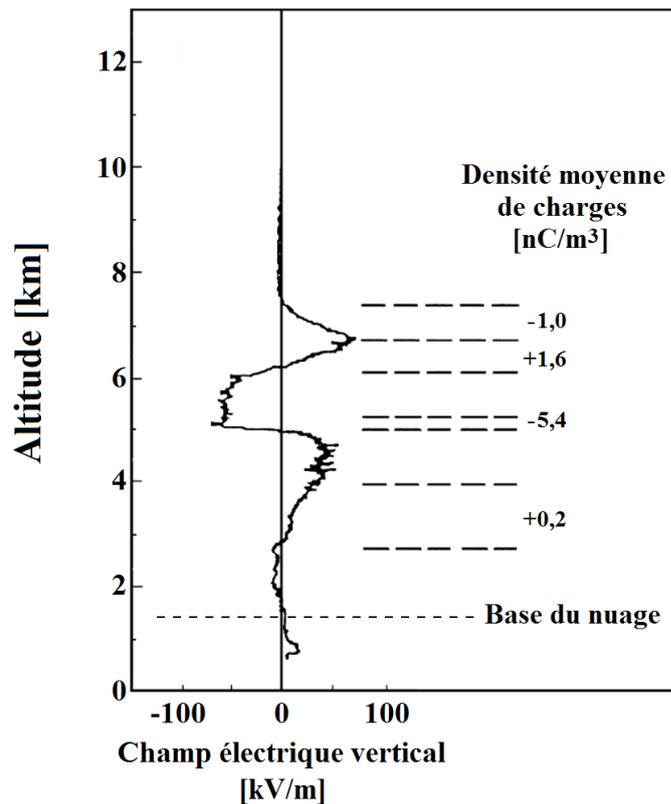


Figure 1.2 : Profil du champ électrique dans le nuage en fonction de l'altitude [Rakov and Uman 2007].

Comme cela a été évoqué précédemment, il existe, par beau temps, un champ électrique allant de 100 à 200 V/m, dû aux charges positives présentes à la base de l'électrosphère. Au moment de la formation ou de l'approche d'un nuage orageux, le champ électrique au sol s'inverse, puis croît dans de fortes proportions sous l'influence des charges négatives réparties à la base du nuage. Lorsque son intensité atteint -10 à -15 kV/m, il peut être considéré qu'une décharge au sol est imminente. Cette inversion, puis cette forte croissance du champ électrique sont donc le premier signe annonçant la chute probable de la foudre. La Figure 1.3 schématise un nuage orageux et le champ électrique qu'il génère à la surface du sol. Dans le cadre des expérimentations de cette thèse, ces variations lentes sont mesurées à l'aide d'un moulin à champ, informant ainsi de l'arrivée d'une cellule orageuse et de l'imminence d'un coup de foudre. Cet instrument sera présenté plus en détail au Chapitre III.

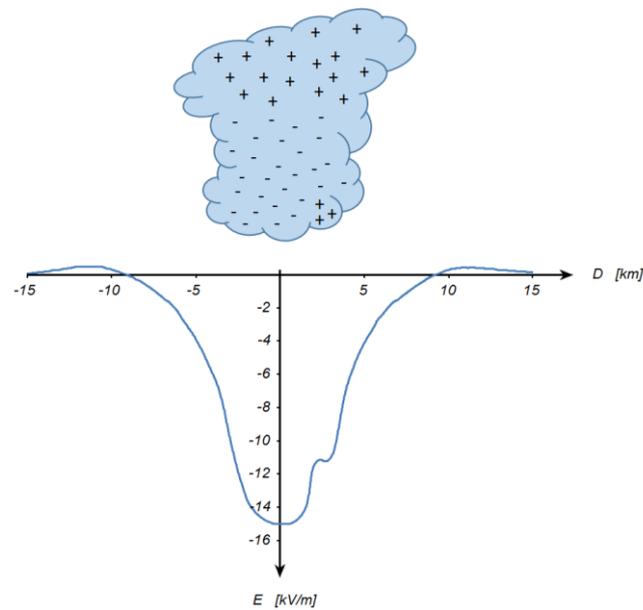


Figure 1.3 : Profil du champ électrique au sol en convention atmosphérique [Malan 1952].

2.1.3. Les différents types de décharge

Lorsque l'électrification du nuage devient trop intense, des décharges électriques s'amorcent sous l'effet du champ électrique. On différencie alors les décharges nuageuses, apparaissant au sein ou autour du nuage, et les coups de foudre (ou décharges nuage-sol) se propageant entre le nuage et le sol. Dans nos régions tempérées, il se produit en moyenne trois décharges nuageuses pour une décharge nuage-sol. Ce rapport peut cependant être bien plus élevé dans certaines régions tropicales. Prentice *et al.* rapportent notamment deux cas où le ratio intra-nuage / nuage-sol est de l'ordre de 9 : un ratio de 9 à Bangalore, en Inde et de 9,5 à Somerset East, en Afrique du Sud [Prentice and Mackerras 1977].

Les décharges nuageuses, qui sont donc les plus fréquentes, peuvent être identifiées selon trois types : les décharges intra-nuage entre deux régions chargées d'un même nuage, les décharges inter-nuages entre deux nuages orageux et les décharges nuage-air se propageant dans l'air depuis le nuage. Les décharges nuageuses semblent être majoritairement de type intra-nuage, cependant d'après Rakov et Uman, il n'existe pas de données statistiques fiables dans la littérature pour le confirmer [Rakov and Uman 2007].

Ces décharges sont généralement désignées par l'abréviation IC (pour *Intra-Cloud* en anglais). Les décharges nuage-sol quant à elles sont désignées par l'abréviation CG (pour *Cloud-to-Ground*). La Figure 1.4 schématise l'ensemble de ces décharges.

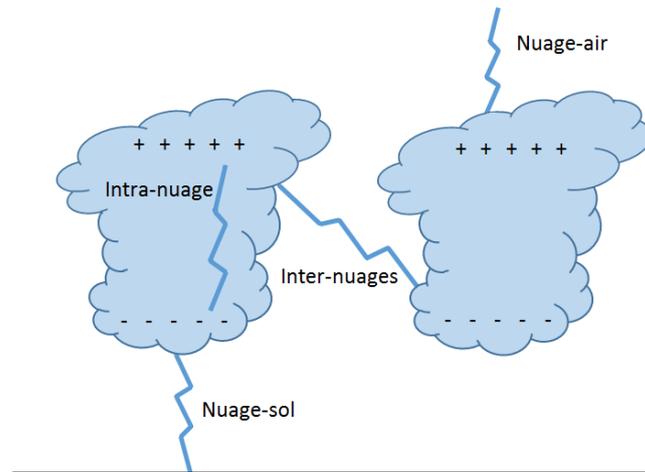


Figure 1.4 : Illustration des différents types de décharges atmosphériques.

2.2. La décharge nuage-sol

Bien que moins fréquentes que les décharges nuageuses, mais du fait des dégâts qu'elles peuvent entraîner en frappant le sol, les décharges nuage-sol sont depuis longtemps les plus étudiées.

2.2.1. Description générale

Une décharge nuage-sol débute toujours par la formation d'un traceur : une prédécharge peu lumineuse qui se propage à travers l'air avec une vitesse relativement faible (vitesse de propagation moyenne de l'ordre de $2 \cdot 10^5$ m/s). Ce traceur (ou *leader* en anglais) se crée soit dans le nuage et se propage en direction du sol, soit au niveau du sol et progresse vers le nuage. Dans les deux cas, le canal ainsi formé entre le nuage et le sol, bien que faiblement ionisé, est suffisamment conducteur pour écouler des courants intenses, qui formeront le coup de foudre proprement dit (ou *flash* en anglais). Ainsi un coup de foudre peut être décomposé en deux phases distinctes : une phase dite « initiale » correspondant à la propagation des traceurs et une phase « de décharge » qui débute

lorsqu'un canal est établi entre le nuage et le sol.

Dans un premier temps, les coups de foudre sont classés en fonction de la direction de propagation du traceur. Nous distinguons donc les coups descendants, qui sont les plus fréquents, et les coups ascendants. Pour que ces derniers puissent se développer, la présence d'une proéminence importante est nécessaire. Ils apparaissent donc généralement en montagne ou au sommet de structures élevées telles que des antennes de télécommunications.

Dans un second temps, les coups de foudre sont classés suivant leur polarité, c'est-à-dire en fonction de la charge du nuage qu'ils écoulent. Lorsque le coup de foudre implique la charge négative située à la base du nuage, le coup est considéré comme négatif. En revanche, il est dit positif, s'il écoule une charge positive enclavée à la base du nuage ou située à son sommet. Il est à noter que certains ouvrages (tels que [Gary 1994] ou [Uman 2008]) classent les coups de foudre en fonction de la charge transportée par le traceur initial. Des incompréhensions peuvent alors apparaître puisque, dans le cas de coups ascendants, la polarité du traceur est opposée à celle du nuage. Il convient donc de préciser qu'un coup ascendant positif écoule au sol une charge positive, mais est initié par un traceur ascendant chargé négativement. À l'inverse, un coup ascendant négatif écoule au sol une charge négative, mais est initié par un traceur ascendant chargé positivement.

Enfin, certains coups de foudre peuvent présenter les deux polarités : on parle alors de coups bipolaires. D'après Rakov et Uman, ces décharges sont généralement de type ascendantes [Rakov and Uman 2007]. En atteignant le nuage, les différentes ramifications du coup ascendant piègent des poches de charges de différentes polarités à l'intérieur du nuage. Le courant écoulé par le coup de foudre alterne ainsi entre les polarités positive et négative.

Dans nos climats tempérés, les coups positifs représentent environ 10 % de l'ensemble des foudroiements. Cependant, cette proportion de coups positifs peut parfois être plus élevée. Par exemple, Orville et Huffines rapportent un pourcentage de 24,5 % de

coups positifs détectés sur l'ensemble des États-Unis durant le mois de janvier 1996 [Orville and Huffines 1999]. Concernant les coups bipolaires, Rakov rapporte plusieurs pourcentages variant de 5 à 33 % à travers différentes régions du monde [Rakov 2003].

Pour résumer, dans la convention choisie dans ce manuscrit, c'est-à-dire la convention attribuant la polarité d'un coup de foudre en fonction de la charge du nuage écoulée (convention employée par [Rakov and Uman 2007]), nous distinguons quatre types de coups de foudre (Figure 1.5) : (a) le coup descendant négatif, (b) le coup ascendant négatif, (c) le coup descendant positif et (d) le coup ascendant positif.

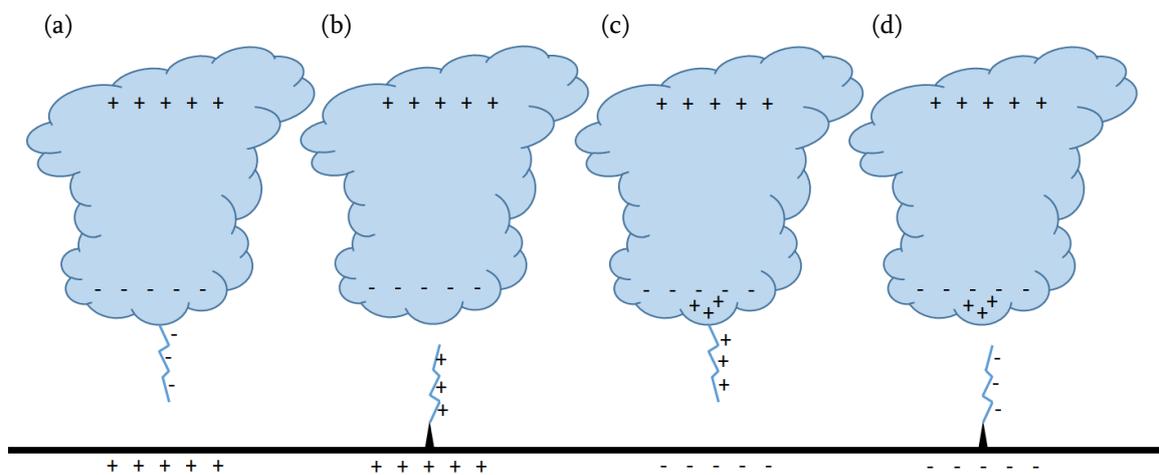


Figure 1.5 : Les quatre types de coups nuage-sol.

Représentant 90 % du foudroiement sur terre, le coup descendant négatif est de loin le plus répandu. Par ailleurs, des coups de type ascendants négatifs sont régulièrement observés en montagne ou sur des structures élevées. Nous tenterons donc par la suite d'énoncer les différentes caractéristiques de ces deux décharges, au cours des deux phases qui les composent : la phase initiale et la phase de décharge.

2.2.2. La phase de décharge du coup négatif

Nous avons vu qu'un coup négatif débute toujours par la formation d'un traceur se propageant en direction du sol ou du nuage. Les phénomènes se produisant durant cette phase initiale diffèrent, que le coup de foudre soit de type descendant ou ascendant. En

revanche, une fois qu'une connexion est établie entre le sol et le nuage, la phase de décharge débute et l'écoulement des charges est similaire quel que soit le sens de propagation du traceur initiant le coup de foudre.

2.2.2.1. Le courant électrique

Les courants écoulés durant cette phase de décharge sont en fait constitués des charges superficielles du sol, induites par les charges du nuage, et qui, en remontant le canal ionisé formé par les traceurs, neutralisent les charges de ces derniers. À ce moment, un canal fortement lumineux apparaît, progressant depuis le sol jusqu'au nuage, avec une vitesse estimée au tiers de la vitesse de la lumière : c'est l'arc en retour (*return stroke*, en anglais).

De nouveaux précurseurs descendants et arcs en retour peuvent ensuite se développer dans le canal fortement ionisé, donc fortement conducteur, formé par le premier arc en retour : on les désigne par arcs (ou décharges) subséquents. En général, un coup de foudre complet dure de 0,2 à 2 secondes et comporte typiquement de 3 à 5 arcs, cependant ce nombre est régulièrement observé entre 1 et 26 arcs par coup de foudre [Rakov and Uman 2007]. Le nombre d'arcs composant un même coup de foudre est un paramètre caractéristique de la foudre, souvent étudié et nommé « multiplicité ». Alors que la première décharge est précédée du traceur par bonds, les décharges subséquentes sont précédées d'un traceur continu, beaucoup plus rapide (dont la vitesse de propagation est de l'ordre de 10^7 m/s), appelé *dart leader* [Mach and Rust 1997; Jordan et al. 1997].

Dans l'intervalle entre les décharges, qui sont des impulsions de courant de forte intensité, un faible courant, de l'ordre de quelques centaines d'ampères, continue à s'écouler par le canal ionisé : c'est le courant persistant, que l'on désigne *continuing current* (CC) en anglais. Ce courant quasi stationnaire écoule une partie non négligeable de la charge totale d'un coup de foudre. Enfin, superposées à ce courant persistant, des impulsions de courant, nommées *M-component*, peuvent également apparaître. Elles se différencient des arcs en retour par une forme plus ou moins symétrique, des amplitudes

plus faibles (quelques centaines d'ampères) et des temps de montée bien plus lents (de l'ordre de 300 à 500 μs) [Rakov et al. 2001; Campos et al. 2011].

Le Tableau 1.1 regroupe les paramètres caractéristiques des différents phénomènes composant la phase de décharge. Par ailleurs, l'évolution temporelle typique du courant durant cette phase d'un coup négatif, qu'il soit descendant ou ascendant, est illustrée en Figure 1.6.

Phénomène	Paramètres	Valeur typique
Premier arc en retour	Courant crête [kA]	30
	Variation maximale du courant [kA/ μs]	$\geq 10 - 20$
	Front de montée (10-90 %) du courant [μs]	5
	Durée à mi-hauteur du courant [μs]	70 - 80
	Charge transférée [C]	5
	Vitesse de propagation [m/s]	$1.10^8 - 2.10^8$
Arcs subséquents	Courant crête [kA]	10 - 15
	Variation maximale du courant [kA/ μs]	100
	Front de montée (10-90 %) du courant [μs]	0,3 - 0,6
	Durée à mi-hauteur du courant [μs]	30 - 40
	Charge transférée [C]	1
	Vitesse de propagation [m/s]	$1.10^8 - 2.10^8$
Courant continu (d'une durée supérieure à 40 ms)	Amplitude [A]	100 - 200
	Durée [ms]	≈ 100
	Charge transférée [C]	10 - 20
M-component	Courant crête [A]	100 - 200
	Front de montée (10-90 %) du courant [μs]	300 - 500
	Charge transférée [C]	0,1 - 0,2

Tableau 1.1 : Valeurs typiques des paramètres liés aux phénomènes composant la phase de décharge d'un coup négatif [Rakov and Uman 2007].

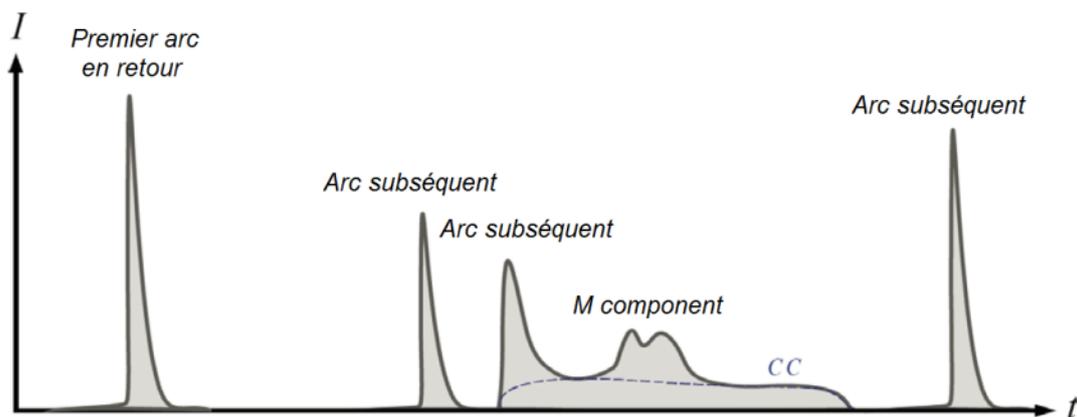


Figure 1.6 : Forme typique du courant associé à la phase de décharge d'un coup négatif. Sa durée moyenne est de l'ordre de quelques centaines de millisecondes [Romero 2012].

2.2.2.2. Le champ électrique

Les impulsions de courant qui viennent d'être évoquées induisent des variations relativement rapides du champ électrique se superposant aux fluctuations lentes du champ statique.

En champ proche, chaque impulsion de courant d'un même coup de foudre génère une impulsion de champ électrique. Mosaddeghi *et al.* ont mesuré, à la tour Gaisberg en Autriche, le courant (Figure 1.7.a) et le champ électrique (Figure 1.7.b) associé à un arc en retour [Mosaddeghi et al. 2010a]. Le champ électrique était mesuré à une distance de 22 m. Contrairement à l'impulsion de courant, dont la forme est de type bi-exponentiel avec un front de montée rapide, la forme de l'impulsion de champ électrique se caractérise par une montée lente (de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes) suivie d'une chute brutale. Cette variation rapide du champ coïncide avec la montée de l'impulsion de courant.

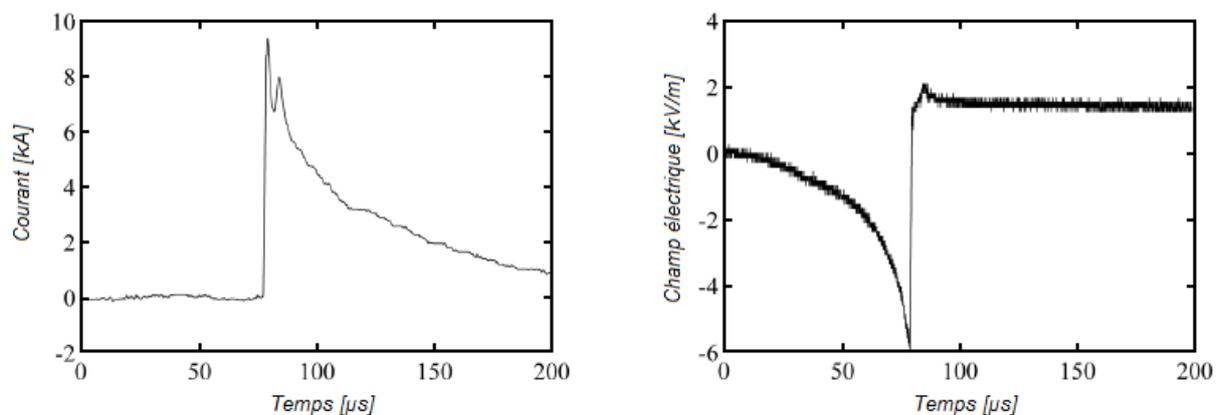


Figure 1.7 : Enregistrements du courant lié au premier arc en retour d'un coup descendant négatif et du champ électrique associé, en champ proche (22 m) [Mosaddeghi et al. 2010a].

Dans le cas d'une impulsion de type *M-component*, le courant, comme le champ électrique, ont une forme relativement symétrique. À l'inverse de ce qui peut être observé dans le cas d'un arc en retour, les formes d'onde se caractérisent par une montée et une descente relativement lente, de l'ordre de quelques centaines de microsecondes. La Figure 1.8 est un exemple de la variation de champ électrique générée par une impulsion de type

M-component [Rakov et al. 1995]. La mesure du champ électrique y est associée à celle du courant qui l'a généré.

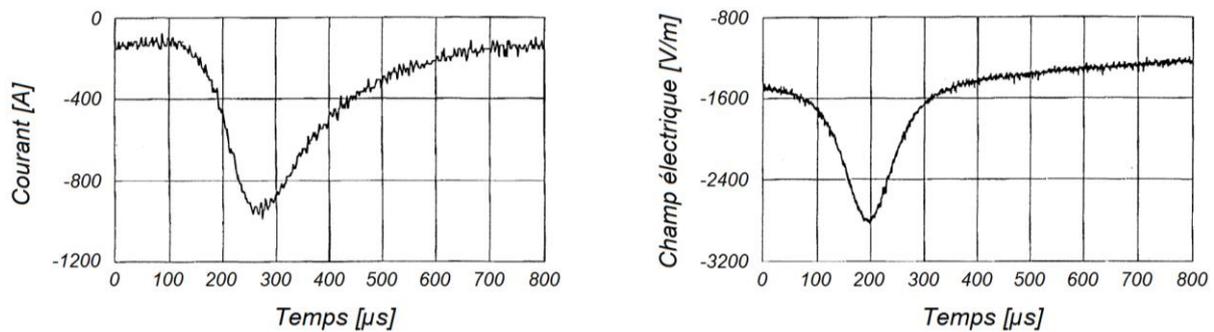


Figure 1.8 : Enregistrements du champ électrique et du courant associés à une impulsion de type *M-component* [Rakov et al. 1995].

Contrairement à une mesure en champ proche, la variation du champ électrique mesurée à une dizaine de kilomètres du canal, que l'on qualifiera de mesure en champ lointain, prend la forme d'une impulsion unique. La Figure 1.9 est un enregistrement du champ électrique induit par un coup descendant négatif mesuré à une distance de 6,5 km du point d'impact. Ce coup de foudre comprenait 4 arcs ainsi qu'une phase de courant persistant entre le 3^{ème} et le 4^{ème} arc. L'allure du champ électrique est une impulsion dont le front de montée est de l'ordre de la demi-seconde, et au cours de laquelle, plusieurs variations rapides apparaissent. Chacune de ces variations est induite par les arcs composant le coup de foudre. Par ailleurs, le courant persistant génère une variation quasi linéaire durant une période d'environ 200 ms.

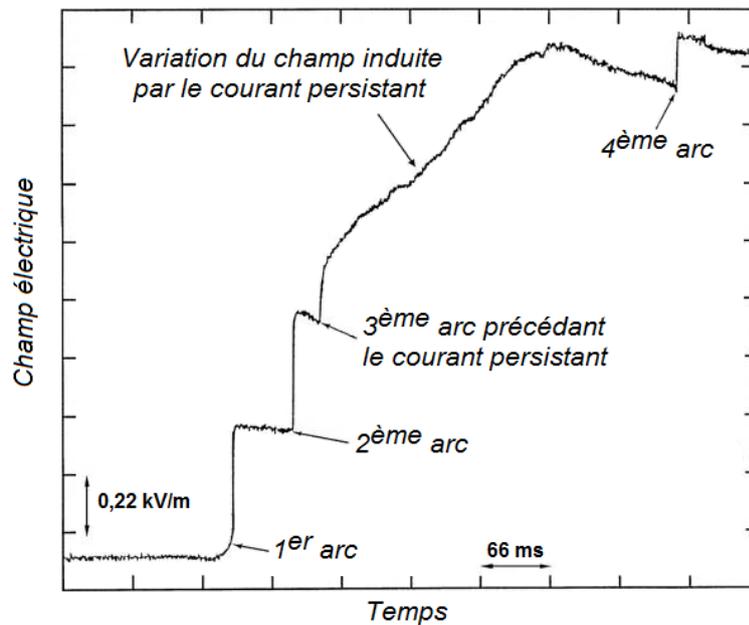


Figure 1.9 : Enregistrement du champ électrique lié à un coup descendant négatif et mesuré à une distance de 6,5 km [Rakov and Uman 2007].

L'intérêt d'enregistrer les variations du champ électrique est de pouvoir, à partir de ces mesures, estimer la valeur crête du courant de chaque arc composant le coup de foudre étudié. D'après Mallick *et al.* [Mallick et al. 2014], en champ lointain, l'amplitude crête du courant I_{TL} d'un arc peut être déduite de la mesure de la variation du champ électrique E qu'il a généré, à partir de l'équation suivante, basée sur le modèle des lignes de transmission :

$$I_{TL} = \frac{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot c^2 \cdot r}{v} \times E \quad (1.1)$$

Où ϵ_0 est la permittivité du vide (soit $\epsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m), c la célérité de la lumière dans le vide (soit $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s), r la distance horizontale entre l'arc et l'instrument de mesure du champ électrique et v la vitesse de propagation de l'arc en retour supposée constante. D'après leurs travaux, les meilleurs résultats sont obtenus pour des vitesses de propagation d'arcs comprises entre $c/2$ et $2 \cdot c/3$, soit respectivement $1,5 \cdot 10^8$ et $2 \cdot 10^8$ m/s.

En champ proche, Rubinstein *et al.* trouvent une corrélation entre l'intensité d'un arc en retour et la montée du champ électrique précédant l'arc [Rubinstein et al. 1995]. Il

peut donc être envisagé de retrouver l'amplitude de courant d'un arc à partir d'une mesure en champ proche du champ électrique.

Ainsi, qu'elle soit en champ proche ou lointain, la mesure du champ électrique peut être assimilée à une méthode d'estimation du courant d'un arc. Son principal intérêt est d'être non intrusive, à l'inverse d'une mesure de courant plus classique (sonde de Rogowski par exemple). Cependant, elle ne peut fournir qu'une estimation du courant, et nécessite de plus de connaître la distance entre la mesure du champ et le point d'impact.

La phase de décharge d'un coup négatif étant similaire qu'il soit descendant ou ascendant, c'est la phase initiale, correspondant à la propagation des traceurs qui les dissocie clairement.

2.2.3. *La phase initiale d'un coup descendant négatif*

Dans le cas du coup descendant négatif, le traceur, chargé négativement, prend naissance dans les masses négatives du nuage. Ce traceur progresse ensuite en direction du sol (Figure 1.10.a), par bonds successifs de quelques dizaines de mètres, avec des temps d'arrêt de 40 à 100 μs entre bonds : on parle de traceur par bond (ou *stepped leader* en anglais). Au fur et à mesure de sa progression, à une vitesse moyenne comprise entre 0,15 et 1 m/ μs , des ramifications orientées vers le sol peuvent apparaître. Lorsque ce traceur descendant approche du sol, sous l'effet du champ électrique devenant de plus en plus intense, d'autres traceurs peuvent être émis depuis des protubérances au sol, en direction du traceur descendant (Figure 1.10.b). Lorsque l'un de ces traceurs ascendants intercepte le traceur descendant, il s'établit un court-circuit entre le nuage et le sol, permettant le passage d'un courant d'une forte intensité (Figure 1.10.c), caractéristique de la phase de décharge que nous avons évoquée précédemment.

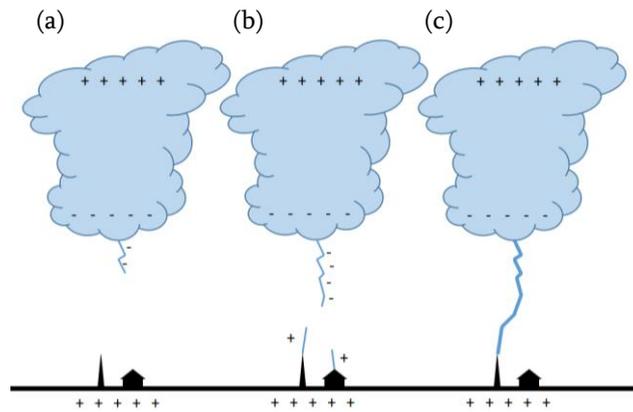


Figure 1.10 : Développement d'un coup descendant négatif.

Le traceur d'un coup descendant négatif se propageant du nuage vers le sol, le courant lié à la propagation du traceur, et donc à la phase initiale, peut difficilement être observé par une mesure directe en conditions naturelles. Jerauld rapporte cependant des valeurs de courants associés à des traceurs descendants, allant de 50 A à 5 kA et mesurées à l'aide de sondes de champ magnétique ou de champ électrique [Jerauld 2007].

Des études en laboratoire ont également été menées afin d'analyser le développement de ce traceur et son mode de propagation par bonds. En effet, l'allure générale d'une décharge longue distance, de polarité négative est schématisée Figure 1.11 [Reess 1997]. Celle-ci met en évidence le caractère discontinu de la propagation du traceur descendant négatif. D'une manière générale, les phénomènes prédisruptifs, c'est-à-dire précédant l'arc en retour dans le cas de la foudre, se composent de phases froides, les streamers positifs (D) et négatifs (C) et de phases chaudes, les leaders (ou traceurs). Les stems (E) sont des « phases de transition » entre les streamers et les leaders. Ces derniers peuvent se présenter sous différentes formes :

- Un leader négatif (A) se propageant depuis la cathode en direction de l'anode ; c'est le traceur descendant négatif ;
- Un leader spatial (B) qui prend naissance dans l'intervalle et qui se propage à la fois vers la cathode (leader spatial positif) et vers l'anode (leader spatial négatif) ;
- Un leader positif (F) qui se développe depuis l'anode vers la cathode ; c'est le traceur ascendant positif.

Au cours de la propagation du leader négatif (vers le sol), chaque réillumination entraîne une forte consommation de charges. L'enregistrement du courant se compose alors de plusieurs impulsions, correspondant chacune à un bond du traceur descendant.

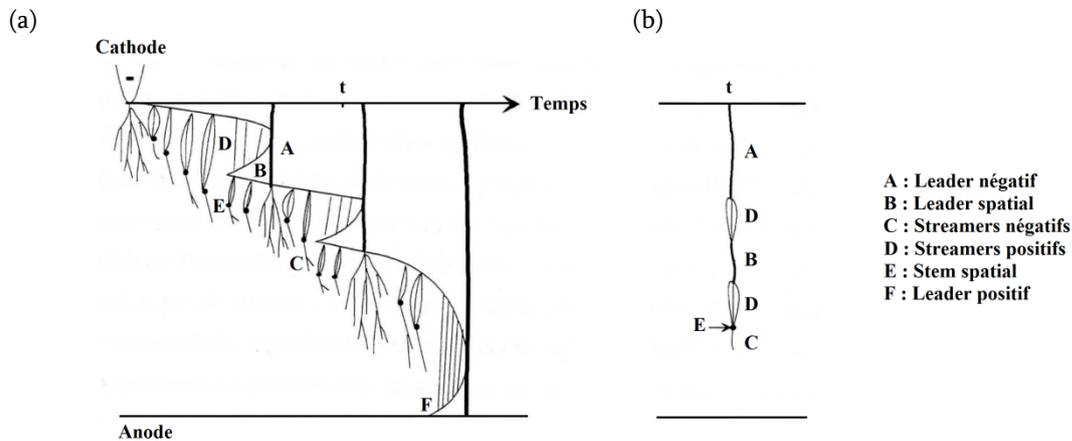


Figure 1.11 : Représentation schématique de l'évolution spatio-temporelle d'une décharge de polarité négative sur de grandes distances : (a) Développement spatio-temporel de la décharge, (b) Représentation spatiale de la décharge à l'instant t [Reess 1997].

Le Tableau 1.2 regroupe les paramètres typiques liés à un coup descendant négatif, à son traceur descendant par bonds et aux traceurs ascendants positifs qu'il peut induire. Des enregistrements en champ proche du champ électrique associé à des traceurs tels que les *stepped-leaders* ou les *dart-leaders*, peuvent également être trouvés dans les travaux de Rakov *et al.* [Rakov et al. 1998].

Phénomène	Paramètres	Valeur typique
Coup descendant négatif	Durée [ms]	200 - 300
	Nombre d'arcs par coup de foudre	3 - 5
	Intervalle de temps interarcs [ms]	60
	Charge transférée [C]	20
	Énergie [J]	$10^9 - 10^{10}$
Traceur par bonds	Longueur d'un bond [m]	50
	Intervalle de temps entre bonds [μ s]	20 - 50
	Courant de bond [kA]	> 1
	Charge consommée par bond [mC]	> 1
	Vitesse de propagation moyenne [m/s]	$2 \cdot 10^5$
	Durée globale du traceur [ms]	35
	Courant moyen [A]	100 - 200
	Charge totale [C]	5
Traceur ascendant	Longueur moyenne [m]	10 - 100
	Durée moyenne du traceur [ms]	0,1 - 1
	Courant moyen [A]	100
	Vitesse de propagation moyenne [m/s]	10^5

Tableau 1.2 : Valeurs typiques des paramètres liés à un coup descendant négatif [Rakov and Uman 2007].

2.2.4. La phase initiale d'un coup ascendant négatif

La phase initiale d'un coup ascendant négatif, dont les caractéristiques ont été rassemblées par Miki *et al.*, est liée à la propagation du traceur en direction du nuage [Miki et al. 2002]. En effet, au cours de sa progression, ce traceur consomme un courant de l'ordre de la centaine d'ampères, considéré comme quasi stationnaire : on parle de courant persistant initial ou *initial continuous current* (ICC) en anglais. Par ailleurs, en se propageant, de manière continue et à une vitesse comprise entre 0,2 et 1 m/ μ s, le traceur se ramifie à plusieurs reprises, formant des arborescences orientées vers le nuage. L'observation de ces ramifications montre des illuminations successives provoquées par le passage d'impulsions de courant brèves et intenses, qui se superposent au courant persistant et qui sont désignées en anglais comme des *initial continuous current pulses* (ICC pulses). D'après Wang *et al.*, ces impulsions sont similaires à celles de type *M-component*, apparaissant lors de la phase de décharge d'un coup de foudre qui débute lorsque le ou les traceurs atteignent le nuage [Wang et al. 1999]. À cet instant, la phase initiale prend fin.

L'évolution temporelle du courant d'un coup ascendant négatif dans son ensemble est illustrée Figure 1.12. De même, les paramètres liés aux phénomènes composant la phase initiale de ce coup de foudre sont détaillés dans le Tableau 1.3.

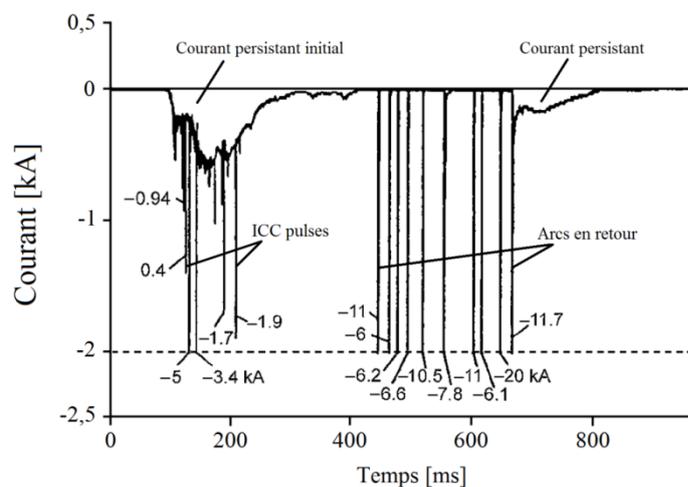


Figure 1.12 : Forme typique du courant associé à un coup ascendant négatif. La mesure a été intentionnellement limitée à -2 kA pour mettre en avant les courants de faibles amplitudes [Fuchs 1998; Rakov and Uman 2007].

Phénomène	Paramètres	Valeur typique
Coup ascendant négatif	Durée d'un coup avec arc en retour [ms]	400
	Durée d'un coup sans arc en retour [ms]	200
	Charge transférée par un coup avec arc en retour [C]	20
	Charge transférée par un coup sans arc en retour [C]	10
	Vitesse de propagation moyenne [m/s]	10^5
	Courant crête moyen d'arc en retour [kA]	2 - 20
Courant continu initial	Amplitude moyenne [A]	200
	Durée [ms]	200
	Charge transférée [C]	1
Impulsion de courant initial	Amplitude crête moyenne du courant [kA]	1 - 10
	Durée [ms]	1

Tableau 1.3 : Valeurs typiques des paramètres spécifiques au coup ascendant négatif [Rakov and Uman 2007].

Chacune des composantes du courant qui viennent d'être présentées n'apparaît pas nécessairement à chaque coup ascendant. Diendorfer distingue donc trois catégories de coups ascendants en fonction de la forme du courant [Diendorfer et al. 2010]. La première est celle qui a été décrite, c'est-à-dire composée d'une phase initiale suivie d'un ou plusieurs arcs en retour. La seconde catégorie ne présente pas d'arcs en retour et n'est donc composée que de la phase initiale et d'impulsions brèves, superposées à un courant quasi stationnaire. Enfin, la troisième catégorie ne comporte ni arcs en retour ni impulsions brèves, elle est uniquement composée d'un courant persistant lié à la propagation des traceurs vers le nuage.

Contrairement au coup descendant, les coups ascendants sont très dépendants de la topographie du sol. En effet, ces décharges sont principalement observées depuis des structures élevées, comme les tours de télécommunication, dont la hauteur dépasse la centaine de mètres. Les montagnes isolées favorisent également la formation de coups ascendants, surtout lorsqu'une tour ou un pylône est placé à leur sommet. D'après Zhou *et al.*, la hauteur d'une tour (sur terrain plat) doit être supérieure à 70 m pour que la probabilité qu'elle génère des coups ascendants ne soit pas nulle [Zhou et al. 2010]. Cette probabilité augmente avec la taille de la structure et approche 100 % pour des hauteurs dépassant 500 m.

Comme nous l'avons vu précédemment, à l'approche d'un nuage orageux, l'intensité

du champ électrique croît dans de fortes proportions. Au sommet d'une structure élevée, cette amplification du champ se voit exacerbée par l'effet de pointe et favorise l'apparition de coups ascendants. Bien qu'ils ne soient pas clairement établis, les phénomènes initiant ces décharges semblent être de deux types. Heidler *et al.* parlent ainsi de « *self-initiated upward lightning* » pour des coups ascendants qui se propageraient uniquement sous l'influence du champ électrique statique, et de « *other-triggered upward lightning* » pour des coups de foudre qui seraient initiés par une décharge proche, telle qu'une décharge intra-nuage par exemple [Heidler et al. 2013]. D'après les observations de Warner *et al.*, la grande majorité des coups ascendants observés à Rapid City dans le Dakota du Sud entre 2004 et 2010, était précédée et déclenchée par un coup de foudre à proximité, soit environ 99 % de « *other-triggered upward lightning* » [Warner et al. 2011]. En revanche, pour Zhou *et al.*, ce pourcentage n'était que de 13 % sur la tour Gaisberg, ce qui représente 87 % de type « *self initiated* » [Zhou et al. 2012].

3. Les spécificités de l'étude de la foudre en altitude

La foudre peut être étudiée à diverses échelles, au travers de tests en laboratoire haute tension, à des mesures en foudre déclenchée ou encore d'expérimentations en conditions naturelles. Bien que longues et difficiles, seules ces dernières permettent d'appréhender tous les phénomènes liés à un coup de foudre. En effet, les essais en laboratoire restent cantonnés à des dimensions faibles (de quelques mètres à quelques dizaines de mètres) face au phénomène réel. Par ailleurs, la foudre déclenchée permet d'augmenter la probabilité d'obtenir un coup de foudre, mais celui-ci ne peut être que de type ascendant puisque le déclenchement est produit par un câble lancé depuis le sol. Le traceur descendant et donc la phase d'attachement sont alors occultés. En France, la densité de foudroiement est généralement faible. Cependant, une analyse globale des données fournies par Météorage, l'opérateur du réseau de détection foudre français, a mis en avant un site intéressant au Pic du Midi de Bigorre.

3.1. Présentation du Pic du Midi de Bigorre

Le Pic du Midi de Bigorre est un massif des Pyrénées françaises, culminant à une altitude de 2877 m (Figure 1.13), et haut lieu de l'observation astronomique depuis la fin du 19^{ème} siècle [compte-rendu 1884]. Bien que l'astronomie soit encore à l'heure actuelle le domaine d'investigations scientifiques le plus important sur le site, d'autres recherches y sont menées sur la qualité de l'air ambiant ou l'observation des décharges électriques en haute atmosphère [Soula et al. 2014]. Par ailleurs, la météorologie, la navigation aérienne et la télédiffusion font également partie des activités présentes sur le site. Nous noterons notamment la construction, en 1962, d'une antenne de 104 m de haut que nous nommerons, tout au long de ce manuscrit, « Antenne TDF » (pour *TéléDiffusion de France*).



Figure 1.13 : Vue du Pic du Midi de Bigorre [www.all-free-photos.com].

Comme nous l'avons déjà évoqué, l'intérêt majeur de ce site est son foudroiement élevé. En France, la densité de foudroiement moyenne varie entre 0,6 et 4,4 coups de foudre par an et par km² selon les départements [Bonnet 2004]. Cependant, le nombre d'arcs détectés par le réseau de détection Météorage, dans un rayon de 50 km autour du Pic du Midi et sur une période allant de janvier 2004 à décembre 2013, montre que ce dernier est extrêmement foudroyé relativement au reste de la zone étudiée (Figure 1.14).

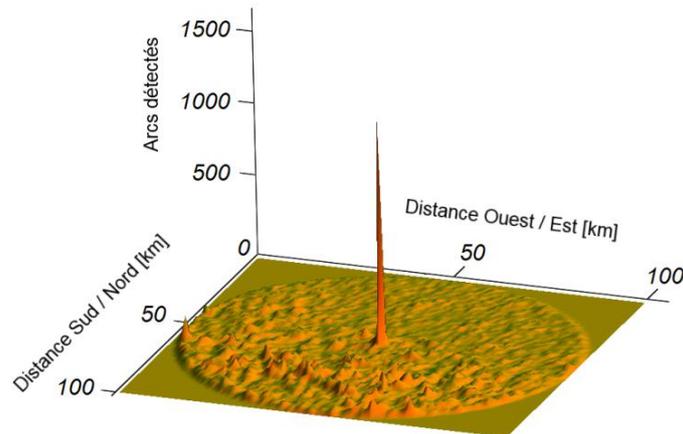


Figure 1.14 : Représentation du nombre d'arcs détectés dans un rayon de 50 km autour du Pic du Midi et sur une période de 10 ans (janvier 2004 – décembre 2013).

Sur cette même période, 2408 arcs ont été détectés dans un rayon de 1 km autour du Pic du Midi, soit une moyenne annuelle de 241 arcs par an, et une densité de foudroiement de 77 arcs par an et par km². Une étude similaire, menée sur une zone de 20 km x 20 km autour de la tour Gaisberg, en Autriche, met également en évidence une forte augmentation du nombre de foudroiements liée à la présence de la tour [Diendorfer et al. 2010].

Au-delà de son foudroiement élevé, le Pic du Midi présente d'autres intérêts facilitant la mise en place d'une expérimentation. La présence d'un téléphérique permet notamment d'accéder relativement facilement au sommet par rapport aux autres massifs montagneux dont l'accès se fait généralement à pied. Par ailleurs, la présence d'un réseau électrique et d'un accès internet permet d'une part de s'affranchir de batteries ou panneaux solaires pour l'alimentation de certains appareils, et offre, d'autre part, la possibilité de contrôler à distance et en permanence l'ensemble des instruments.

Cependant, de par la localisation et l'altitude du site, l'expérimentation s'en retrouve grandement complexifiée. Tout d'abord, il est impossible d'être aux côtés des instruments à chaque orage. Leur fonctionnement doit donc être autonome et automatique, de manière à récolter des données quelle que soit la période de la journée et quelles que soient les conditions climatiques (vent, neige, brouillard...). Cet aspect limite aussi

énormément notre réactivité en cas de défaillance d'un instrument. Par ailleurs, les conditions climatiques qui peuvent y régner (-30 °C en hiver, rafales de vent supérieures à 200 km/h...) fatiguent prématurément le matériel installé à l'extérieur. Enfin, la diminution de la pression avec l'altitude dégrade le refroidissement des appareils informatiques et favorise ainsi leur dysfonctionnement.

Pour résumer, ce site présente le grand avantage d'être bien plus foudroyé que les zones en plaine, mais entraîne de nombreuses complications dans la mise en œuvre d'une expérimentation.

3.2. Le foudroiemment d'un site en altitude

De nombreux travaux tendent à montrer que l'élévation des reliefs influence la densité de foudroiemment. Nous citerons en particulier, Reap *et al.* qui montrent que la densité de foudroiemment dans l'ouest des États-Unis augmente lorsque l'altitude varie de 0 à 3000 m [Reap 1986]. Des résultats similaires ont été trouvés en Californie par Van Wagendonk et Cayan pour des altitudes allant jusqu'à 4400 m [Van Wagendonk and Cayan 2008], en Alaska par Dissing et Verbyla [Dissing and Verbyla 2003] ou encore par Kaney *et al.* dans quatre états de l'ouest des États-Unis [Kaney et al. 2001]. Au sud-est du Brésil, Pinto *et al.* observent également une augmentation du foudroiemment lorsque le relief s'élève entre 300 m et 1300 m [Pinto Jr et al. 1999]. Enfin, en Europe, Smorgonskiy *et al.* obtiennent la même relation entre la densité de foudroiemment et l'altitude, en distinguant 12 sous-zones au sein desquelles le foudroiemment évolue de manière quasi continue [Smorgonskiy et al. 2013a]. Cependant, certaines études montrent des tendances inverses, où la densité de foudroiemment n'augmente pas avec l'augmentation de l'altitude. Bourscheidt *et al.* observe notamment, une densité de foudroiemment constante entre 0 et 700 m d'altitude [Bourscheidt et al. 2007; Bourscheidt et al. 2009], tout comme Bhavika, en Afrique du Sud, entre 0 et 800 m et de 2300 à 3000 m [Bhavika 2007]. Ce dernier observe même une légère décroissance de 1900 m à 2300 m, comme DeCaria et Babij, en Pennsylvanie [DeCaria and Babij 2003] et Schulz et Diendorfer, en Autriche, pour des altitudes excédant 2000 m [Schulz and Diendorfer 1999].

De même que sur la densité de foudroiement, il semble que la topographie puisse avoir une influence sur l'amplitude du courant. Schulz et Diendorfer observent notamment une diminution du courant moyen pour des altitudes excédant 2000 m [Schulz and Diendorfer 1999]. Orville *et al.* qui analysent le foudroiement de l'ensemble des États-Unis entre 1995 et 1997, montrent que la médiane du courant crête apparaît plus faible dans les montagnes Rocheuses et dans les Appalaches, qui culminent respectivement à 4401 m et 2037 m [Orville and Huffines 1999]. À l'inverse, sur la montagne Gaisberg qui culmine à 1288 m et qui accueille une tour de télécommunication, Diendorfer *et al.* observent que le courant moyen est supérieur à celui détecté dans les alentours dont l'altitude est bien inférieure [Diendorfer et al. 1997].

Concernant le Pic du Midi, l'analyse réalisée par Smorgonskiy *et al.*, des données du réseau de détection dans un rayon de 50 km, montre une augmentation linéaire de la densité de foudroiement avec l'altitude entre 700 m et 2500 m [Smorgonskiy et al. 2014]. Ils ne notent cependant aucune influence de l'altitude sur le courant moyen.

3.3. Les études du foudroiement de structures élevées

Nous venons de voir que, généralement, la densité de foudroiement semble augmenter avec l'élévation du relief. Cela est d'autant plus vrai lorsqu'une antenne est installée au sommet d'un massif. Pour cette raison, plusieurs sites montagneux équipés d'une structure élevée ont été instrumentés dans le but de recueillir des données liées aux divers paramètres électriques de la foudre.

L'un des premiers sites à avoir été étudié est le Mont San Salvatore, culminant à 915 m d'altitude, en Suisse [Berger 1967]. Ce sommet, où sont placées deux tours de télécommunication d'une hauteur de 55 m, est situé à 640 m au-dessus du lac de Lugano. Le courant de foudre écoulé par les tours était mesuré à l'aide de shunts résistifs et le développement des arcs était filmé au moyen de caméras vidéo et notamment une caméra dite « rapide ».

Aujourd'hui, des études sont encore menées sur divers sites. Nous citerons

notamment la tour Säntis, en Suisse qui culmine à 2502 m, et dont la hauteur est de 124 m. Le courant y est mesuré par des boucles de Rogowski et des capteurs B-dot installés à deux hauteurs différentes (24 m et 82 m) [Romero et al. 2012].

En Autriche, l'expérimentation de la tour Gaisberg mesure le courant de foudre par un shunt résistif. Cette tour, située à 1287 m d'altitude, a initialement été équipée d'un moulin à champ et d'une caméra rapide, fonctionnant à 1000 images par seconde, placés à une distance de 200 m [Diendorfer et al. 2000]. Par la suite, les composantes verticale et radiale du champ électrique ont été enregistrées à l'aide de capteurs sphériques placés à 20 m de la base de la tour [Mosaddeghi et al. 2010b] ainsi qu'une antenne capacitive à 170 m [Zhou 2013]. Enfin, le champ magnétique est mesuré à 20 m par une antenne-cadre [Mosaddeghi et al. 2010a].

À une altitude de 988 m au-dessus du niveau de la mer, la tour Peissenberg, dans le sud de l'Allemagne, est située au sommet d'une crête de 250 m. Les variations du courant dans le temps (di/dt) y étaient mesurées par une boucle inductive et les coups de foudre enregistrés par deux appareils photo placés à 90° à une distance de 1000 m [Trapp 1979]. Initialement d'une hauteur de 160 m, l'antenne a été modifiée et sa hauteur ramenée à 150 m. Aujourd'hui, le courant de foudre, les champs électrique et magnétique ainsi que leurs dérivées y sont mesurés au pied de l'antenne et à une distance de 200 m [Manhardt et al. 2010]. Une caméra fonctionnant à 1000 images par seconde complète l'instrumentation pour enregistrer le développement des coups de foudre [Heidler et al. 2013].

Dans les Pyrénées espagnoles, le site nommé « Eagle Nest » atteint une altitude de 2537 m et accueille une antenne de 20 m de haut, équipée d'une sonde de Rogowski pour la mesure du courant [Montanyà et al. 2006]. Durant l'été 2011, une caméra rapide fonctionnant à 4000 images par seconde et une antenne capacitive pour la mesure du champ électrique y ont également été installées [Montanyà et al. 2012].

Au Brésil, le site de « Morro Do Cachimbo », situé à 15 km de Belo Horizonte et à

une altitude de 1430 m, est équipé d'une antenne de 60 m [Corrêa et al. 2008; Guimarães et al. 2014]. Accueillant initialement une mesure de courant et de deux caméras placées à environ 500 m, la tour est aujourd'hui équipée de sondes Pearson et d'un shunt pour la mesure du courant. Le champ électrique et sa dérivée sont quant à eux enregistrés par un moulin à champ et deux antennes fouet. Une caméra rapide fonctionnant à 4000 images par seconde est également placée à environ 600 m.

Des études sont également menées sur des structures élevées en terrain considéré comme plat. Nous citerons notamment les observations réalisées au milieu du 20^{ème} siècle sur l'Empire State Building de New York [McEachron 1939], et celles menées de nos jours sur la tour CN au Canada, d'une hauteur de 553 m [Hussein 2009], sur la tour Tokyo Skytree au Japon, de 634 m de haut [Ishii et al. 2014] ou encore sur deux tours de 432 m et 610 m, à Canton en Chine [Lu et al. 2010].

Cette revue des hautes structures instrumentées pour l'étude de la foudre est résumée dans le Tableau 1.4. Par la suite, les résultats expérimentaux de ces études seront confrontés à ceux issus de nos mesures sur le Pic du Midi. Cependant, nous pouvons dès à présent noter que, d'après la littérature, toutes ces structures sont régulièrement le siège de coups ascendants.

Le Pic du Midi avec son antenne de 104 m est équivalent à la tour Gaisberg et se place dans la moyenne des structures observées. L'équivalence avec l'expérimentation autrichienne est d'autant plus vraie que la proéminence du Pic du Midi est d'environ 800 m. En revanche, en culminant à une altitude approchant les 3000 m, il est le site le plus élevé. Par ailleurs, étant situé très en avant de la chaîne pyrénéenne, le Pic du Midi est en surplomb de la plaine et se retrouve bien situé dans le réseau de capteurs de Météorage. Ainsi l'efficacité de détection du réseau ne devrait être que peu influencée par le relief montagneux.

Site	Hauteur de structure	Altitude	Terrain	Enregistrements	Références
Mont San Salvatore, Suisse	55 m	915 m	Pic montagneux de 640 m	Courant Imagerie rapide	[Berger 1967]
Tour Säntis, Suisse	124 m	2502 m	Pic montagneux	Courant	[Romero et al. 2012]
Tour Gaisberg, Autriche	100 m	1287 m	Pic montagneux de 800 m	Courant Champ électrique Champ magnétique Vidéo : 1000 ips*	[Diendorfer et al. 2000] [Mosaddeghi et al. 2010a] [Mosaddeghi et al. 2010b] [Zhou 2013]
Tour Peissenberg, Allemagne	150 m	988 m	Crête de 250 m	Courant Champ électrique Champ magnétique Vidéo : 1000 ips*	[Trapp 1979] [Manhardt et al. 2010] [Heidler et al. 2013]
Eagle Nest, Espagne	20 m	2537 m	Pic montagneux	Courant Champ électrique Vidéo : 4000 ips*	[Montanyà et al. 2006] [Montanyà et al. 2012]
Morro Do Cachimbo, Brésil	60 m	1430 m	Pic montagneux	Courant Champ électrique Vidéo : 4000 ips*	[Corrêa et al. 2008] [Guimarães et al. 2014]
Empire State Building, États-Unis	410 m	-	Plat (urbain)	Courant Photographie	[McEachron 1939]
Tour CN, Canada	553 m	-	Plat (urbain)	Courant Champ électrique Champ magnétique Vidéo : 30 et 500 ips*	[Hussein 2009]
Tokyo Skytree, Japon	634 m	-	Plat (urbain)	Courant Vidéo : 600 et 5627 ips*	[Ishii et al. 2014]
Canton, Chine	432 m 610 m	-	Plat (urbain)	Vidéo : 10 000 et 50 000 ips*	[Lu et al. 2010]

* ips : images par seconde

Tableau 1.4 : Revue des principaux sites instrumentés pour l'étude de la foudre.

4. Modèles de protection foudre

D'un point de vue historique, un modèle de foudroiement avait, à l'origine, été étudié pour la protection des lignes électriques, et notamment des lignes à très haute tension. Ce modèle, définissant en fonction du courant, une distance d'amorçage entre la tête du traceur descendant et le point d'impact, est appelé modèle électrogéométrique. Aujourd'hui, ce modèle est mis en œuvre pour la protection contre la foudre de structures diverses, par la méthode dite « méthode de la sphère roulante » ou « méthode de la sphère fictive ». D'après Uman, cette méthode a vu le jour à la fin des années 70 [Uman 2008].

Par ailleurs, le modèle électrogéométrique étant uniquement basé sur la géométrie de la structure et l'intensité du courant de foudre, de nombreuses améliorations ont été envisagées dans la mesure où un certain nombre de paramètres physiques peut être intégré tel que l'émission de traceurs ascendants.

4.1. Le risque de foudroiement

Lors du dimensionnement d'un système de protection extérieure sur une structure donnée, il convient en premier lieu d'estimer le risque de foudroiement de la structure en question et donc de définir la nécessité ou non d'un tel système. Il peut notamment être acceptable de renoncer à la mise en place d'une protection (paratonnerre, cage maillée ou fil tendu), si la probabilité de foudroiement de la structure est très faible et que les conséquences entraînées par un impact restent relativement limitées. À l'inverse, certaines catégories de bâtiments, comme les hôpitaux ou les industries utilisant des produits explosifs ou incendiaires, peuvent être très sensibles aux risques de foudroiement de par les conséquences que celui-ci peut entraîner. C'est pourquoi les responsables de bâtiments publics, les compagnies d'assurances, les industriels, s'intéressent de très près à cette notion de risque de foudroiement.

Actuellement, pour évaluer la probabilité de foudroiement d'un bâtiment ou d'une structure, il est nécessaire de déterminer sa « surface équivalente d'exposition ». Cette

surface est définie comme la surface au sol qui a la même probabilité annuelle de coups de foudre directs que la structure. Pour des structures isolées, la surface équivalente d'exposition A_d est donnée par l'intersection entre la surface du sol et une droite de pente 1/3 qui passe par les parties les plus élevées de la structure (en les touchant à cet endroit) et en tournant autour de celle-ci [NF EN 62305-2 2006]. Pour une structure rectangulaire de longueur L , de largeur W et de hauteur H , la surface équivalente d'exposition est alors égale à :

$$A_d = L.W + 6.H.(L+W) + 9\pi.H^2 \quad (1.2)$$

La probabilité de foudroiement de la structure s'obtient alors en multipliant cette surface équivalente par la densité de foudroiement de la région où est localisée cette structure (exprimée en coups par an et par km²).

Cette méthode permet de se faire une idée du nombre de foudroiements potentiels sur la structure à protéger. Cependant elle ramène une densité de foudroiement régionale à l'échelle d'un bâtiment. Elle ne peut donc pas prendre compte les variations locales du foudroiement liées à la topographie ou aux variations climatiques. Par ailleurs, cette probabilité est donnée pour l'ensemble du bâtiment, mais ne fournit aucune précision quant aux zones de la structure pouvant ou non être foudroyées.

4.2. Présentation du modèle électrogéométrique

4.2.1. *La distance d'amorçage*

La description communément admise d'un coup descendant négatif est de considérer que la charge négative à la base du nuage induit un champ électrique entre le nuage et le sol suffisamment important pour initier le développement d'un leader descendant. En raison de la propagation de ce leader vers la terre, le champ électrique entre eux est amplifié. En approchant de la terre, le champ électrique devient si élevé que des leaders ascendants peuvent être générés à partir des protubérances au sol. Cette approche considère que la jonction entre les leaders descendant et ascendant se produit

lorsque le champ atteint la valeur critique de 500 kV/m [Gary 1994]. À cet instant, la distance entre la tête du leader descendant et le sol est définie comme la distance d'amorçage.

Cette distance d'amorçage D est généralement déduite de résultats expérimentaux et obtenue à partir de la formule empirique suivante [Uman 2008] :

$$D = A \times I_p^b \quad (1.3)$$

Où D est la distance d'amorçage exprimée en mètres, I_p est la valeur crête du courant du premier arc en retour en kiloampères et A et b sont des constantes. Pour ces deux constantes, la norme internationale de protection contre la foudre recommande les valeurs suivantes : $A = 10$ et $b = 0,65$ [IEC 62305-1 2006].

4.2.2. La méthode de la sphère roulante

Pour la protection de structures contre la foudre, le modèle électrogéométrique est mis en œuvre par la méthode de la sphère roulante. Une première hypothèse consiste à supposer les surfaces équipotentiels autour de la pointe du leader, comme sphériques et non déformables. En second lieu, il est considéré que la distance d'amorçage est la même quelle que soit la nature et la forme de la structure au sol. Par conséquent, les points d'impact sont déterminés pour chaque objet de la structure à la distance d'amorçage D de la pointe du leader descendant, comme si elle était entourée par une sphère imaginaire de rayon $r_s = D$.

Dans le cas d'une structure telle qu'un groupe de bâtiments, cette méthode s'applique en faisant rouler la sphère sur le profil de la structure (Figure 1.15). Tous les points de cette structure en contact avec la sphère peuvent être frappés par la foudre. Inversement, les objets qui n'entrent pas en contact avec la sphère sont considérés comme protégés contre les coups descendants négatifs dont l'intensité du courant est supérieure à I_p . En termes de protection contre la foudre, si la sphère est en contact avec un dispositif de protection sans toucher les objets, ceux-ci sont considérés comme protégés.

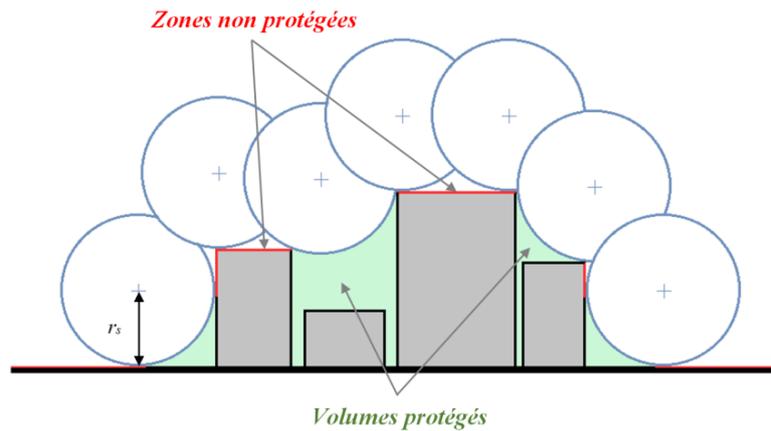


Figure 1.15 : Illustration de la méthode de la sphère roulante sur une structure.

4.2.3. Les limites du modèle électro géométrique

Le modèle électro géométrique s'avère très utile dans le dimensionnement d'un système de protection foudre d'une structure. Il fournit, en effet, une méthode simple permettant de déterminer les zones susceptibles d'être foudroyées et ainsi de mettre en place une protection adaptée.

Ce modèle présente, cependant, plusieurs inconvénients. Nous pouvons notamment citer le fait qu'il ne tient pas compte de la présence de traceurs ascendants, ni de l'effet de compétition entre eux. Il ne considère pas, non plus, les paramètres de propagation des traceurs ascendants et descendants, de même que le type de propagation (continue ou par bonds), la vitesse des traceurs ou encore la charge consommée. Les propriétés électriques du sol et des structures à protéger, ainsi que les renforcements de champ qu'elles peuvent générer, sont également ignorés. Une autre limitation majeure du modèle électro géométrique est d'être, par définition, uniquement adapté à des coups descendants négatifs. Or, comme nous l'avons évoqué précédemment, des structures élevées au sommet de massifs montagneux, telles que l'antenne TDF au sommet du Pic du Midi, peuvent être le siège de décharges ascendantes.

4.3. Les variantes du modèle électrogéométrique

Depuis la fin des années 1980, avec l'amélioration des connaissances de la physique des décharges électriques longue distance, plusieurs travaux ont été menés dans le but d'améliorer la fiabilité des protections foudre. Des modèles de distance d'amorçage ont notamment été développés afin de combler les limitations du modèle électrogéométrique en intégrant une approche plus physique.

4.3.1. Les modifications du calcul de la distance d'amorçage

Parmi ces modèles génériques, nous pouvons, tout d'abord, citer le modèle elliptique. Contrairement au modèle électrogéométrique, ce modèle, présenté en 1991 par Mladenovic et Vorgucic, différencie l'impact sur une pointe de celui au sol. En effet, la sphère entourant la tête du leader descendant est remplacée par une ellipse, afin de tenir compte du renforcement de champ induit par une pointe. Par la suite, S. Grzybowski et Y. Song ont repris et testé ce modèle en laboratoire [Grzybowski and Song 2004]. Ils ont notamment montré que le calcul de la distance d'amorçage dépendait de la polarité et de la hauteur de la pointe.

À partir de 1996, Lalande présente un nouveau critère pour l'amorçage du traceur ascendant positif [Lalande 1996]. Contrairement aux précédents travaux, ce critère donne le champ minimum ambiant pour l'amorçage et la propagation stable du leader depuis une structure de hauteur h . Cette valeur de champ seuil a été nommée « champ de stabilisation » et s'applique pour les tiges et les câbles horizontaux. Ainsi le modèle de Lalande calcule la distance d'amorçage en considérant que le champ électrique doit être égal au champ de stabilisation pour qu'un traceur puisse s'amorcer.

Récemment, Cooray et Becerra calculaient les rayons d'attraction de conducteurs verticaux et horizontaux, à partir d'un modèle basé sur la physique des leaders [Cooray and Becerra 2012; Becerra 2012]. Ce modèle tenait notamment compte de la formation de streamers au sommet de ces conducteurs, la transformation des streamers en leaders et enfin l'extension et la propagation auto-entretenu du leader positif. Les résultats obtenus

étaient ensuite confrontés à ceux du modèle électrogéométrique. Bien qu'il intègre des paramètres physiques, la limitation majeure de ce modèle était d'unique-ment s'appliquer à des conducteurs verticaux ou horizontaux, ne s'appliquant donc pas à une structure ou un bâtiment dans son ensemble.

Parmi les modèles proposant une approche différente du modèle électrogéométrique dans le calcul de la distance d'amorçage, nous pouvons également citer les modèles de Petrov-Waters [Petrov et al. 2000; Waters 2004], de Chowdhuri [Chowdhuri and Kotapalli 1989], le modèle de stochastique de Metwally et Heidler [Metwally and Heidler 2007] ou encore le modèle de Mazur et Ruhnke [Mazur and Ruhnke 2003].

4.3.2. Les modèles physiques ou semi-physiques

Plusieurs modèles basés sur la physique des décharges électriques, et notamment les décharges longue distance, ont été proposés depuis quelques dizaines d'années. Ces modèles ne sont pas nécessairement destinés au calcul de la distance d'amorçage, mais plutôt à décrire le développement des décharges en intégrant des données physiques telles que les charges consommées par les traceurs, leurs longueurs ou encore leurs vitesses. Dans ce domaine, nous pouvons citer les travaux d'Ortega et Reess portant sur le développement des décharges longue distance de polarité négative [Ortega et al. 1994b; Reess et al. 1995; Reess et al. 1998].

Dellera et Garbagnati sont les premiers à avoir développé un modèle qui calcule numériquement le développement spatio-temporel des leaders descendant et ascendant [Dellera et al. 1981]. Leur modèle, dit à Progression de Leaders, basé sur des résultats expérimentaux, simule toutes les étapes d'un foudroiement, à savoir : la progression du traceur négatif vers le sol, la naissance d'un traceur ascendant positif et leur propagation jusqu'à la jonction. Cependant, ce modèle se limite à une représentation en 2D. Rizk a, par la suite, tenté d'améliorer ce modèle en apportant des modifications sur le critère d'amorçage du traceur ascendant et sur le critère de jonction. [Rizk 1989; Rizk 1990; Rizk 1994a]. En 1996, Dellera et Garbagnati ont cherché à préciser ce modèle en menant de

nouveaux essais expérimentaux [Bernardi et al. 1996].

Parallèlement, Gallimberti modélisait les décharges électriques, positive ou négative, depuis la première avalanche électronique, dégénéralant en streamers, jusqu'à la création et la propagation du leader [Gallimberti 1979; Bondiou and Gallimberti 1994; Gallimberti et al. 2002].

Un modèle de propagation de leader positif a également été élaboré par Ortéga, dans le but de prévoir les paramètres d'amorçage d'une décharge [Ortega et al. 1994a; Ortega 1992]. Ce modèle se basait sur des résultats expérimentaux obtenus à partir de décharges de laboratoire sur des intervalles allant de 2,2 à 16,7 m.

Plus récemment, Fofana proposa un modèle prédictif de décharge de foudre en polarité positive. Ce modèle se basait sur un schéma électrique équivalent, où chaque composante de la décharge était représentée par un circuit RLC [Fofana 1996]. Ce modèle fut par la suite repris pour être appliqué à des décharges de polarité négative [Beroual et al. 2010a; Beroual et al. 2010b].

4.3.3. L'intégration de paramètres physiques au modèle électrogéométrique

Comme nous l'avons précédemment évoqué, le principal inconvénient de la méthode de la sphère roulante est de ne pas tenir compte de paramètres physiques tels que la propagation des leaders ascendants. D'autre part, la même probabilité est considérée pour un attachement au sol, à une structure ou à un paratonnerre. Aït-Amar et Berger proposent un modèle basé sur la physique de l'attachement de la foudre afin de revisiter le modèle électrogéométrique [Ait-Amar and Berger 2009]. Contrairement à la méthode de la sphère roulante, celle proposée par Aït-Amar et Berger considère la présence d'un traceur ascendant se propageant au cours du processus d'impact, sous l'influence d'un traceur descendant.

Cette méthode est basée sur un modèle 3-dimensions de protection foudre tenant compte de la géométrie réelle de la structure à protéger, de la propagation des leaders

descendants et ascendants et de leurs vitesses moyennes relatives [Ait-Amar 2004; Ait-Amar and Berger 2004; Ait-Amar and Berger 2006]. Ce modèle détermine la position de la tête des traceurs descendant et ascendant, juste avant le saut final en fonction de la hauteur du paratonnerre et du courant de foudre.

Les positions relatives de moindres approches des têtes des traceurs descendant et ascendant sont respectivement illustrées Figure 1.16. L'arc de cercle ABC représente toutes les positions possibles de la tête du traceur descendant et le segment EF représente celles du traceur ascendant. Le volume fermé ABCEFA est la zone du saut final qui se produit lorsque le champ électrique entre les extrémités des deux traceurs est supérieur à 5 kV/cm. Enfin le triangle O'EF représente le volume de tous les traceurs ascendants possibles.

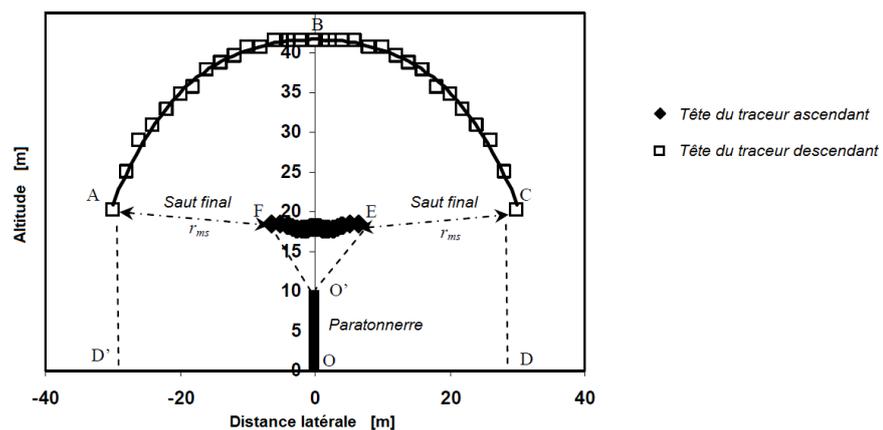


Figure 1.16 : Lieux des têtes de leaders ascendants et descendants liés à l'application du modèle d'Ait-Amar et Berger, pour une hauteur de paratonnerre de 10 m et un courant de 14,5 kA [Ait-Amar and Berger 2009].

En 3-dimensions, ce volume peut être approximé à un cône dont le sommet coïnciderait avec la pointe du paratonnerre et dont la base serait tous les lieux possibles de la tête du leader ascendant avant le saut final. Ainsi une étude paramétrique, basée sur l'exploitation de l'ensemble des résultats fournis par l'application du code de calcul, permet d'établir des relations analytiques approchées du rayon $L_{up}(I_p, h)$ et de la hauteur $H_{up}(I_p, h)$ de développement du cône balayé par le leader ascendant [Ait-Amar and Berger 2009].

Selon Cooray *et al.* ou encore Rakov et Lutz [Cooray et al. 2007; Rakov and Lutz 1990], la distance d'amorçage peut être redéfinie comme la distance entre l'extrémité des traceurs ascendants et descendant juste avant la jonction. Ainsi, Figure 1.16, l'écart entre l'arc de cercle ABC et le segment EF, peut être considérée comme la distance d'amorçage. À partir de calculs prenant en compte des hauteurs différentes de la tige, il en résulte que la nouvelle distance d'amorçage est presque indépendante de la hauteur de la tige et varie avec le courant de foudre, telle que :

$$r_{ms} = 4,2 \times I_p^{2/3} \quad (1.4)$$

Où r_{ms} est la distance d'amorçage modifiée (m) et I_p est le courant de foudre (kA).

En considérant que le volume lié à l'émission du traceur ascendant fait partie intégrante de la structure, les zones protégées sont déterminées en roulant la sphère modifiée sur toute la structure. Le rayon de la sphère est alors égal à la valeur de la distance d'amorçage modifiée r_{ms} . Cette méthode est appelée « méthode de la sphère roulante modifiée » et est illustrée Figure 1.17.

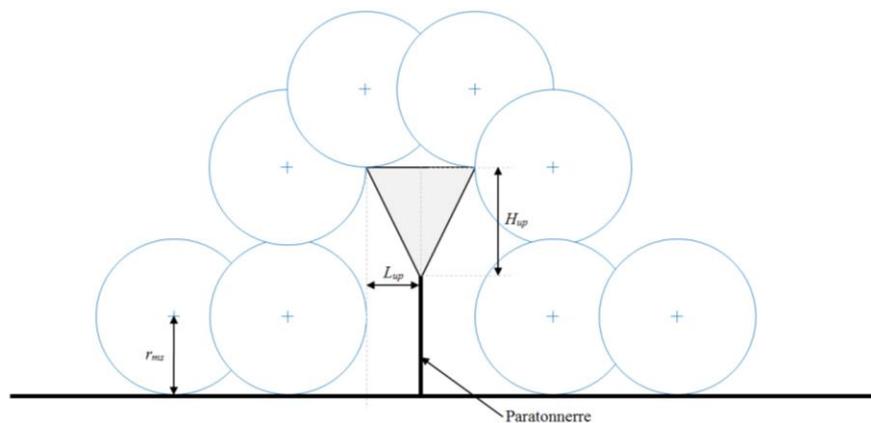


Figure 1.17 : Application à un paratonnerre du modèle d'Aït-Amar et Berger ou « méthode de la sphère roulante modifiée » [Ait-Amar and Berger 2009].

5. Conclusion

Dans ce chapitre, après avoir détaillé la phénoménologie d'un coup de foudre, qu'il soit descendant ou ascendant, nous avons présenté les différentes expérimentations, à travers le monde, étudiant le phénomène en montagne ou sur des structures élevées. Cette revue suggère que l'élévation du relief semble entraîner une augmentation de la densité de foudroiement au sol. De même, les structures élevées se voient être le siège de décharges ascendantes lorsque leur hauteur dépasse 70 m.

En France, du fait de son altitude avoisinant les 3000 m et de la présence d'une antenne de 100 m de haut, le Pic du Midi de Bigorre est un massif montagneux présentant une densité de foudroiement relativement élevée. Ce site est par conséquent celui choisi dans cette étude, pour la mise en place d'une expérimentation en conditions naturelles. Contrairement aux études en foudre déclenchée, cette échelle d'étude tient compte de l'aspect probabiliste de la foudre et permettra de déduire des probabilités quant au foudroiement du site. La compétition entre traceurs ascendants à l'approche du traceur descendant, qui est inhibé dans le cas d'un déclenchement artificiel de la foudre, pourra également être observée dans le cadre de cette étude.

D'un point de vue protection foudre, le modèle électrogéométrique est traditionnellement appliqué. Étant relativement simpliste, des évolutions de ce modèle sont proposées pour lui donner une approche plus physique, comme la prise en compte des traceurs ascendants par la méthode de la sphère roulante modifiée. Dans le Chapitre II, nous détaillerons les travaux qui ont été développés au cours de cette thèse afin de calculer les probabilités d'impact sur une structure à partir du modèle électrogéométrique. Une analyse des données du réseau de détection foudre y sera également menée pour compléter et préciser les résultats de cette nouvelle méthode appliquée au site du Pic du Midi.

CHAPITRE II :

EVALUATION DE LA PROBABILITE DE
FOUDROIEMENT D'UNE STRUCTURE

1. Introduction

Au Chapitre I a été présenté le modèle électrogéométrique, largement employé dans le cadre de la protection de structures ou de bâtiments contre la foudre. Ce modèle définit en fonction du courant, une distance d'amorçage entre la tête du traceur descendant et le point d'impact supposé. La méthode dite « de la sphère roulante » met en œuvre ce modèle pour déterminer les zones d'une structure susceptibles d'être foudroyées ou non.

Dans ce travail de thèse, ce principe a, tout d'abord, été repris dans le but de développer une méthode ne se limitant pas seulement à désigner les zones vulnérables d'une structure, mais permettant également d'estimer des valeurs de probabilités d'impact pour chacune des zones plus ou moins vulnérables de cette structure, dans le cas de coups de foudre descendants. Cette première approche fournissant des probabilités sans considérer le foudroiement réel du site est ensuite complétée par une analyse statistique des données du réseau de détection. Une estimation du nombre d'impacts susceptibles de foudroyer chaque zone de la structure en question peut ainsi être calculée de façon globale, c'est-à-dire en considérant des coups descendants ou ascendants et ne se limitant pas à une unique valeur de courant.

Cette méthode a finalement été appliquée à une représentation en 3-dimensions du Pic du Midi, au sommet duquel tout un système de mesure a été mis en place pour fournir les données expérimentales nécessaires à la validation du modèle.

Enfin, le modèle électrogéométrique étant uniquement basé sur la géométrie de la structure et l'intensité du courant de foudre, des améliorations ont été envisagées avec la prise en compte partielle de certains mécanismes physiques mis en jeu lors de coups de foudre, notamment l'émission de traceurs ascendants en y implémentant le modèle d'Aït-Amar et Berger, également présenté au Chapitre I.

2. L'évaluation des probabilités de foudroiement basée sur le modèle électrogéométrique

2.1. L'application de la méthode de la sphère roulante

Nous avons vu précédemment que, pour la protection de bâtiments ou de structures contre la foudre, le modèle électrogéométrique est mis en œuvre par la méthode de la sphère roulante. Cette méthode revient à faire rouler sur la structure, une sphère dont le rayon R_s dépend de la valeur crête I_p du courant, puis à relever tous les points de contact entre la sphère et la structure. Le rayon R_s de la sphère est donné par l'équation suivante :

$$R_s = 10 \times I_p^{0,65} \quad (2.1)$$

L'application de cette méthode à une structure quelconque en 3-dimensions, par Berger et Gallin, est illustrée Figure 2.1 [Berger and Gallin 2010]. Tous les points de cette structure susceptibles d'être foudroyés sont affichés en rouge. À l'inverse, les zones protégées sont en vert.

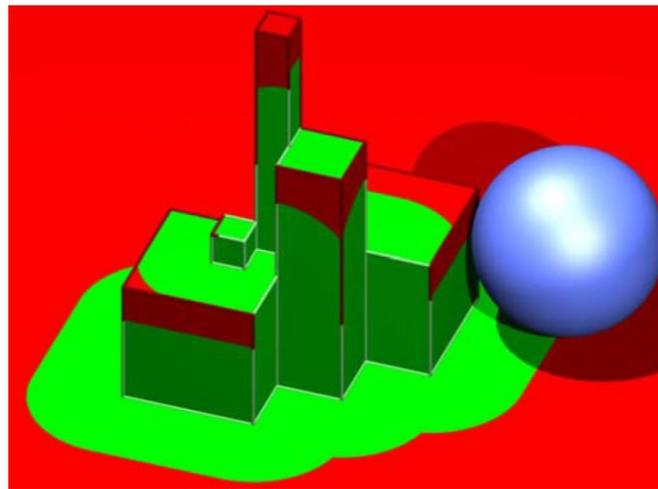


Figure 2.1 : Application du modèle électrogéométrique de base à une structure quelconque [Berger and Gallin 2010].

2.2. La méthode d'évaluation des probabilités

Au moyen de la méthode de la sphère roulante sur une structure, Lalande a calculé une surface effective de captation et déduit de la surface balayée par le centre de la sphère, la probabilité d'impact de foudre sur un avion [Lalande 1996; Lalande and Delannoy 2012]. Nous nous proposons d'appliquer la même méthode sur le profil relativement complexe de l'observatoire du Pic du Midi de Bigorre. L'objectif consiste à mettre en évidence les parties de la structure qui pourraient être frappées par la foudre et d'évaluer leur vulnérabilité en terme de probabilité d'impact les unes par rapport aux autres.

Dans un problème en 3-dimensions, la surface balayée par le centre de la sphère C_s est construite par déplacement de la sphère roulante sur la structure dans les deux directions horizontales. Cette surface notée A_s correspond aux différentes positions de la tête du leader négatif qui peuvent s'attacher à la structure, juste avant la jonction. Pour chaque position « i » de la sphère en contact avec la structure, la position de son centre sera notée $C_s(i)$.

Ainsi, à chaque centre de la sphère $C_s(i)$, correspondent un ou plusieurs points de contact $\gamma_s(i)$ de celle-ci avec la surface de la structure. Lorsque la sphère roulante se déplace sur une partie plate de la structure (par exemple le sol ou le toit plat d'un bâtiment), une position unique $C_s(i)$ du centre de la sphère correspond à un point de contact unique $\gamma_s(i)$ (Figure 2.2).

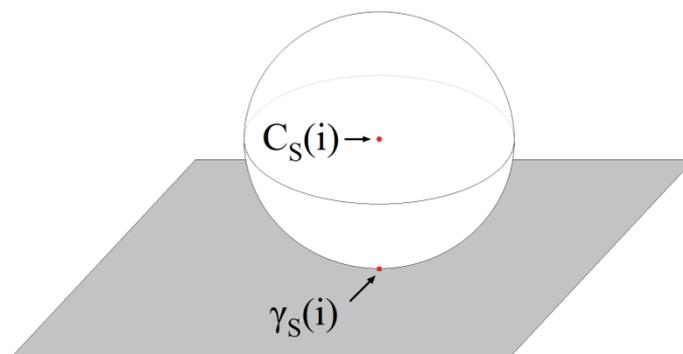


Figure 2.2 : Illustration du point de contact $\gamma_s(i)$ d'une sphère de centre $C_s(i)$ avec une surface plane.

En revanche, dans le cas d'un profil saillant (une pointe de paratonnerre ou un coin de bâtiment), lorsque la sphère roulante est en mouvement, la position de son centre $C_s(i)$ tourne autour de ce point saillant et dessine une portion de calotte sphérique $\alpha_s(i)$ autour de ce même point de contact $\gamma_s(i)$ (Figure 2.3).

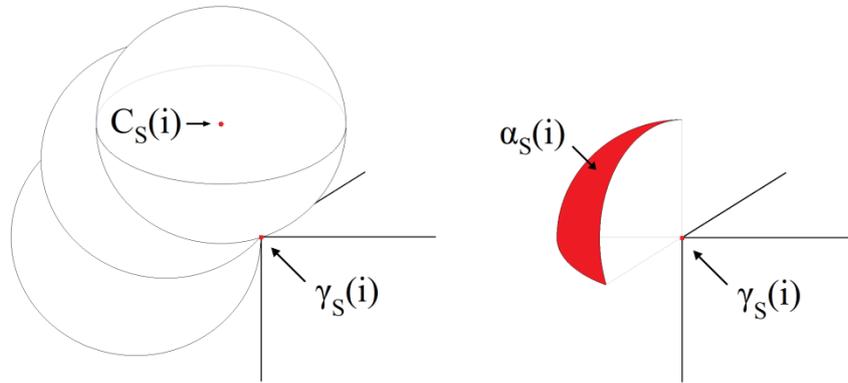


Figure 2.3 : Illustration de la surface α_s balayée par le centre $C_s(i)$ d'une sphère en contact avec un point saillant $\gamma_s(i)$.

Ainsi, pour une position ou incrément donné « i », chaque point de contact $\gamma_s(i)$ peut être associé à un certain nombre $N_s(i)$ de positions différentes $C_s(i)$ du centre de la sphère, correspondant à la surface partiellement balayée $\alpha_s(i)$. En normalisant $N_s(i)$ par le nombre total de points N_{Ts} de discrétisation de la surface totale A_s , il est possible d'établir une probabilité d'impact $P(i)$, en pourcentage, pour chaque point de contact $\gamma_s(i)$, telle que :

$$P(i) = 100 \cdot \frac{N_s(i)}{N_{Ts}} = 100 \cdot \frac{\alpha_s(i)}{A_s} \quad (2.2)$$

Dans le cas de la Figure 2.4, le profil testé correspond à une représentation 3D d'une forme pyramidale (Figure 2.4.a), auquel est appliquée la méthode de la sphère roulante. La trajectoire du centre de la sphère A_s est représentée par la surface pointillée. La distribution de probabilités $P(i)$, associées à chaque point de profil $\gamma_s(i)$, est représentée par la surface illustrée sur la Figure 2.4.b.

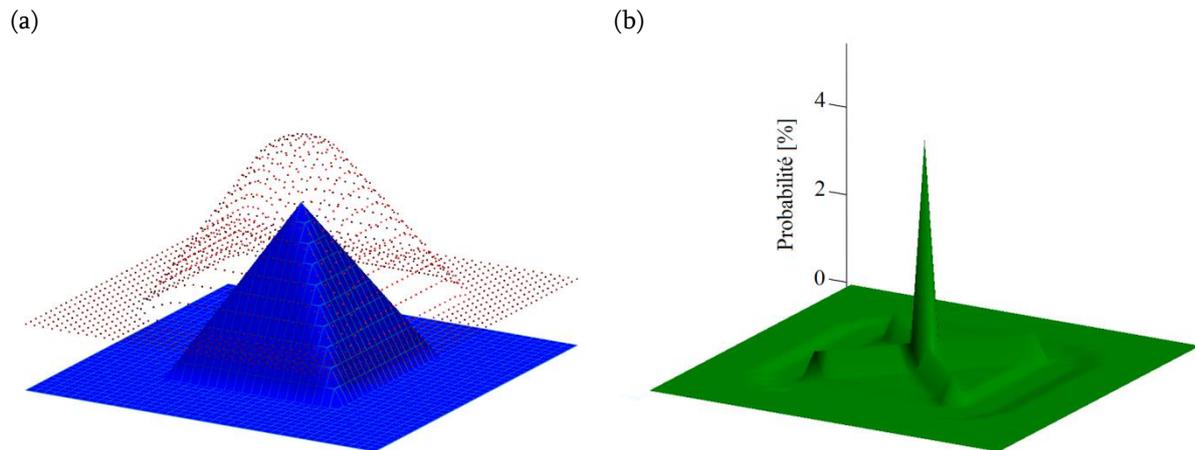


Figure 2.4 : Détermination de probabilités d'impact à partir de la méthode de la sphère roulante sur un profil pyramidale.

Ainsi, il peut être noté que le plus grand nombre de points associés N_{SMAX} correspond à la partie supérieure de la forme pyramidale. Par ailleurs, l'influence des arêtes de la pyramide est mise clairement en évidence. À l'inverse, une bande autour de la base de cette forme n'est associée à aucun point de la trajectoire. En effet, ici, le profil géométrique implique que la sphère roulante ne peut pas être en contact avec cette bande.

2.3. Le fonctionnement du programme de calcul des probabilités

D'un point de vue purement technique, les probabilités de foudroiement sur une structure ont été calculées à l'aide d'un programme réalisé sous Mathcad. Ce programme peut être décomposé en deux étapes principales. La première consiste à tracer la trajectoire suivie par le centre de la sphère lorsque celle-ci est déplacée sur la structure. La seconde étape permet de déduire de cette trajectoire, les probabilités d'impact sur l'ensemble des points de la structure. Cependant, pour que ce programme puisse être mis en œuvre, on doit, en tout premier lieu, disposer d'une représentation en 3-dimensions de la structure à étudier.

2.3.1. La création du profil

Dans notre programme, le profil de la structure est codé sous forme de matrice, où les lignes et les colonnes symbolisent les deux dimensions horizontales de l'espace.

Chaque cellule de cette matrice contient alors l'élévation de la structure au point correspondant (Figure 2.5).

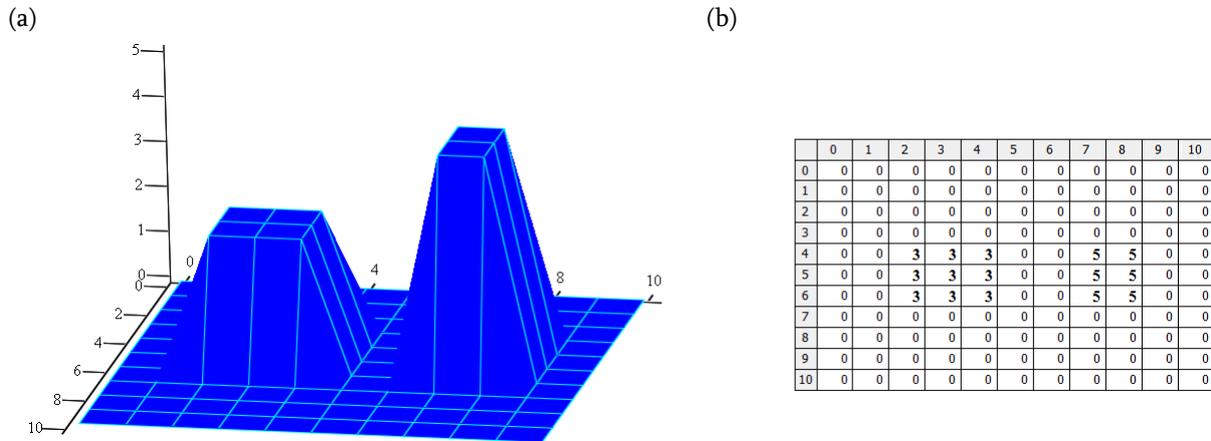


Figure 2.5 : Représentation 3D d'un profil quelconque (a) et la matrice associée (b).
Chaque valeur de la matrice représente l'élévation d'un point du profil.

Du fait de cette représentation matricielle, chaque cellule correspond à un carré dont les dimensions fixent la résolution du profil. Il s'agit alors de choisir un compromis entre la résolution du profil de la structure étudiée et le temps d'exécution du programme, directement lié au nombre de cellules composant la matrice du profil.

Dans la suite de ce manuscrit, le modèle sera appliqué à une représentation du Pic du Midi. Les profils seront donc modélisés par des cellules représentant des carrés de 50 cm de côté. Les dimensions hors tout de la plateforme de l'observatoire du Pic du Midi étant approximativement de 200 m de long par 100 m de large, la dimension de la matrice correspondante sera de 400 colonnes par 200 lignes.

Le profil de la structure étant ainsi établi, l'amplitude crête du courant que l'on souhaite étudier doit être définie. Celui-ci permettra de déterminer, à partir de l'équation (2.1), le rayon de la sphère qui balayera la structure.

2.3.2. Le tracé de la trajectoire du centre de la sphère

La première étape consiste donc à balayer le profil de la structure avec la sphère roulante et à mémoriser la trajectoire de son centre. Au lieu de faire réellement rouler la

sphère sur le profil et dans le seul but de ne pas complexifier le code de calcul, l'hypothèse est faite que la sphère « tombe » sur le profil avec une trajectoire strictement verticale. Les conséquences de cette approximation seront discutées au Chapitre IV.

Ainsi, la sphère est tout d'abord positionnée au-dessus du profil, de telle sorte que le point le plus bas de la sphère soit à une hauteur strictement supérieure au point le plus haut du profil (Figure 2.6.a). De cette façon, la sphère, en position initiale, n'entre jamais en contact avec le profil. Ensuite, pour chaque point de la sphère, l'écart minimal entre le profil et la sphère est calculé. Ainsi, cet écart minimal d_{\min} est retranché de la distance verticale entre le centre de la sphère et le profil, plaçant alors celle-ci en contact avec le profil (Figure 2.6.b). La position du centre de la sphère est alors enregistrée. En répétant ces opérations pour chaque position (x, y) du profil, nous obtenons une nouvelle matrice, de mêmes dimensions que le profil, où chaque cellule contient la hauteur du centre de la sphère lorsque celle-ci entre en contact avec le profil. Cette matrice représente alors la trajectoire du centre de la sphère balayant le profil (surface pointillée Figure 2.6.c).

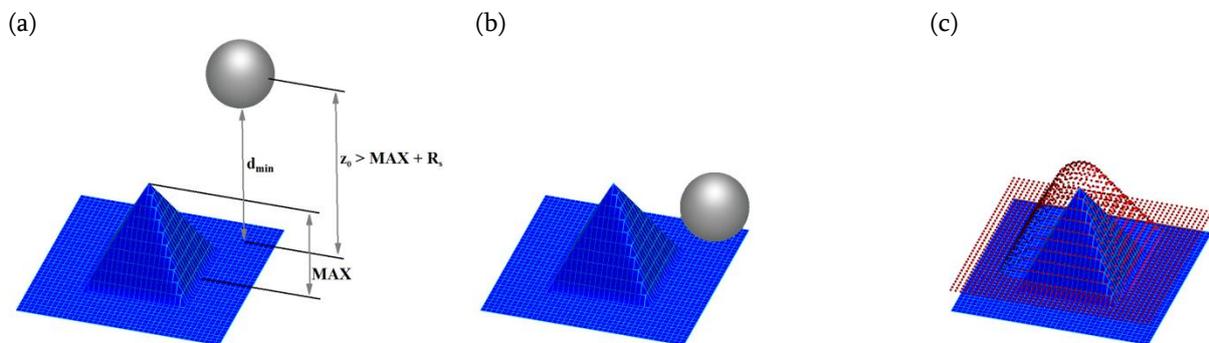


Figure 2.6 : Illustration du tracé de la trajectoire du centre de la sphère roulante :
(a) sphère en position initiale à une hauteur z_0 , (b) sphère en contact avec le profil
(c) trajectoire suivie par le centre de la sphère.

2.3.3. Le calcul des probabilités

Les probabilités d'impact sur la structure sont ensuite déduites de la surface balayée par le centre de la sphère.

Pour cela, une sphère (de mêmes dimensions que la sphère roulante) est centrée sur

un point du profil. Pour chaque point de cette sphère, la distance verticale avec la trajectoire est calculée afin d'identifier les points de contact pour lesquels l'écart est nul. Il suffit alors de compter et d'enregistrer le nombre de points de contact entre cette sphère et la trajectoire précédemment calculée. En répétant ces opérations pour chaque position (x, y) du profil, nous obtenons une matrice, de mêmes dimensions que le profil, où chaque cellule contient le nombre de points de contact entre la trajectoire et la sphère.

L'identification des points de contact est illustrée Figure 2.7. Dans le cas (1), la sphère est centrée sur un point d'une portion plane du profil. Il n'y a donc qu'un seul point de contact entre la sphère et la trajectoire. Lorsque la sphère est placée sur une arête, un coin ou un sommet, il apparaît plusieurs points de contact entre la sphère et la trajectoire, comme illustrée par le cas (2). En revanche, dans le cas (3), il n'y a aucun point de contact. En effet, la sphère est centrée sur un recoin, correspondant au volume protégé comme nous l'avons déjà évoqué au paragraphe II.2.2.

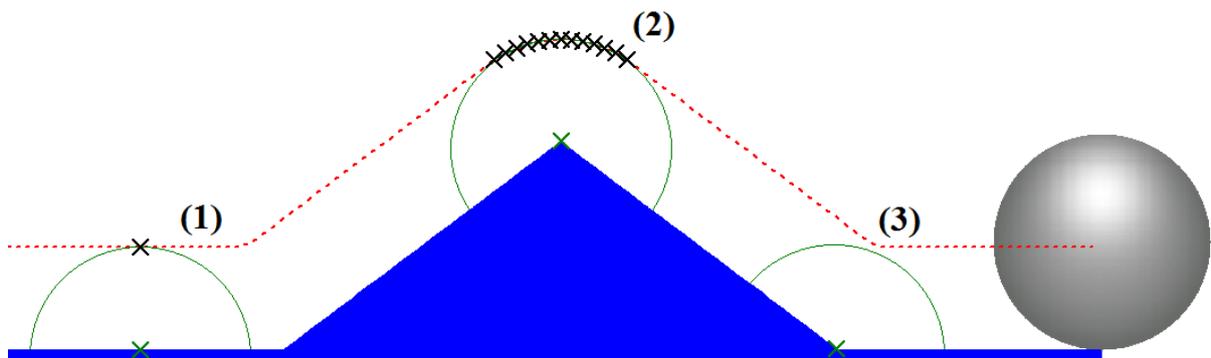


Figure 2.7 : Illustration du calcul du nombre de points de la trajectoire associés à chaque point du profil sur une coupe en 2D d'un profil pyramidale.

Finalement, la normalisation de la valeur de chaque cellule de la matrice (représentant le nombre de points de contact) par la somme des valeurs contenues dans cette matrice (soit le nombre total de points de contact) fournit, pour chacune des cellules, une valeur inférieure à l'unité représentant la probabilité d'être foudroyée (Figure 2.4.b). La somme des probabilités de foudroiement de l'ensemble des cellules est alors égale à 1.

2.3.4. L'algorithmique de programmation

La réalisation du code de calcul a nécessité de surmonter un certain nombre de difficultés techniques dont nous présentons quelques aspects importants comme la modélisation des sphères ou encore le comportement de la sphère roulante aux limites du profil.

2.3.4.1. La définition des sphères

En géométrie cartésienne, une sphère de centre (x_0, y_0, z_0) et de rayon r , résulte de l'ensemble des points (x, y, z) tels que :

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 = r^2 \quad (2.3)$$

Dans le cas de notre programme, chaque objet, qu'il s'agisse du profil, de la trajectoire ou d'une sphère, sont définis dans une matrice, en fonction des deux directions horizontales x et y . Or il est impossible d'associer deux valeurs à une même coordonnée. Par conséquent, chaque sphère doit être décomposée en deux demi-sphères : une supérieure et une inférieure, qui sont respectivement définies par les équations suivantes :

$$z = \text{Re}\left(+\sqrt{r^2 - (x - x_0)^2 - (y - y_0)^2} + z_0\right) \quad (2.4)$$

$$z = \text{Re}\left(-\sqrt{r^2 - (x - x_0)^2 - (y - y_0)^2} + z_0\right) \quad (2.5)$$

Suivant la fonction attribuée aux sphères, il n'est pas nécessaire d'utiliser les deux demi-sphères. En effet, pour le tracé du trajet de la sphère roulante, seule la demi-sphère inférieure est modélisée. Celle-ci ayant une trajectoire descendante, il ne peut pas y avoir de contact avec la partie supérieure de la sphère. De même, dans le calcul du nombre de points de contact entre la trajectoire et les sphères centrées sur le profil, seule la demi-sphère supérieure est nécessaire.

Une des difficultés de ce programme vient du fait que les demi-sphères, comme les autres objets, sont définies par des matrices. Or une matrice est nécessairement rectangulaire ou au mieux carrée. Les matrices définissant les demi-sphères contiennent

donc des cellules qui n'appartiennent pas aux demi-sphères. Ces cellules superflues sont illustrées Figure 2.8 où elles forment un « plat ».

Cet élargissement des demi-sphères peut induire des erreurs dans les résultats du programme, et notamment dans le calcul de la trajectoire de la sphère roulante, puisqu'il peut entraîner des contacts non désirés, comme le montre la Figure 2.9.

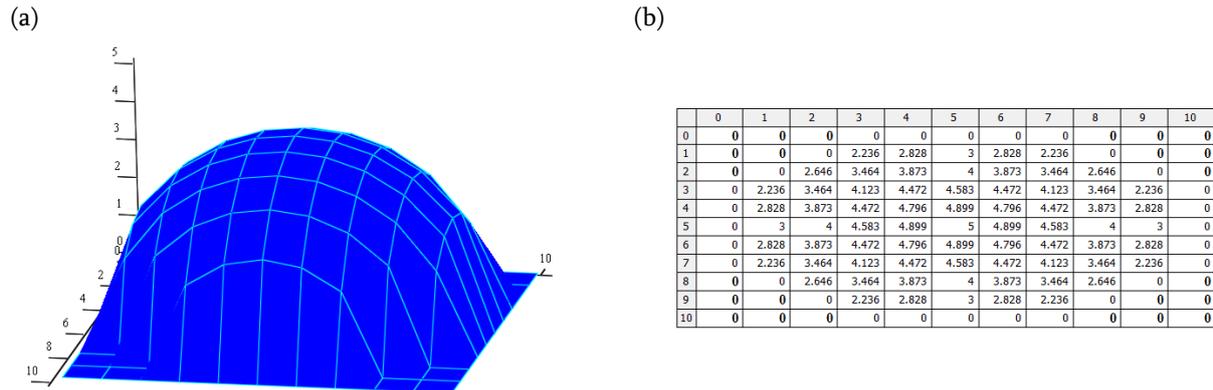


Figure 2.8 : Représentation 3D (a) d'une demi-sphère et (b) de la matrice associée.

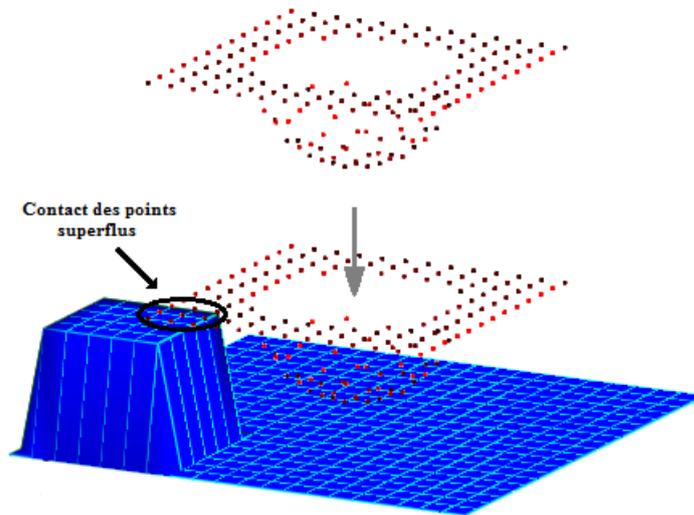


Figure 2.9 : Illustration du problème lié à la définition de demi-sphères sous forme matricielle.

Pour remédier à ce problème, la solution est de modifier la hauteur de ces points superflus de façon à ce qu'il y ait un écart important entre eux et la base de la demi-sphère et qu'ils n'entrent ainsi jamais en contact avec le profil. Pour la demi-sphère inférieure, cet écart doit être strictement supérieur à la hauteur maximale du profil (Figure 2.10.a).

Pour la demi-sphère supérieure, la hauteur de ces points doit être inférieure à la hauteur minimale du profil (Figure 2.10.b).

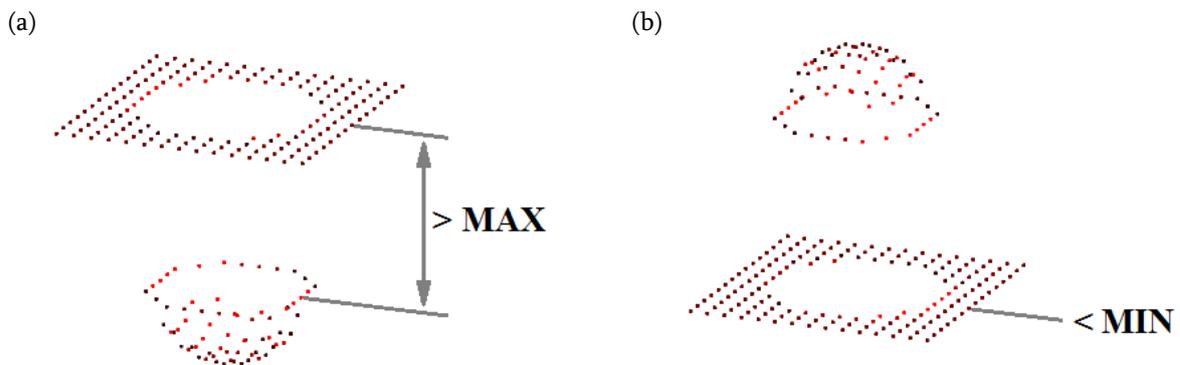


Figure 2.10 : Solution au problème de définition des demi-sphères, dans les cas (a) de la demi-sphère inférieure et (b) de la demi-sphère supérieure.

2.3.4.2. Les limites du domaine

Une autre difficulté de programmation a été de traiter le comportement de la sphère roulante aux limites du profil. En effet, une portion de la sphère roulante peut sortir des limites du profil lorsque celle-ci entre dans la bande périphérique du domaine, de largeur égale au rayon R_s de la sphère.

La première solution est de limiter le calcul aux dimensions du profil (Figure 2.11.a). Cela signifie que la portion de la sphère qui sort des limites du profil n'est pas considérée. Dans la bande périphérique, la sphère roulante se retrouve donc tronquée. Cette approche présente l'avantage d'être relativement rapide en temps de calcul. Cependant, elle considère uniquement les coups de foudre tombant à l'intérieur du profil. Les coups apparaissant à l'extérieur, mais dont la sphère entre en contact avec un point du profil, ne sont donc pas pris en compte. Cette première solution est dite « à profil fixe ».

La seconde solution, dite « à profil étendu » consiste à ajouter, tout autour du profil, une bande de largeur correspondant au rayon R_s de la sphère (Figure 2.11.b). Cette extension du profil permet d'obtenir une trajectoire complète, et de considérer ainsi tous les coups pouvant frapper le profil.

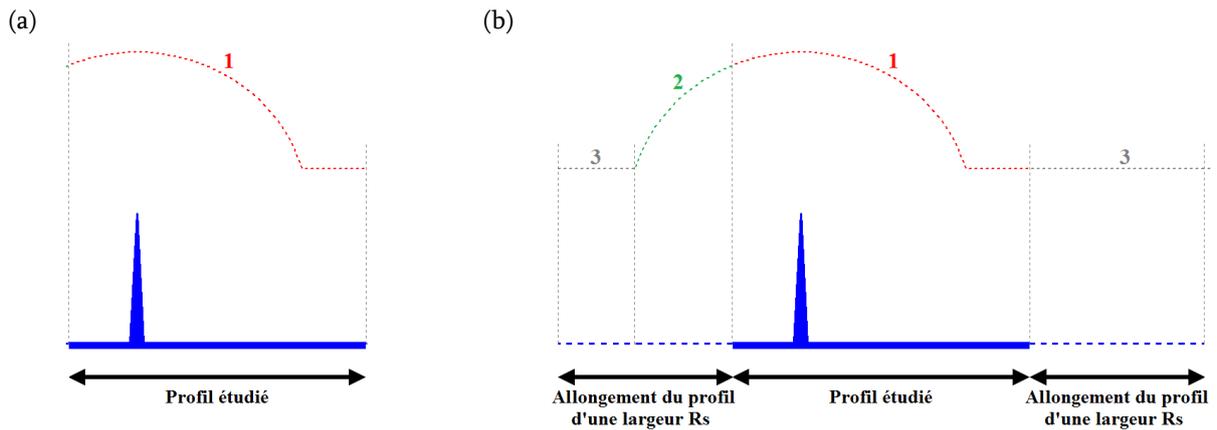


Figure 2.11 : Illustration des méthodes dites (a) « à profil fixe » et (b) « à profil étendu »

1 - Trajectoire associée aux coups apparaissant dans les limites du profil

2 - Trajectoire supplémentaire associée aux coups apparaissant hors des limites du profil, mais le frappant

3 - Trajectoire supplémentaire, mais associée aux coups ne frappant pas le profil.

Un des inconvénients de cette approche vient du fait que plus la valeur du courant est importante, plus le rayon de la sphère est grand et plus la bande supplémentaire est large. Les matrices à traiter deviennent alors de plus en plus grandes. Pour les fortes valeurs de courant, cette technique de calcul demande alors énormément de ressources informatiques et allonge considérablement les temps de calcul.

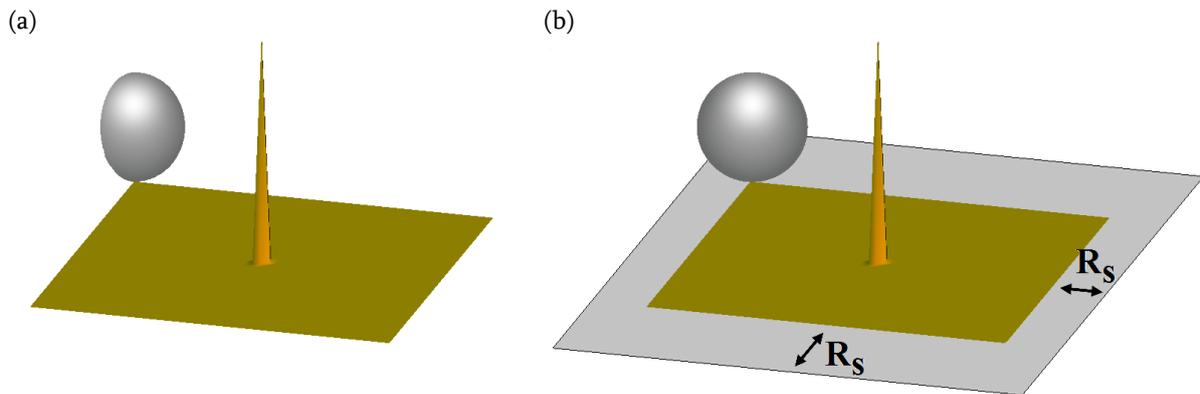


Figure 2.12 : Comparaison des méthodes appliquées à un profil simple composé d'une pointe centrée sur un plan ; méthodes dites (a) à « profil fixe » et (b) à « profil étendu ».

Afin de valider les deux méthodes de calcul proposées, celles-ci ont été appliquées à un cas test comme une pointe au centre d'un plan (Figure 2.12). Les dimensions de ce profil étaient de 50 x 50 m (avec une résolution de 1 pixel par 50 cm) et la hauteur de la pointe fixée à 100 m. Les probabilités obtenues grâce à ces deux approches sont illustrées

Figure 2.13. Pour un tel profil, les résultats obtenus sont très similaires. Pour des courants inférieurs à 5 kA, la trajectoire associée à la pointe ne dépasse pas les limites du profil initial et reste la même quelle que soit la méthode employée. Le nombre de points associés à la pointe et le nombre de points total restant les mêmes, les probabilités sont identiques d'une méthode à l'autre. De même, au-delà de 7 kA, la trajectoire associée à la pointe recouvre tout le profil. La probabilité est alors de 100 % pour les deux méthodes. Seule une légère différence apparaît entre 5 et 7 kA.

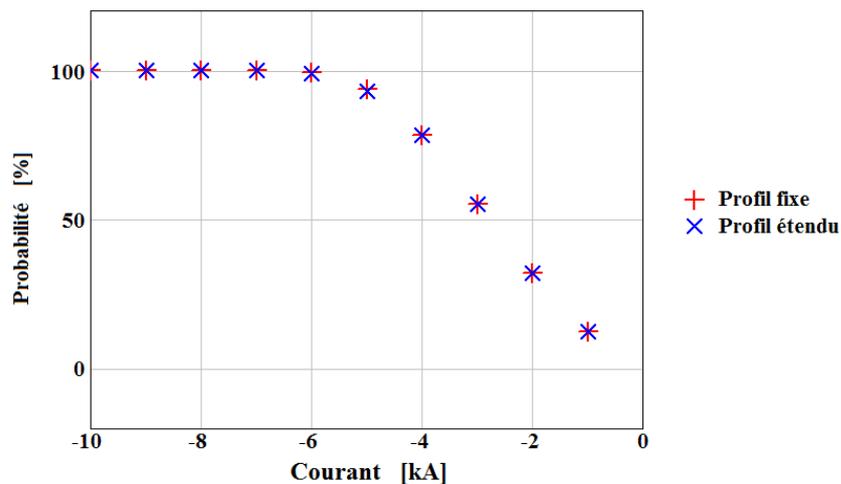


Figure 2.13 : Comparaison des probabilités d'impact au sommet d'une pointe centrée sur un plan, obtenues avec les méthodes dites à « profil fixe » et à « profil étendu ».

Cependant, dans le cas où la pointe est placée dans un des coins du domaine de calcul, d'importantes différences apparaissent entre les deux méthodes (Figure 2.14). En effet, la pointe étant dans un des coins, les trois quarts de la trajectoire qui lui est associée sont en dehors des limites du profil. Le nombre de points liés à la pointe par rapport au nombre de points total varie donc de manière importante en fonction de la méthode employée. Par exemple, à 5 kA, la probabilité obtenue avec la méthode « à profil étendu » est de 60 % alors qu'elle n'est que de 25 % avec la méthode à profil fixe. Cela signifie que la pointe sera touchée par 60 % des coups de foudre frappant le profil, mais seulement 25 % des coups apparaissant dans les limites du profil.

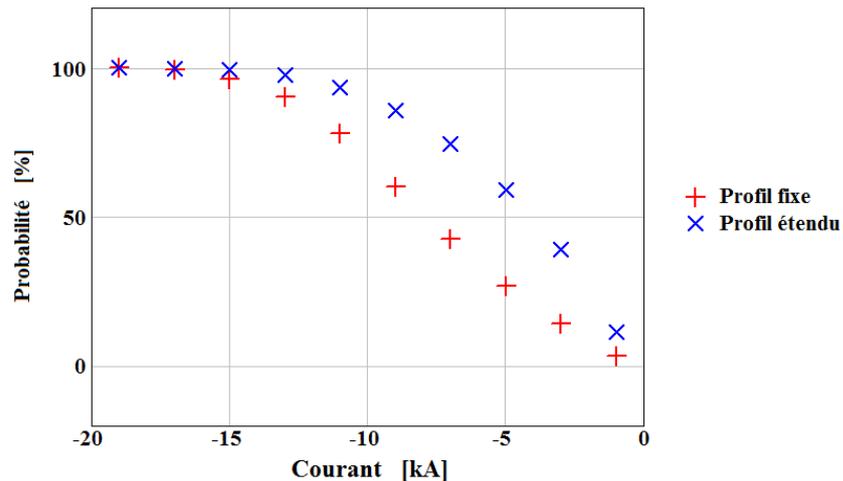


Figure 2.14 : Comparaison des probabilités d'impact sur une pointe désaxée, obtenues avec les méthodes dites à « profil fixe » et à « profil étendu ».

Par la suite, nous utiliserons la méthode dite à « profil étendu », qui permet de considérer tous les coups pouvant frapper le site étudié, ce qui semble être le plus cohérent dans une démarche de protection foudre.

2.4. Conclusion

Le calcul des probabilités d'impact qui vient d'être présenté n'est en réalité qu'une première étape et doit ensuite être couplé à une analyse statistique des données du réseau de détection. Cette dernière permet de compléter les résultats, en intégrant les paramètres liés au foudroiement réel du site étudié, tels que l'amplitude des courants, la multiplicité ou encore la proportion de coups ascendants.

Dans notre contexte d'étude, la méthode présentée précédemment a été appliquée à une représentation du Pic du Midi de Bigorre, ce qui fera l'objet de la suite de ce chapitre. Ce site offre un intérêt particulier en termes de protection foudre, du fait de sa structure complexe composée de divers bâtiments, de coupôles astronomiques, et également d'une antenne de télédiffusion (Figure 1.13). De plus, ce site offre une étendue relativement limitée.

3. L'analyse statistique de données de foudroiement

Avant d'appliquer la méthode présentée précédemment au site du Pic du Midi, une étude préliminaire des données du réseau de détection est nécessaire. Cette analyse statistique permet de déduire des paramètres liés au foudroiement du site et de ses alentours, tels que la densité de foudroiement, la multiplicité, la distribution des courants ou la proportion de coups ascendants.

Le réseau Météorage ayant été mis à jour en 2009, seules les données relevées du 1^{er} janvier 2010 au 31 décembre 2013 seront analysées ici [Pedeboy 2012].

3.1. Localisation des arcs autour du Pic du Midi

L'une des fonctions d'un réseau de détection foudre est de localiser les arcs sur une région ou un territoire. Ces réseaux sont donc en mesure de fournir, pour chaque arc, une latitude et une longitude. À chacune de ces localisations est associée une ellipse d'incertitude dépendant des caractéristiques des capteurs, du principe de localisation, de la géométrie du réseau, de la position de l'arc au sein du réseau et des phénomènes physiques mis en jeu, comme notamment les effets de sol sur la propagation des signaux. Pour les arcs sur ou à proximité du Pic du Midi, la longueur des axes de ces ellipses (« grand axe » et « petit axe ») varie typiquement entre 100 m et 300 m.

La Figure 2.15 présente la localisation des arcs nuage-sol (CG) et intra-nuage (IC) détectés entre 2010 et 2013 dans une zone de 4 km de côté, centrée sur le Pic du Midi (losange central). Il peut être noté qu'une forte concentration d'arcs apparaît au sommet du Pic du Midi, alors que la distribution est plus diffuse autour du massif.

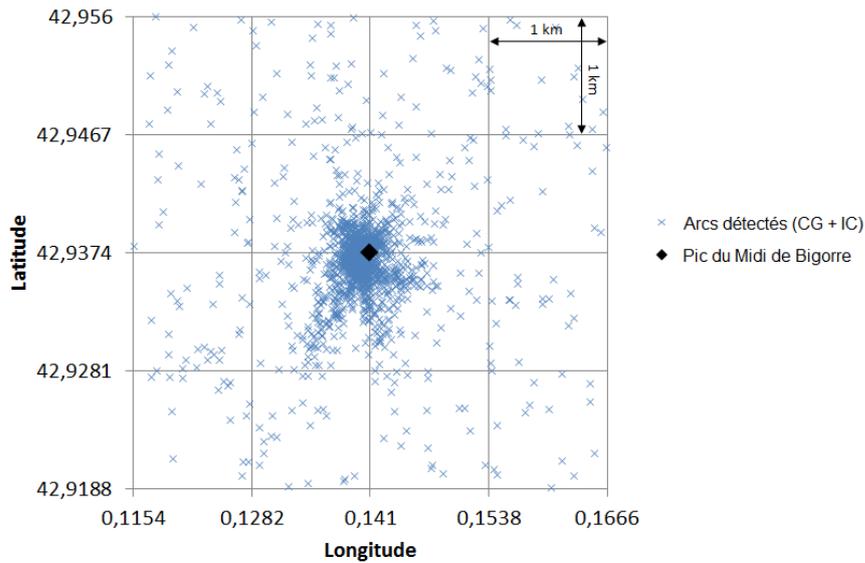


Figure 2.15 : Localisation des arcs autour du Pic du Midi.

Si l'on représente le nombre d'arcs détectés (CG et IC) en fonction de la distance de localisation de chaque arc par rapport au Pic du Midi, on obtient la distribution représentée Figure 2.16. Cette représentation souligne une forte concentration d'arcs sur le Pic du Midi et cela dans un rayon d'environ 500 m. Dans ce rayon, le nombre d'arcs détectés est de 1340 arcs en 4 ans, soit une valeur annuelle $N_{\text{Arcs_Pic}}$ de 335 arcs.an⁻¹. Dans un rayon de 10 km, le foudroiement annuel, noté $N_{\text{Arcs_10km}}$, est de 1311 arcs.an⁻¹ (5243 arcs détectés en 4 ans).

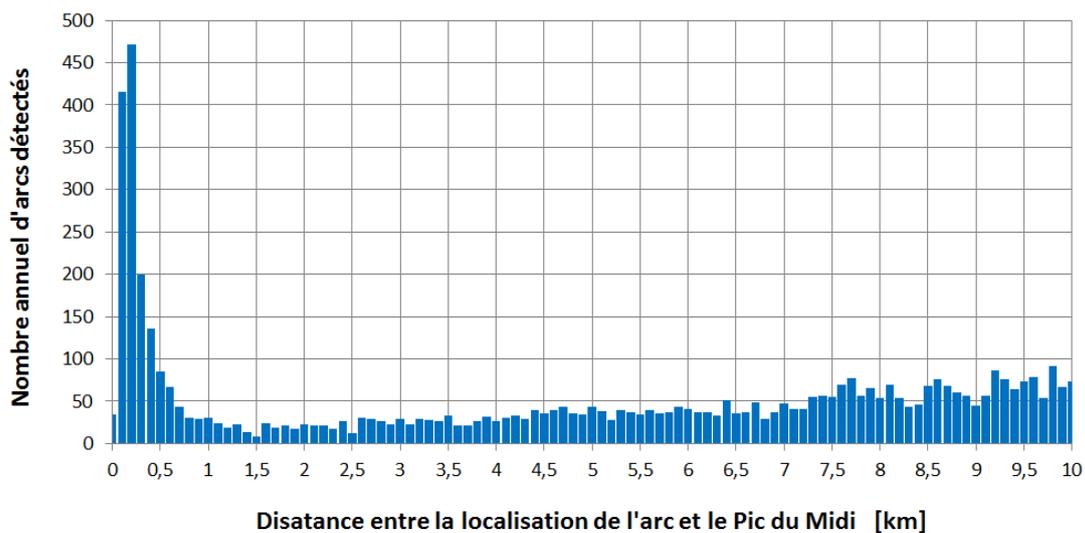


Figure 2.16 : Représentation du nombre d'arcs détectés en fonction de leurs distances avec le Pic du Midi.

En termes de densité de foudroiement, il convient de s'intéresser plus particulièrement aux décharges nuage-sol. Dans un rayon de 10 km autour du Pic du Midi, le nombre annuel d'arcs nuage-sol détectés N_{CG_10km} est de 660 arcs.an⁻¹, soit une densité de foudroiement de 2,1 arcs.km⁻².an⁻¹ (2640 arcs répartis sur une surface de 314 km² et une période de 4 ans). Dans le cas d'un sommet tel que le Pic du Midi, il est difficile de parler de densité de foudroiement (nombre d'arcs par unité de surface et par an). En effet, la majorité des arcs se concentrent sur le sommet et donc en un point. Le nombre d'arcs frappant le sommet semble donc être une notion plus significative. Par conséquent, en considérant uniquement les arcs nuage-sol détectés dans un rayon de 500 m autour du Pic du Midi, le foudroiement annuel moyen du site N_{CG_Pic} est de 144 arcs.an⁻¹ (576 arcs détectés sur la même période de 4 ans).

3.2. La multiplicité

L'analyse de la multiplicité a pour but de déterminer le nombre d'arcs par coups de foudre. D'après Schulz *et al.*, les performances du réseau de détection de la foudre influencent largement la valeur de multiplicité [Schulz and Diendorfer 2006]. En particulier, plus l'amplitude du courant d'un arc est faible, plus la détection est difficile pour le réseau. Par conséquent, les arcs de faible amplitude peuvent ne pas être détectés. La mauvaise classification d'arcs intra-nuage comme arcs nuage-sol est également une source d'erreur dans le calcul de la multiplicité.

Pour estimer ce paramètre et affecter des arcs à un même coup de foudre, Météorage applique les mêmes critères que ceux utilisés par le réseau américain de détection foudre (NDLN). D'après Rakov et Uman, ce réseau affecte des arcs à un même coup de foudre, s'ils apparaissent à une distance inférieure à 10 km du premier arc, moins de 500 ms après l'arc précédent et si la durée totale du coup de foudre est inférieure à 1 s [Rakov and Uman 2007]. Le réseau est alors en mesure de positionner chaque arc dans un coup de foudre, fournissant ainsi, en théorie, la valeur de la multiplicité de chaque coup de foudre.

Cependant, dans notre cas, seuls les arcs dans un rayon de 500 m sont étudiés. Or la

distance entre deux arcs d'un même coup de foudre peut être bien supérieure. Pour un coup donné, une part des arcs le composant peut être à l'intérieur du cercle de 500 m autour du Pic du Midi et l'autre part à l'extérieur du cercle. Par conséquent, la multiplicité des coups de foudre dans un rayon de 500 m autour du Pic du Midi ne peut pas être strictement déduite des positions d'arcs données par le réseau, et doit donc être recalculée.

En conservant les critères temporels utilisés par les réseaux de détection, la multiplicité de chaque coup de foudre frappant le Pic du Midi peut être estimée. La Figure 2.17 représente donc le nombre de coups de foudre détectés dans un rayon de 500 m autour du Pic du Midi en fonction du nombre d'arcs qui les composent. La multiplicité moyenne qui est alors déduite est de 4,36 arcs par coup de foudre (Données Météorage de 2010 à 2013). Cette valeur est en accord avec celle rapportée par Diendorfer *et al.* sur la tour Gaisberg, dont la topographie est similaire à celle du Pic du Midi et où la multiplicité était de 4,74 arcs par coup de foudre [Diendorfer et al. 1997].

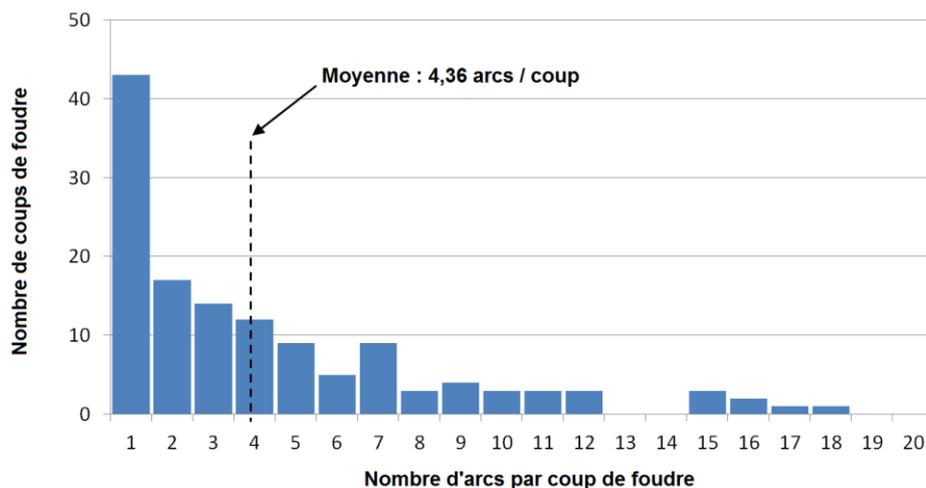


Figure 2.17 : Multiplicité des coups de foudre autour du Pic du Midi basée sur les données Météorage de 2010 à 2013.

3.3. La distribution des arcs en fonction du courant

Pour chacun des arcs détectés, Météorage est en mesure d'estimer une valeur crête du courant écoulé. Durant la période de quatre ans évoquée précédemment (2010-2013),

le réseau de détection a relevé 576 arcs de type nuage-sol dans un rayon de 500 m autour du Pic du Midi, soit un foudroiement moyen du site de 144 arcs par an. La distribution de ces arcs en fonction de leur valeur de courant est présentée Figure 2.18.

De cette distribution, deux points peuvent être mis en évidence. Tout d'abord, la majorité des arcs sont négatifs et ont une intensité de l'ordre de -10 kA. Par ailleurs, cette distribution montre que le nombre d'arcs est négligeable pour des courants supérieurs à -5 kA et inférieurs à -40 kA. Cette absence d'arcs dont les courants seraient supérieurs à -5 kA peut sans doute être liée à la limite de détection des systèmes de localisation de foudre dans cette gamme de courants. Cette décroissance de l'efficacité de détection pour les faibles valeurs de courants est notamment rapportée par Diendorfer dans le cadre des expériences menées à la tour Gaisberg [Diendorfer 2010].

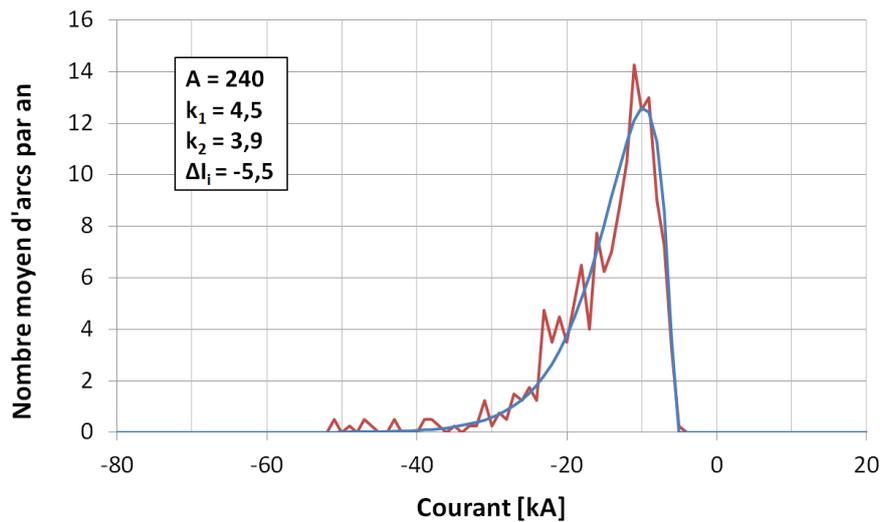


Figure 2.18 : Distribution annuelle des arcs sur le Pic du Midi en fonction de l'intensité du courant (d'après les données Météorage de 2010 à 2013).

La distribution du nombre moyen d'arcs par an en fonction du courant d'arc peut être approchée par une courbe bi-exponentielle (Figure 2.18) donnée par la formule :

$$N(I_p) = A \times \left[e^{\left(\frac{I_p - \Delta I_i}{k_1}\right)} - e^{\left(\frac{I_p - \Delta I_i}{k_2}\right)} \right] \times h[-(I_p - \Delta I_i)] \quad (2.6)$$

Où I_p est la valeur crête du courant en kiloampères et A est un coefficient

d'amplitude. Les paramètres k_1 et k_2 sont des constantes, exprimées en kiloampères, caractérisant la descente et la montée de la courbe bi-exponentielle. ΔI_i permet d'initialiser l'impulsion à une valeur différente de zéro. La fonction h est l'échelon d'Heaviside. Chaque paramètre est empiriquement ajusté pour faire correspondre au mieux la courbe bi-exponentielle avec celle obtenue à partir des données.

Les intégrales de ces deux courbes (Figure 2.18) représentant le nombre annuel d'arcs sur le site, leurs valeurs doivent être égales pour considérer l'approximation comme correcte. Par la suite, nous utiliserons la distribution normalisée. Son intégrale est égale à 1 et elle est obtenue en divisant la courbe bi-exponentielle par le nombre annuel d'arcs. De plus, en supposant que, dans un rayon de 500 m, tous les arcs d'un même coup de foudre ont le même point de contact au sol, la multiplicité calculée au paragraphe II.3.2 (4,36 arcs par coup de foudre) permet de considérer cette distribution normalisée aussi bien en arcs et qu'en coups de foudre.

3.4. L'estimation de la proportion de coups ascendants

De par sa topographie et la présence de l'antenne TDF, le Pic du Midi est le siège de nombreux coups ascendants. Afin d'évaluer plus précisément les probabilités obtenues par l'application du modèle, il convient de déterminer la part effective que représentent ces décharges ascendantes par rapport aux coups descendants. Bien que Météorage ne fournisse pas directement cette proportion, plusieurs méthodes permettent tout de même de la déduire ou de l'estimer.

3.4.1. Le calcul basé sur la hauteur effective

Dans le cas de structures hautes sur terrain plat, il est généralement admis que le pourcentage de coups ascendants varie en fonction de la hauteur de la structure. Ce pourcentage est négligeable pour des structures ayant une hauteur inférieure à 100 m, et à l'inverse, il approche les 100 % pour des hauteurs de plus de 500 m. Rakov et Uman rapportent qu'Eriksson propose une expression semi-empirique pour fournir le pourcentage de coups ascendants P_a sur une structure élevée sur terrain plat en fonction

de sa hauteur réelle h [Rakov and Uman 2007] :

$$P_a = 52,8 \cdot \ln(h) - 230 \quad (2.7)$$

Cette expression s'applique seulement à des structures situées sur terrain plat et dont la hauteur est comprise entre 78 m et 518 m.

Dans le cas de structures élevées au sommet de montagne, telles que le Pic du Midi, il convient alors de remplacer dans la relation (2.7), la hauteur réelle de la structure h par une hauteur effective H_e de la même structure prenant en compte l'influence de l'altitude du site. En effet, comme on le détaillera par la suite en reprenant les travaux de Rizk [Rizk 1994a; Rizk 1994b] et Zhou [Zhou et al. 2010], le renforcement de champ produit par une tour de hauteur réelle h au sommet d'une montagne correspond à celui que produirait une tour « équivalente » de hauteur effective H_e sur un terrain plat (Figure 2.19). Ceci n'est valable que pour des coups ascendants.

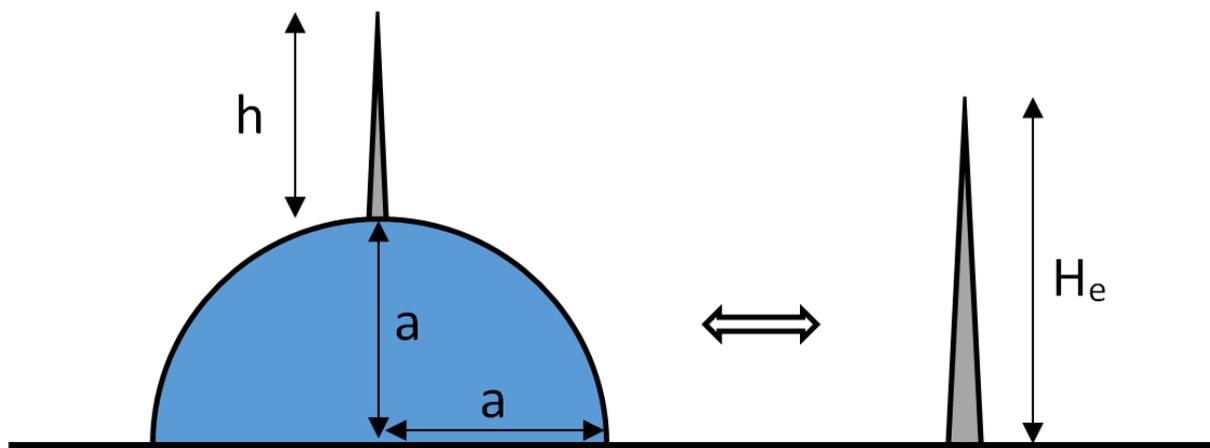


Figure 2.19 : Illustration du concept de hauteur effective. La structure de hauteur réelle h au sommet d'une montagne de forme hémisphérique de rayon a est ramenée à une structure de hauteur effective H_e sur terrain plat. Le renforcement de champ est le même au sommet des deux structures [Zhou et al. 2010].

En effet, ces auteurs proposent un modèle d'amorçage de coups ascendants depuis une structure élevée, de hauteur h , sur sol plat ou sur un sommet montagneux simulé selon le cas le plus approprié : soit par un demi-ellipsoïde de demi-axes a et b , soit par une demi-sphère de rayon a .

Rizk développe notamment dans sa publication le concept suivant :

Dans un premier temps, il est nécessaire que le potentiel induit au sommet de la structure U_i , immergée dans un champ ambiant E_a , atteigne la valeur critique d'amorçage d'un traceur U_{at} , pour qu'un traceur soit initié.

Cette condition s'écrit alors :

$$U_i \geq U_{at} \quad (2.8)$$

Avec

$$U_{at} = \frac{1556}{1 + \frac{7,78}{\delta \cdot R}} \quad (2.9)$$

Où δ représente la densité de l'air pour l'altitude considérée. R est un paramètre géométrique, qui dépend des dimensions de la montagne et de la hauteur h de la structure. Ainsi, dans le cas d'une montagne de forme hémisphérique de rayon a et d'une hauteur réelle de la structure h , R est donné par l'équation suivante :

$$R = \frac{2 \cdot (h+a)}{1 + \frac{2 \cdot a \cdot (h+a)}{(h+a)^2 - a^2} - \frac{2 \cdot a \cdot (h+a)}{(h+a)^2 + a^2}} \quad (2.10)$$

Le potentiel induit au sommet de la structure U_i s'exprime quant à lui de la manière suivante :

$$U_i = E_a \cdot (h+a) \cdot \left[1 - \frac{a^3}{(h+a)^3} \right] \quad (2.11)$$

Dans le cas d'un coup descendant, le potentiel à la tête du traceur ascendant se renforce au cours de sa propagation sous l'effet du champ électrique généré par le traceur descendant négatif. Or, ceci n'est pas le cas pour un coup ascendant. En effet, le potentiel à la tête du traceur ascendant diminue progressivement au cours de sa propagation dans la

mesure où le champ ambiant induit par la charge du nuage reste approximativement constant. Cela signifie que la relation (2.8) apparaît comme un critère nécessaire, mais non suffisant.

La condition (2.8) doit donc être satisfaite à chaque position z de la tête du traceur ascendant au cours de sa propagation. Le potentiel induit $U_i(z)$ est alors donné par :

$$U_i(z) = \int_0^z E_a(z).dz \quad (2.12)$$

En supposant que le traceur ascendant, de longueur l_z , se propage verticalement vers le nuage, la chute de tension correspondante le long de celui-ci est :

$$\Delta U_t(z) = l_z \cdot E_\infty + x_0 \cdot E_\infty \cdot \ln\left(\frac{E_i}{E_\infty}\right) \quad (2.13)$$

Où $E_i = 400$ kV/m, $E_\infty = 3$ kV/m et $x_0 = 5$ m sont respectivement les valeurs généralement admises du champ d'initiation d'un streamer positif en tête du traceur, du champ de propagation du traceur positif et d'un pas de propagation du traceur ascendant [Rizk 1994a]. Ainsi, le second terme de cette équation vaut 73,4 kV.

Le critère général de création et de propagation d'un coup ascendant est alors donné par :

$$U_i(z) \geq U_{at} + \Delta U_t(z) \quad (2.14)$$

Ainsi, en remplaçant les équations (2.12) et (2.13) dans l'équation (2.14) et grâce au développement mathématique présenté en ANNEXE A, il vient :

$$U_i \geq U_{at} + x_0 \cdot E_\infty \cdot \ln\left(\frac{E_i}{E_\infty}\right) - l_z \cdot [E_a' - E_\infty] \quad (2.15)$$

Avec U_i le potentiel induit au sommet de la structure, défini par l'équation (2.11) et E_a' le champ électrique ambiant moyen le long du trajet du traceur ascendant, tel que :

$$E'_a = \frac{1}{l_z} \int_0^z E_a(l).dl \quad (2.16)$$

Ainsi, l'équation (2.15) doit être vérifiée pour n'importe quelle longueur l_z du traceur. En particulier, lorsque $l_z = 0$, il vient le premier critère :

$$U_i \geq U_{at} + x_0 \cdot E_\infty \cdot \ln\left(\frac{E_i}{E_\infty}\right) \quad (2.17)$$

Or, pour que ce premier critère soit valable, il faut nécessairement satisfaire le second critère :

$$E'_a \geq E_\infty \quad (2.18)$$

Où U_{at} et U_i sont respectivement donnés par les équations (2.9) et (2.11). Dans l'équation (2.18), E'_a est le champ électrique ambiant moyen le long du trajet du traceur ascendant. Selon Rizk, le critère (2.18) est particulièrement important pour les structures de très grande hauteur. De plus, celui-ci donne le champ ambiant minimum en dessous duquel aucun coup ascendant n'aura lieu quelle que soit la hauteur de la structure. Il impose donc que le champ électrique ambiant E'_a soit supérieur à 3 kV/m pour que le développement complet d'un coup ascendant devienne possible.

Pour des structures et des montagnes de hauteurs données (en supposant une montagne de forme hémisphérique) et en utilisant la condition donnée par l'équation (2.17), il est alors possible de déduire le champ électrique ambiant E_a nécessaire pour initier un coup ascendant. Nous avons vu auparavant que, par définition, la hauteur effective H_e d'une tour réelle sur terrain montagneux est la hauteur de la tour « équivalente » sur terrain plat au sommet de laquelle le renforcement de champ produit est le même que celui au sommet de la tour réelle. Or, en se basant sur les travaux de Rizk, Zhou *et al.* proposent une équation fournissant la hauteur h_0 à partir de laquelle une tour sur terrain plat peut déclencher un coup de foudre ascendant lorsqu'elle est plongée dans le champ ambiant E_a [Zhou et al. 2010], soit :

$$h_0 = (k_1 + k_2 \cdot E_a)^{-k_3} \quad (2.19)$$

Où k_1 , k_2 et k_3 sont des coefficients, tels que : $k_1 = 5,87 \cdot 10^{-3}$, $k_2 = 2,04 \cdot 10^{-6}$ et $k_3 = 1,3941$.

Par conséquent, connaissant la valeur du champ ambiant E_a nécessaire à l'émission d'un coup de foudre ascendant sur une tour de hauteur réelle h au sommet d'une montagne, l'équation (2.19) fournit la hauteur effective H_e de l'ensemble de la structure, telle que :

$$H_e = (k_1 + k_2 \cdot E_a)^{-k_3} \quad (2.20)$$

Afin d'estimer la hauteur effective du Pic du Midi et de son antenne, nous appliquons donc ici la méthode proposée par Zhou *et al.* consistant à simuler le massif montagneux par une forme hémisphérique [Zhou et al. 2010]. Sur les deux sections orthogonales du Pic du Midi (Figure 2.20), la montagne est représentée par une demi-sphère dont le rayon est de 900 m. En considérant la hauteur $h = 100$ m de l'antenne TDF et la demi-sphère de rayon $a = 900$ m, la hauteur effective H_e peut être déduite.

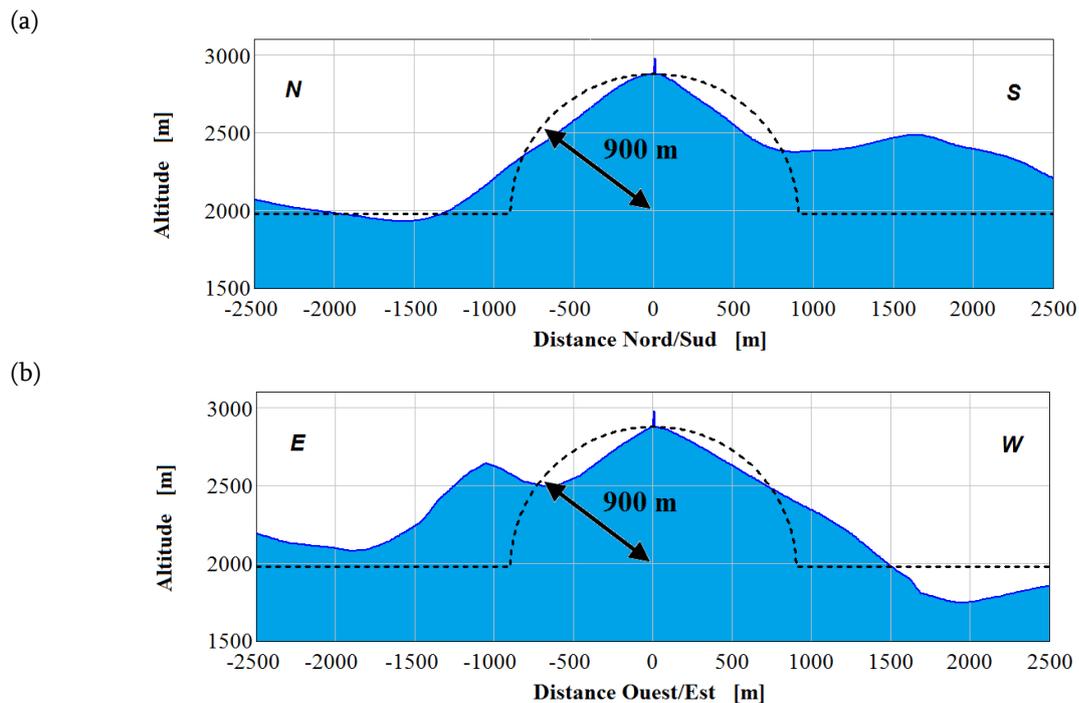


Figure 2.20 : Sections orthogonales du Pic du Midi : (a) section Nord/Sud section, (b) section Est/Ouest.

Ainsi, dans un premier temps, l'équation (2.10) permet de déterminer le paramètre géométrique R associé au site, en fonction de a et h , tel que $R = 211$ m. Ensuite, le potentiel d'amorçage d'un traceur ascendant au sommet de la tour U_{at} peut être déduit de l'équation (2.9), soit $U_{at} = 1,50$ MV. Alors, le critère (2.17) fournit la valeur du potentiel induit au sommet de la structure U_i , soit $U_i = 1,57$ MV. L'équation (2.11) permet alors d'obtenir le champ ambiant E_a nécessaire pour générer un traceur ascendant, soit $E_a = 5,8$ kV/m. Enfin, l'équation (2.20) fournit la hauteur équivalente H_e d'une structure sur terrain plat au sommet de laquelle le même champ ambiant E_a générerait également un traceur ascendant, soit $H_e = 277$ m. Par conséquent, d'après l'équation (2.7), le pourcentage de coups ascendants est d'environ 66,9 % sur le Pic du Midi.

Il est à noter que le rayon de la demi-sphère est déterminé empiriquement, et bien que cette valeur soit relativement approximative, la hauteur effective n'en est que peu influencée. En effet, des rayons de 800 m et 1000 m donnent respectivement des hauteurs effectives de 274 m et 279 m, soit des proportions de coups ascendants respectives de 66,3 % et 67,3 %.

Par ailleurs, cette approximation considère que le sommet montagneux est isolé et situé sur terrain plat, comme la montagne Gaisberg en Autriche dont Smorgonskiy *et al.* ont calculé la hauteur effective [Smorgonskiy *et al.* 2012]. Cependant, plusieurs sommets sont situés à proximité du Pic du Midi. Il est donc possible que ces derniers induisent une incertitude sur le calcul de la hauteur effective et en conséquence sur le pourcentage de coups ascendants.

3.4.2. Le calcul basé sur l'analyse des données du réseau de détection

Récemment, Smorgonskiy *et al.* [Smorgonskiy *et al.* 2013b] proposent une seconde méthode pour estimer le pourcentage de coups ascendants sur la tour Gaisberg et le mont San Salvatore, en Suisse, à partir des données d'un réseau de détection.

Cette méthode consiste à comparer la densité de foudroiement locale d'une structure et la densité de foudroiement moyenne de l'environnement dans laquelle elle

est située. La proportion de coups ascendants est alors déduite du renforcement de densité induit par la structure. Il convient donc, pour chaque site étudié, de définir deux zones circulaires, concentriques et centrées sur la structure de hauteur h (Figure 2.21). La première, de rayon R_1 et de surface S_1 , représente la zone à proximité de la structure où les coups ascendants sont concentrés et où leur pourcentage P_a est recherché. Le nombre de coups ascendants ou descendants qui y sont détectés, est noté N_{Arcs_S1} . La seconde zone, plus grande, de rayon R_2 et de surface S_2 , comprend la zone proche de la structure ainsi que ses alentours. Les dimensions de cette zone doivent être suffisamment importantes pour que la répartition des coups descendants soit supposée uniforme et que leur densité soit considérée comme constante. Le nombre de coups qui y sont détectés, est noté N_{Arcs_S2} .

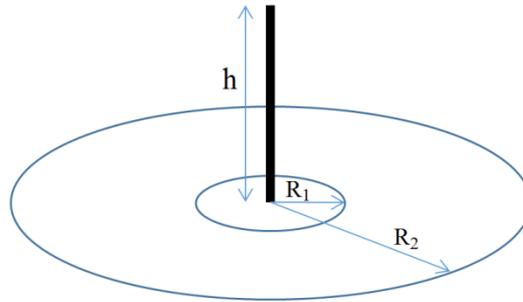


Figure 2.21 : Illustration des différentes zones considérées autour de la structure étudiée.

Étant donné que les coups ascendants sont initiés par la structure, leur nombre est considéré comme identique dans la zone de surface S_1 et celle de surface S_2 . Cela signifie qu'aucun coup ascendant n'est à une distance comprise entre R_1 et R_2 de la structure. Par conséquent, il y a, dans cet intervalle, uniquement des coups de type descendants. La densité de coups descendants D_d , en arcs.km⁻², est telle que :

$$D_d = \frac{N_{Arcs_S2} - N_{Arcs_S1}}{S_2 - S_1} \quad (2.21)$$

La densité de coups descendants D_d étant supposée constante dans les deux zones, le nombre de coups descendants N_{d_S1} à proximité de la tour est :

$$N_{d_{-S_1}} = D_d \cdot S_1 \quad (2.22)$$

Le nombre de coups ascendants $N_{a_{S_1}}$ initiés par la tour peut alors être calculé :

$$N_{a_{-S_1}} = N_{Arcs_{-S_1}} - N_{d_{-S_1}} \quad (2.23)$$

Ainsi le pourcentage de coups ascendants s'obtient par :

$$P_a = \frac{N_{a_{-S_1}}}{N_{Arcs_{-S_1}}} \cdot 100 = \left(1 - \frac{N_{d_{-S_1}}}{N_{Arcs_{-S_1}}} \right) \cdot 100 \quad (2.24)$$

Dans le cas du Pic du Midi, le pourcentage de coups ascendants peut être déterminé en définissant les deux zones concentriques, centrées sur le sommet et avec des rayons $R_1 = 500$ m et $R_2 = 10$ km. Ces valeurs permettent, dans le cas de R_1 , d'englober le renforcement de densité de foudroiement sur le Pic du Midi (Figure 2.15), et dans le cas de R_2 , d'obtenir une valeur moyenne de la densité de foudroiement des alentours du site, qui peut fluctuer du fait de la présence de vallées, crêtes et sommets.

Nous avons vu au paragraphe II.3.1, qu'au cours de la période 2010-2013, Météorage a détecté en moyenne 1311 arcs par an dans un rayon de 10 km autour du Pic du Midi ($N_{Arcs_{S_2}} = N_{Arcs_{10km}}$). Par ailleurs, le nombre annuel d'arcs détectés, durant la même période, dans un rayon de 500 m, est de 335 arcs ($N_{Arcs_{S_1}} = N_{Arcs_{Pic}}$). D'après la méthode qui vient d'être présentée, la densité de coups descendants D_d dans les alentours du Pic du Midi (surface S_2-S_1) est de 3,11 arcs.km². À proximité de l'antenne, le nombre de coups descendants $N_{d_{S_1}}$ est alors d'environ 2,5 arcs et donc le nombre de coups ascendants $N_{a_{S_1}}$ de 332,5 arcs. Par conséquent, d'après l'équation (2.24), le pourcentage de coups ascendants P_a , à proximité du Pic du Midi, est de 99,3 %.

Les deux pourcentages de coups ascendants obtenus à partir des deux méthodes sont relativement différents. Par la suite, les deux valeurs seront donc considérées et les résultats seront comparés en fonction du pourcentage employé.

3.5. Bilan

Pour résumer, plusieurs paramètres liés au foudroiement du Pic du Midi ont été déterminés :

- Les arcs se concentrent dans un rayon de 500 m autour du sommet,
- La multiplicité est de 4,36 arcs par coup de foudre,
- La distribution des arcs en fonction du courant présente un maximum de -10 kA,
- Le pourcentage de coups ascendants est de 66,9 % ou 99,3 % en fonction de la méthode appliquée.

4. L'application de la méthode au Pic du Midi

4.1. L'adéquation du site pour la validation expérimentale

Nous venons de montrer qu'une grande majorité des coups de foudre se produisant sur le site du Pic du Midi était de type ascendant. Or le modèle électrogéométrique ne prend en compte que les coups descendants négatifs. Il convient donc de signaler que le Pic du Midi n'est pas pleinement adapté à la validation de notre modèle.

Nous pouvons tout de même observer qu'en moyenne, il se produit 1340 arcs par an sur le Pic du Midi (dans un rayon de 500 m). En considérant le cas extrême où 99,3 % de ces arcs sont de type ascendant, 0,7 % sont donc de type descendant, ce qui représente 9 arcs par an et donc 2 coups descendants par an. Cette valeur est identique à la densité de foudroiement du département, qui est de 2,1 coups par an et par km². Cependant, en plaine, ces deux coups de foudre sont répartis sur une surface de 1 km², alors qu'au Pic du Midi, ils se concentrent sur le sommet. Il est donc bien plus probable qu'un coup descendant frappe le Pic du Midi qu'une structure similaire installée en plaine.

4.2. Le calcul de probabilité pour des coups descendants négatifs

Les paramètres de foudroiement du Pic du Midi étant connus (paragraphe II.3.5), les probabilités de foudroiement peuvent y être calculées en appliquant la méthode présentée au paragraphe II.2.3.3. Pour cela, un profil du Pic du Midi en 3-dimensions a été réalisé (Figure 2.22.a). Il est composé d'une matrice de 520 x 250 cellules représentant chacune un carré de 50 cm de côté. La valeur de chaque cellule représente l'élévation de la structure.

La Figure 2.22 montre les résultats obtenus pour un courant crête de -10 kA avec la surface balayée par le centre de la sphère (Figure 2.22.b) et la distribution de probabilité d'impact sur l'ensemble du site (Figure 2.22.c).

La méthode présentée ici fournit donc une probabilité d'impact en fonction du courant pour chaque point de la structure étudiée. Comme l'on pouvait s'y attendre, la distribution de probabilité (Figure 2.22.c), présente deux pics principaux : le plus important correspond à la probabilité d'impact sur l'antenne TDF, le second correspond à celle sur le paratonnerre de la plateforme DIMM. En appliquant cette méthode pour différentes valeurs de courant, une distribution de probabilité d'impact en fonction du courant de foudre peut être obtenue pour chaque zone vulnérable.

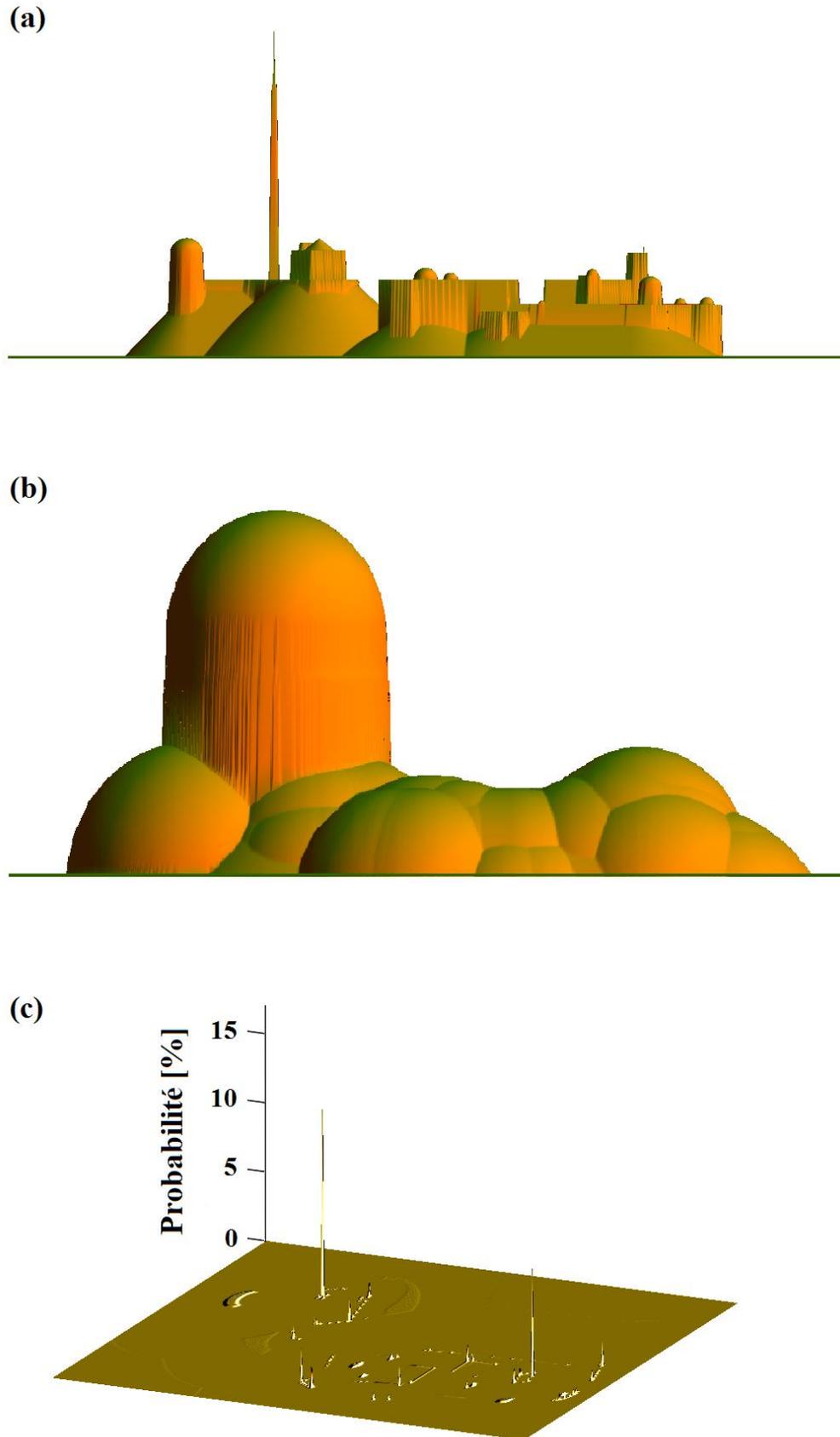


Figure 2.22 : Application de la méthode de la sphère roulante pour $I_p = 10$ kA :
(a) représentation 3D du Pic du Midi, (b) surface balayée par le centre de la sphère roulante,
(c) probabilités d'impact de chaque point du profil.

La Figure 2.23 donne les distributions de probabilités des deux protubérances principales du site pour des courants compris entre -2 kA et -150 kA. Il est à noter que les probabilités sont tracées pour des courants négatifs puisque la méthode de la sphère fictive est uniquement applicable pour des coups descendants négatifs.

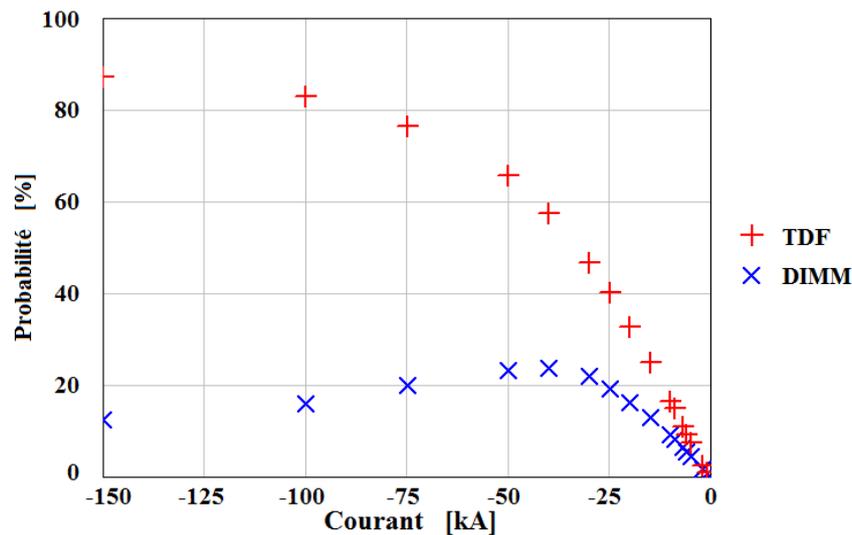


Figure 2.23 : Distribution des probabilités sur l'antenne TDF et le paratonnerre de la plateforme DIMM.

D'après ces distributions, la probabilité d'impact sur l'antenne TDF et sur le paratonnerre de la plateforme DIMM est de quelques % pour de faibles valeurs de courant (respectivement 2,4 % et 1,7 % pour un courant de -2 kA). Sur l'antenne TDF, la probabilité augmente régulièrement avec le courant et atteint presque 100 % à -150 kA. Dans le cas du paratonnerre, jusqu'à -40 kA, la probabilité augmente également avec le courant. Au-delà de cette valeur, la probabilité diminue. Cela s'explique par le fait que l'antenne TDF devient prépondérante.

4.3. La comparaison avec le modèle électrogéométrique de base

Nous nous proposons maintenant de comparer nos résultats avec ceux issus de l'application du modèle électrogéométrique original sur le Pic du Midi, réalisée par Gallin [Gallin 2010; Berger and Gallin 2010]. Les résultats obtenus pour un courant crête de -15 kA sont respectivement montrés sur la Figure 2.24. Il en ressort de nombreux points de concordance, notamment au niveau de l'antenne TDF (1), du télescope TBL (2), de la

gare du téléphérique (3) ou encore de la plateforme DIMM (4).

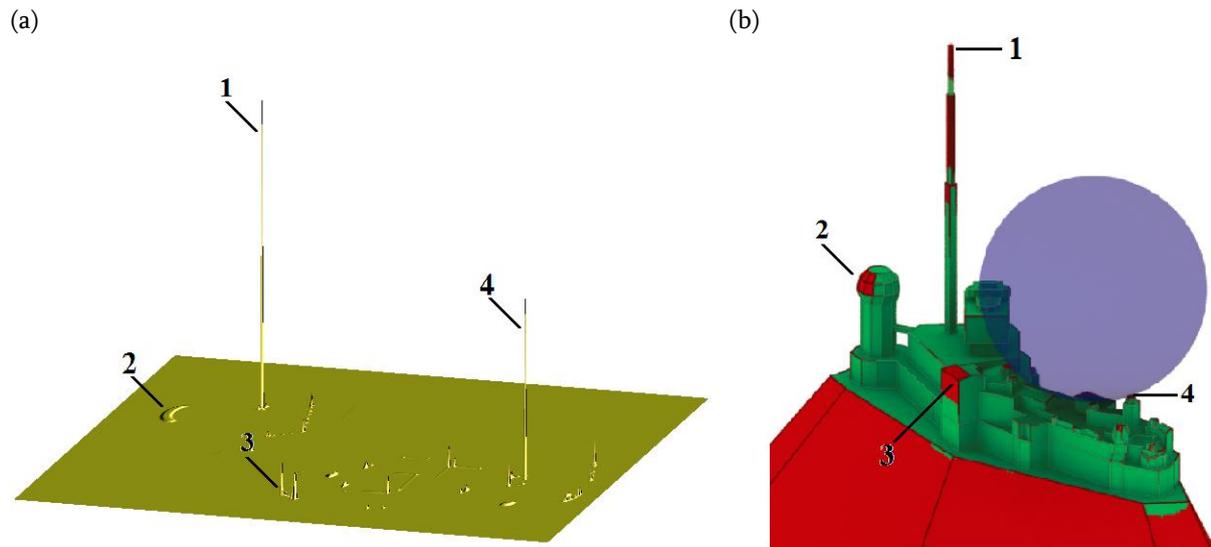


Figure 2.24 : Comparaison des résultats issus du modèle développé dans le cadre de ces travaux (a) avec ceux obtenus par Gallin (b) en appliquant la méthode de la sphère roulante sur le Pic du Midi [Gallin 2010]. Dans les deux cas, la valeur du courant est de 15 kA, soit un rayon de sphère de 60 m.

Ce résultat illustre tout l'intérêt du modèle qui a été développé au cours de cette étude. En effet, comme nous l'avons déjà souligné, le modèle électro géométrique se limite à une identification des zones susceptibles d'être foudroyées. Notre méthode apporte en plus des probabilités de foudroiement, permettant d'identifier les zones du site les plus vulnérables. Cela est parfaitement illustré avec l'exemple de la gare du téléphérique (3). Le modèle électro géométrique montre qu'une grande partie de ce bâtiment est susceptible d'être foudroyée. En revanche, notre modèle met en avant que cette vulnérabilité se concentre sur l'arête extérieure du bâtiment et plus particulièrement sur les deux coins qui lui sont associés. Dans le dimensionnement d'une installation de protection contre la foudre, ces probabilités permettront de déterminer si une zone, bien que potentiellement vulnérable, nécessite clairement une protection ou s'il peut être acceptable de s'en affranchir.

4.4. L'intégration de données statistiques pour une analyse globale

4.4.1. Des probabilités composées intégrant les courants détectés sur site

Nous venons de montrer que les probabilités d'impact par des coups descendants négatifs sur deux points singuliers du site pouvaient être obtenues en fonction du courant à partir de l'application de la méthode de la sphère roulante (Figure 2.23). Par ailleurs, la distribution réelle de l'ensemble des courants détectés sur le site est illustrée Figure 2.18. En couplant ces deux distributions, la probabilité de l'ensemble des arcs descendants négatifs sur les deux points singuliers peut être obtenue en fonction du courant (Figure 2.25).

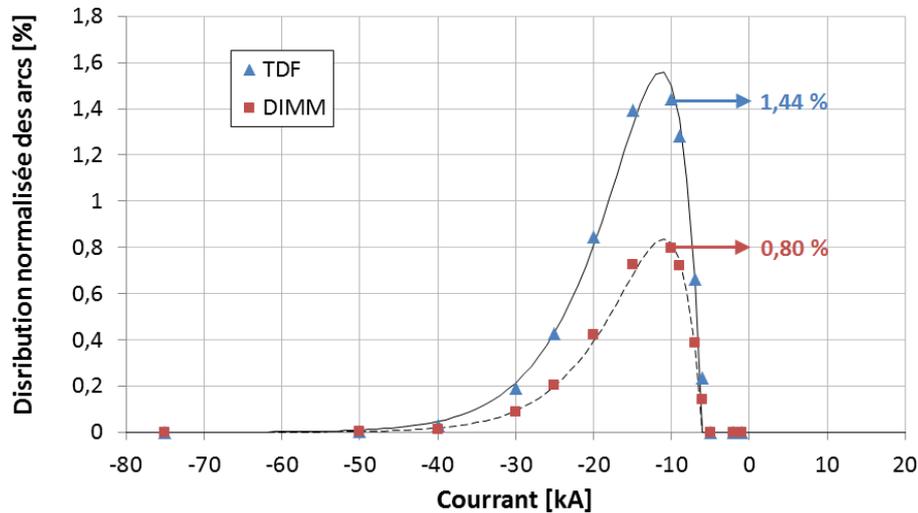


Figure 2.25 : Distribution de l'ensemble des arcs descendants négatifs en fonction du courant et sur deux points singuliers du site : l'antenne TDF et le paratonnerre de la plateforme DIMM.

De la même manière que la distribution des courants détectés sur le site (Figure 2.18), ces nouvelles distributions peuvent être approchées par une courbe bi-exponentielle à partir de l'équation (2.6). Les paramètres des deux courbes bi-exponentielles fournissant la meilleure approximation sont résumés dans le Tableau 2.1.

	<i>Antenne TDF</i>	<i>Plateforme DIMM</i>
A	227	115
k1	5,4	5,1
k2	5,3	5,0
ΔI_i	-6	-6

Tableau 2.1 : Paramètres des deux courbes bi-exponentielles approximant les distributions d'arcs descendants sur l'antenne TDF et le paratonnerre de la plateforme DIMM.

Cette probabilité composée donne le nombre d'arcs qui frappent un point de la structure, pour une valeur de courant donnée. Par exemple, selon ces courbes, pour 1000 arcs descendants négatifs frappant le site, 14 arcs seront sur l'antenne TDF avec un courant de -10 kA et 8 arcs seront sur le paratonnerre pour la même valeur de courant.

À partir de ces deux courbes, un résultat important peut être déduit. En effet, le calcul des intégrales de ces courbes bi-exponentielles donne la probabilité globale sur chaque point d'être frappé par un arc. Cette valeur est alors indépendante de l'intensité du courant. Par conséquent, la probabilité qu'un arc descendant négatif frappe l'antenne TDF est de 23 %, le paratonnerre de la plateforme DIMM de 11 %.

4.4.2. La prise en compte des décharges ascendantes

Selon les calculs du paragraphe II.3.4, nous considérons que la part de coups ascendants sur le Pic du Midi peut être de 66,9 % ou de 99,3 % et que chacun d'eux frappe l'antenne TDF. La part restante, de type descendant, est distribuée en fonction des probabilités obtenues avec la méthode présentée dans la section II.4.2, soit 23 % sur l'antenne TDF et 11 % sur le paratonnerre. En couplant ces résultats, tenant compte des coups ascendants et descendants, nous obtenons des probabilités globales indépendantes du type de la décharge sur les deux points particuliers du site.

Finalement, de 2010 à 2013, Météorage a détecté en moyenne 144 arcs par an dans un rayon de 500 m autour du site. En considérant la multiplicité moyenne du site (4,36 arcs.coups⁻¹), on obtient le nombre annuel de coups de foudre pouvant frapper l'antenne TDF et le paratonnerre de la plateforme de DIMM. L'ensemble de ces résultats,

prenant en compte les deux pourcentages de coups ascendants, sont résumés dans le Tableau 2.2 et le Tableau 2.3.

Dans ce manuscrit, nous nous sommes concentrés sur deux points particuliers : l'antenne TDF et le paratonnerre de la plateforme DIMM. Cependant, ces probabilités peuvent être déduites pour tous les points du profil du Pic du Midi (Figure 2.22) et donc pour l'ensemble du site.

	<i>Arcs/an</i>	<i>Coups/an</i>	<i>Pourcentage</i>
Pic du Midi	144	33	100 %
TDF	107,0 (96,0 ascendants) (11,0 descendants)	24,5 (22,0 ascendants) (2,5 descendants)	74,4 % (67 % ascendants) (5,4 % descendants)
DIMM	5,3	1,2	3,7 %

Tableau 2.2 : Récapitulatif des probabilités considérant une proportion de 66,7 % de coups ascendants.

	<i>Arcs/an</i>	<i>Coups/an</i>	<i>Pourcentage</i>
Pic du Midi	144	33	100 %
TDF	143,2 (143 ascendants) (0,2 descendant)	32,8 (32,7 ascendants) (0,1 descendant)	99,5 % (99,3 % ascendants) (0,2 % descendants)
DIMM	0,11	0,03	0,08 %

Tableau 2.3 : Récapitulatif des probabilités considérant une proportion de 99,3 % de coups ascendants.

5. Les évolutions apportées au modèle

5.1. La prise en compte de traceurs ascendants

Comme cela a déjà été évoqué, les traceurs ascendants sont émis, à l'approche du traceur descendant négatif, depuis des protubérances, sous l'effet de renforcements de champ intenses. Nous avons également vu au Chapitre I que la méthode de la sphère roulante modifiée (MSRM) simulait l'émission de ces traceurs par un cône, dont les dimensions sont fonction de l'intensité du courant et de la hauteur h de la pointe [Ait-Amar and Berger 2009], telles que :

$$R_c = \frac{0,054.h.I_p - 0,178.h + 0,124.I_p + 1,057}{3,02 - 0,19.h} \quad (2.25)$$

$$H_c = (0,054.h.I_p + 0,87.h + 0,124.I_p + 0,37) - h \quad (2.26)$$

Où R_c est le rayon du cône à sa base et H_c la hauteur du cône. I_p est l'intensité crête du courant. Nous rappelons également que, d'après les auteurs, le rayon de la sphère modifiée R_{sm} est donné par :

$$R_{sm} = 4,2.I_p^{2/3} \quad (2.27)$$

Étant donné que la formule du rayon du cône R_c n'a de signification que pour des hauteurs de pointes inférieures à 6 m, pour des valeurs supérieures, ce rayon peut être déduit du calcul de la distance latérale de protection D_p , tel que

$$D_p = 3.h^{0,2}.I_p^{2/3} = R_{sm} + R_c \quad (2.28)$$

Il vient donc, pour les hauteurs de pointes supérieures à 6 m :

$$R_c = 3.h^{0,2}.I_p^{2/3} - R_{sm} \quad (2.29)$$

À partir de ces formules, les cônes pourront être calculés et intégrés au profil du Pic du Midi. De la même manière que le paragraphe II.4.2, la trajectoire de la sphère roulante

modifiée sera alors tracée et les probabilités déduites.

5.2. L'intégration des traceurs au programme

La prise en compte dans le calcul de probabilités des traceurs ascendants par la méthode de la sphère roulante modifiée (MSRM) n'est pas immédiate et demande quelques modifications du programme.

Tout d'abord, la propagation du traceur descendant étant considérée comme strictement verticale (paragraphe II.2.3.2), le cône peut être remplacé par un cylindre entourant le cône lui-même et la pointe à laquelle il est associé (Figure 2.26.b). Cela signifie que tous les points du profil à une distance inférieure ou égale au rayon du cône sont placés à la hauteur de sa base. La trajectoire du centre de la sphère modifiée est alors obtenue en faisant rouler la sphère en question sur ce cylindre (Figure 2.26.c).

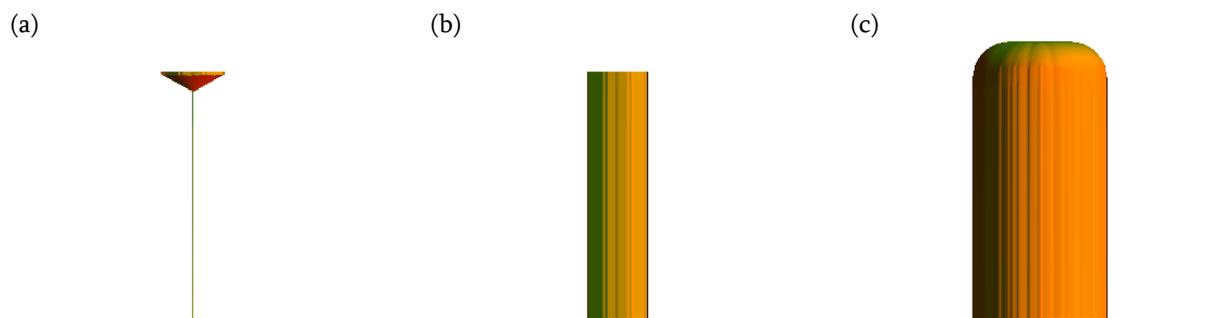


Figure 2.26 : (a) Cône au sommet d'une pointe, (b) remplacement de la pointe et du cône par un cylindre de même rayon, (c) trajectoire du centre de la sphère modifiée.

Concernant le calcul de probabilités, tous les points du profil à l'intérieur du cylindre se voient affectés d'une probabilité nulle, excepté le sommet de la pointe auquel est attribué tous les points de la trajectoire correspondant au cylindre. Il s'agit en fait des points contenus dans un cercle de rayon $R_{sm} + R_c$.

Enfin, nous avons montré au paragraphe II.2.3.4.2 qu'il était nécessaire d'étendre le profil d'une largeur correspondant au rayon de la sphère roulante afin de prendre en compte tous les coups de foudre pouvant frapper le profil. Ici, l'ajout du cône impose que son rayon soit également pris en considération (Figure 2.27). En effet, la largeur de la

bande supplémentaire autour du profil doit être la somme des rayons de la sphère et du cône, soit $R_{sm} + R_c$.

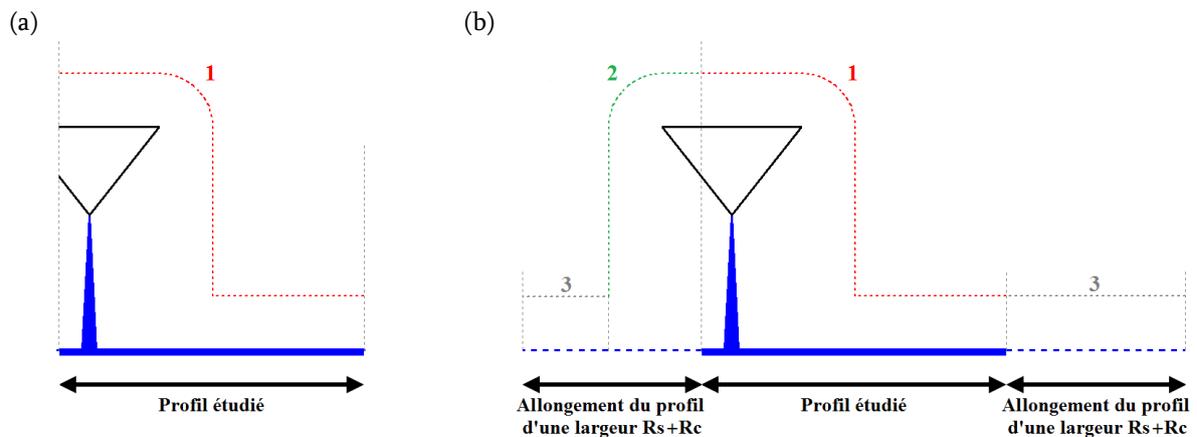


Figure 2.27 : Illustration des méthodes dites (a) à « profil fixe » et (b) à « profil étendu », dans le cas de la prise en compte de traceurs ascendants : 1 - Trajectoire associée aux coups dans les limites du profil, 2 - Trajectoire supplémentaire associée aux coups apparaissant hors des limites du profil, mais le frappant, 3 - Trajectoire supplémentaire, mais associée aux coups ne frappant pas le profil.

5.3. Le calcul de probabilités intégrant des traceurs ascendants

5.3.1. L'application à un profil simple

La Figure 2.28 montre les résultats obtenus lorsque la méthode de la sphère roulante modifiée (MSRM) est appliquée à un profil simple, composé d'une pointe centrée sur un plan. Sur la même figure, une comparaison est faite, toutes choses égales par ailleurs, avec les probabilités obtenues en appliquant la méthode de la sphère roulante (MSR). On note que la prise en compte des traceurs ascendants fournit des probabilités d'impact plus faibles. En conséquence, la probabilité qu'il y ait un impact sur le reste du profil est plus importante. En termes de protection foudre, cela signifie que la méthode de la sphère roulante modifiée est plus contraignante, puisqu'elle suggère que l'efficacité d'un système de protection est inférieure à ce que pourrait prédire la méthode de la sphère roulante.

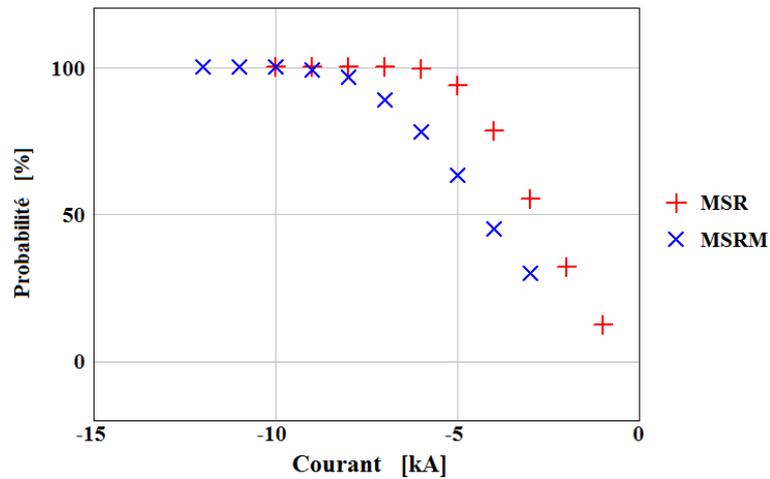


Figure 2.28 : Comparaison des probabilités d'impact sur une pointe centrée sur un plan, obtenues avec les méthodes dites « méthode de la sphère roulante modifiée » (MSRM) et « méthode de la sphère roulante » (MSR).

5.3.2. L'application au Pic du Midi

Dans le cas du Pic du Midi, il a été décidé de tenir compte de l'émission de traceurs ascendants au sommet de l'antenne TDF et à la pointe du paratonnerre de la plateforme DIMM. Ces deux lieux semblent, en effet, être les plus susceptibles d'être sujets à ces phénomènes (Figure 2.29.a).

Le profil en 3-dimensions du site se voit donc complété de deux cônes dont les dimensions sont données par les équations (2.25), (2.26) et (2.29). La Figure 2.29 illustre les résultats obtenus à partir de la méthode de la sphère roulante modifiée (MSRM) sur le profil (a). La sphère modifiée, dont le rayon est donné par l'équation (2.27) en fonction de la valeur crête du courant, fournit la surface balayée par son centre (Figure 2.29.b). De cette surface sont déduites les probabilités d'impact sur l'ensemble du site (Figure 2.29.c).

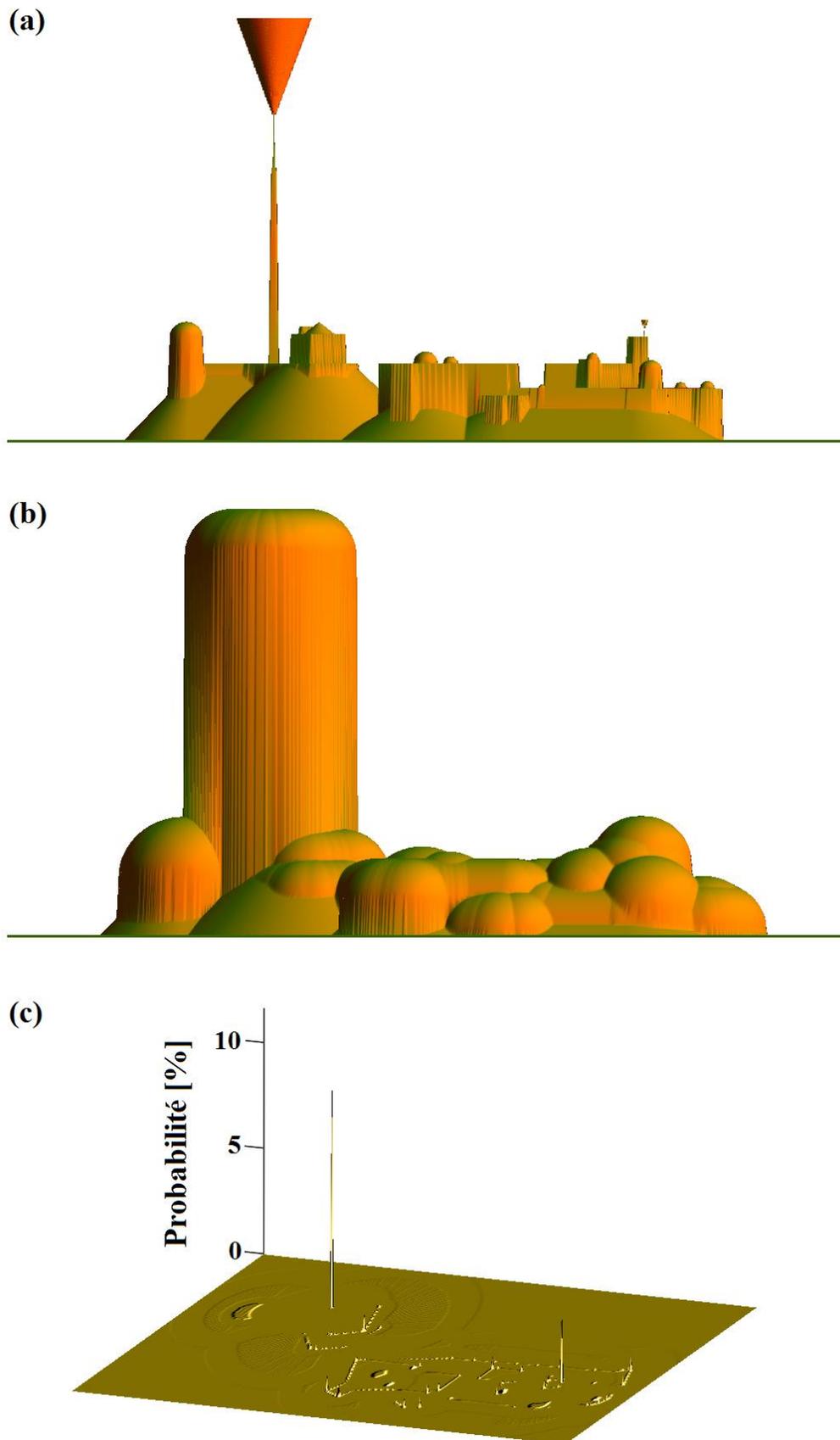


Figure 2.29 : Application de la méthode de la sphère roulante modifiée pour $I_p=10$ kA : (a) représentation 3D du Pic du Midi avec les cônes simulant l'émission de traceurs ascendants, (b) surface balayée par le centre de la sphère roulante modifiée, (c) probabilités d'impact de chaque point du profil.

Comme pour la méthode de la sphère roulante (MSR), les deux pics de probabilités, associés à l'antenne TDF et au paratonnerre de la plateforme DIMM, apparaissent prépondérants. Les distributions de probabilités en fonction du courant, obtenue par les deux méthodes (MSR et MSRM) sont comparées en Figure 2.30 et Figure 2.31.

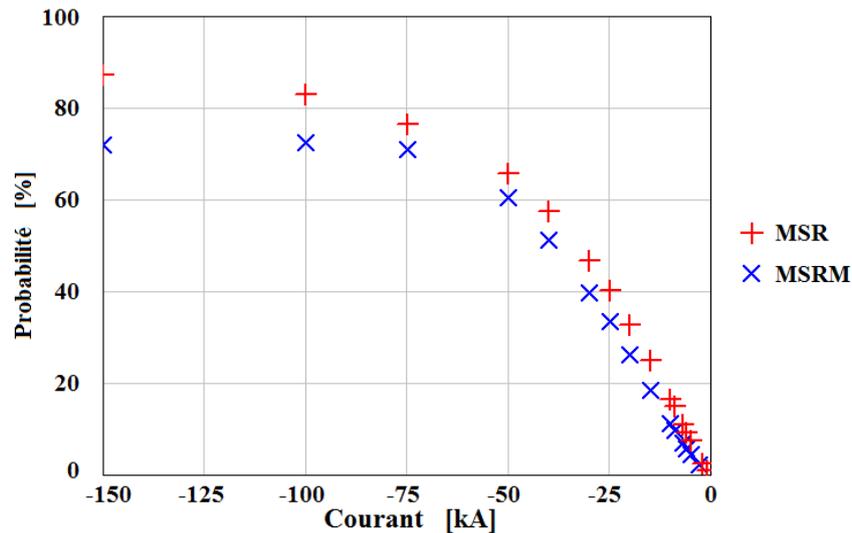


Figure 2.30 : Comparaison des probabilités de foudroiement de l'antenne TDF par la méthode de la sphère roulante modifiée (MSRM) et la méthode de la sphère roulante (MSR).

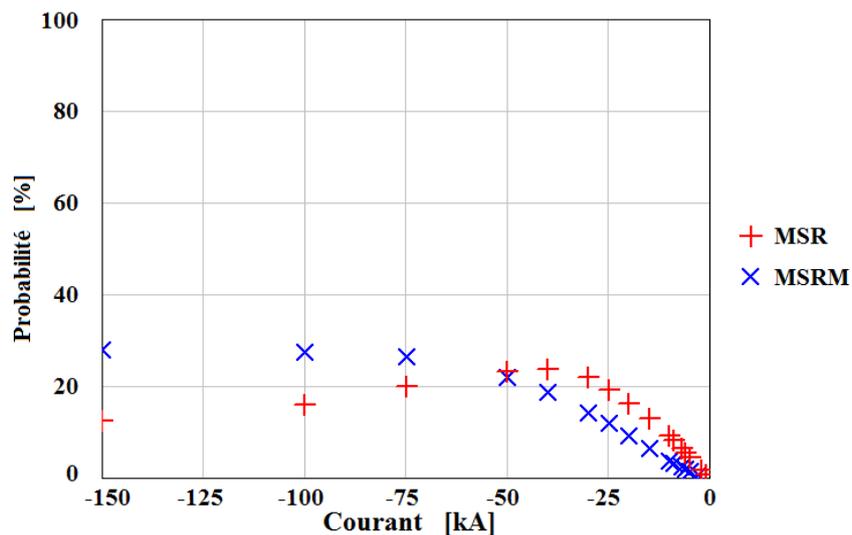


Figure 2.31 : Comparaison des probabilités de foudroiement du paratonnerre de la plateforme DIMM par la méthode de la sphère roulante modifiée (MSRM) et la méthode de la sphère roulante (MSR).

Dans le cas de l'antenne TDF et quelle que soit l'amplitude du courant considérée, les probabilités de foudroiement obtenues par la méthode de la sphère roulante modifiée

(MSRM) sont inférieures à celles de la méthode de la sphère roulante (MSR). La même observation peut être faite dans le cas de la plateforme DIMM pour des courants compris entre 0 et -50 kA. En revanche pour des courants inférieurs à -50 kA, la probabilité de foudroiement du paratonnerre devient supérieure avec la méthode de la sphère roulante modifiée qu'avec la méthode de la sphère roulante.

De prime abord, ces différences semblent relativement significatives. Cependant, la méthode s'applique uniquement aux coups descendants négatifs et comme nous l'avons montré au paragraphe II.3.4, la proportion de ces coups est faible par rapport aux coups ascendants. Finalement, lorsque les données statistiques du foudroiement du site sont couplées aux résultats du modèle, la distribution de probabilités est globalement la même pour les deux méthodes. En revanche, dans le cas d'une structure qui n'émettrait pas (ou peu) de coups ascendants, la considération de l'émission de traceurs ascendants aurait probablement une influence plus importante.

6. Conclusion

Alors que la méthode de la sphère roulante se contente d'identifier les zones d'une structure susceptibles d'être foudroyées, le modèle développé en 3-dimensions dans le cadre de ces travaux de thèse permet de calculer la probabilité que chacune de ces zones vulnérables soit foudroyée. La première étape de l'évaluation de ces probabilités, basée sur le modèle électrogéométrique, considère, par définition, uniquement des coups descendants négatifs. L'analyse statistique des données du réseau de détection qui s'en suit apporte les paramètres nécessaires au calcul de probabilités globales, intégrant la distribution des courants observés sur le site, la multiplicité des coups de foudre ou encore la proportion de coups ascendants.

Dans le cas de notre étude, ce modèle a été appliqué au site du Pic du Midi. Le calcul de probabilités met en avant deux sites particulièrement vulnérables aux coups descendants négatifs : l'antenne TDF et le paratonnerre de la plateforme DIMM. Enfin, avec l'intégration du pourcentage de coups ascendants aux probabilités, seule l'antenne

TDF maintient une probabilité de foudroiement conséquente. Dans un contexte de protection foudre, le modèle montre qu'il n'est peut-être pas nécessaire de protéger l'ensemble des points vulnérables, contrairement à ce que prédit l'application du modèle électrostatique.

Par ailleurs, une évolution du modèle a été proposée par la prise en compte de traceurs ascendants émis depuis des protubérances, sous l'influence du traceur descendant. Pour une valeur de courant donnée, la considération de ces traceurs entraîne une diminution des probabilités de foudroiement des protubérances en question, notamment l'antenne TDF et le paratonnerre de la plateforme DIMM. Dans l'optique de la protection d'un site, cela signifie que la méthode est plus contraignante, puisqu'elle suggère que l'efficacité d'un système de protection est inférieure à ce que pourrait prédire la méthode de la sphère roulante.

Quoi qu'il en soit, le modèle qui a été développé ainsi que les évolutions qui sont proposées doivent être validés expérimentalement. À cet effet, le site du Pic du Midi est équipé d'un ensemble de capteurs pour l'étude du foudroiement du site, ce qui fait l'objet du Chapitre III.

CHAPITRE III :

PRESENTATION DES DIVERS DIAGNOSTICS
EXPERIMENTAUX AU PIC DU MIDI DE BIGORRE

1. Introduction

L'expérimentation installée au Pic du Midi a pour objectif de recueillir des données liées au phénomène de foudroiement du site dans les conditions particulières décrites au Chapitre I (altitude et présence d'une haute structure).

Nous présenterons, en premier lieu, l'ensemble des dispositifs expérimentaux mis en œuvre sur le site et exposerons les mesures caractéristiques associées. Des sondes de types Rogowski permettent notamment de mesurer les courants écoulés à travers un paratonnerre qu'ils soient associés à un coup de foudre direct ou à l'émission de traceurs ascendants. Un moulin à champ et des antennes capacitives enregistrent, par ailleurs, les fluctuations lentes et rapides du champ électrique induites par la présence du nuage orageux ou par les décharges électriques qui peuvent y apparaître. Les divers signaux de mesures issus des capteurs sont numérisés, horodatés et stockés grâce à un système d'acquisition National Instruments équipé d'une carte de synchronisation GPS et dont la gestion a demandé l'élaboration d'un code LabVIEW. Enfin, tout un système de diagnostic vidéo composé de caméras rapides et de caméras de vidéosurveillance permet, d'une part, de localiser dans le temps et l'espace les coups de foudre frappant le site, et d'autre part, d'analyser leur développement.

Après une brève revue des systèmes existants, nous détaillerons les travaux réalisés pour le développement d'antennes capacitives. Les simulations électriques et les essais expérimentaux menés pour leur dimensionnement et leur validation seront notamment abordés.

Finalement, les enregistrements typiques pouvant être enregistrés sur le site seront présentés et, par ailleurs, corrélés avec les données du réseau de détection. L'analyse de l'ensemble de ces données ainsi que leurs confrontations avec les résultats du modèle seront abordées dans le Chapitre IV.

2. L'instrumentation mise en œuvre sur le site

2.1. Présentation générale de l'instrumentation

Afin d'étudier le phénomène d'attachement de la foudre à une structure complexe, le site du Pic du Midi a été instrumenté avec divers moyens de diagnostic. Bien que le foudroiement de l'ensemble du site soit observé, une attention particulière est portée sur deux endroits spécifiques du site : le paratonnerre de la plateforme DIMM et l'antenne TDF.

L'instrumentation est donc répartie en différents lieux. Tout d'abord au niveau de la plateforme DIMM, qui est une ancienne coupole astronomique réaménagée et du local situé en dessous de celle-ci, sont positionnés un paratonnerre d'une hauteur de 5m, les différents capteurs qui lui sont associés et l'ensemble du dispositif d'acquisition des données. D'autre part, des caméras sont placées sur l'ensemble du site et notamment derrière une vitre dans un local du bâtiment TDF, donnant ainsi un recul d'environ 150 m sur le paratonnerre et la plateforme DIMM. Sur la prise de vue aérienne du Pic du Midi présentée Figure 3.1, sont ainsi indiqués les deux principaux sites accueillant l'expérimentation : la plateforme DIMM à droite et le local TDF à gauche.



Figure 3.1 : Vue aérienne du Pic du Midi.

Des caméras, rapides ou de vidéo surveillance, sont installées de manière à filmer les coups de foudre qui frapperaient n'importe quel point du site. De même, un moulin à champ et des antennes capacitatives sont placés à proximité de la plateforme DIMM pour enregistrer les fluctuations du champ électrique liées à la présence d'un nuage orageux et aux impacts de foudre se produisant sur ou à proximité du Pic du Midi. Aucun instrument ne pouvant être placé près de l'antenne TDF, seul le paratonnerre de la plateforme DIMM a été équipé de sondes de type Rogowski, placées autour de son mât, pour la mesure des courants le traversant. Les différents appareils d'acquisition permettant d'enregistrer, de numériser et de stocker l'ensemble des signaux issus des capteurs sont placés dans le local situé sous la plateforme DIMM. La Figure 3.2 correspond à la vue de cette plateforme, depuis le local de TDF.



Figure 3.2 : Vue de la plateforme expérimentale DIMM.

La totalité des appareils étant reliés au réseau, ils peuvent être consultés, configurés ou contrôlés à distance. Par ailleurs, tous ces équipements possèdent une horloge commune permettant de synchroniser les mesures et de les corrélérer entre elles. Cette synchronisation GPS facilite également l'identification et la corrélation des éclairs avec les données fournies par le réseau de détection Météorage. En effet, grâce à son réseau de capteurs, Météorage fournit, pour chaque arc détecté, la date de l'impact (à la nanoseconde près), sa localisation (avec une ellipse d'incertitude de quelques centaines de mètres), la valeur crête et la polarité du courant de foudre, la durée du front de montée et

la largeur d'impulsion ou encore le type de décharge (nuage-sol ou intra-nuage).

L'ensemble du dispositif expérimental, de même que les liaisons entre les divers instruments, sont schématisés sur la Figure 3.3. Il est également à noter qu'une grande partie de ces instruments, qui seront détaillés par la suite, est retirée du site durant la saison hivernale, du fait des conditions climatiques extrêmes qui peuvent y régner.

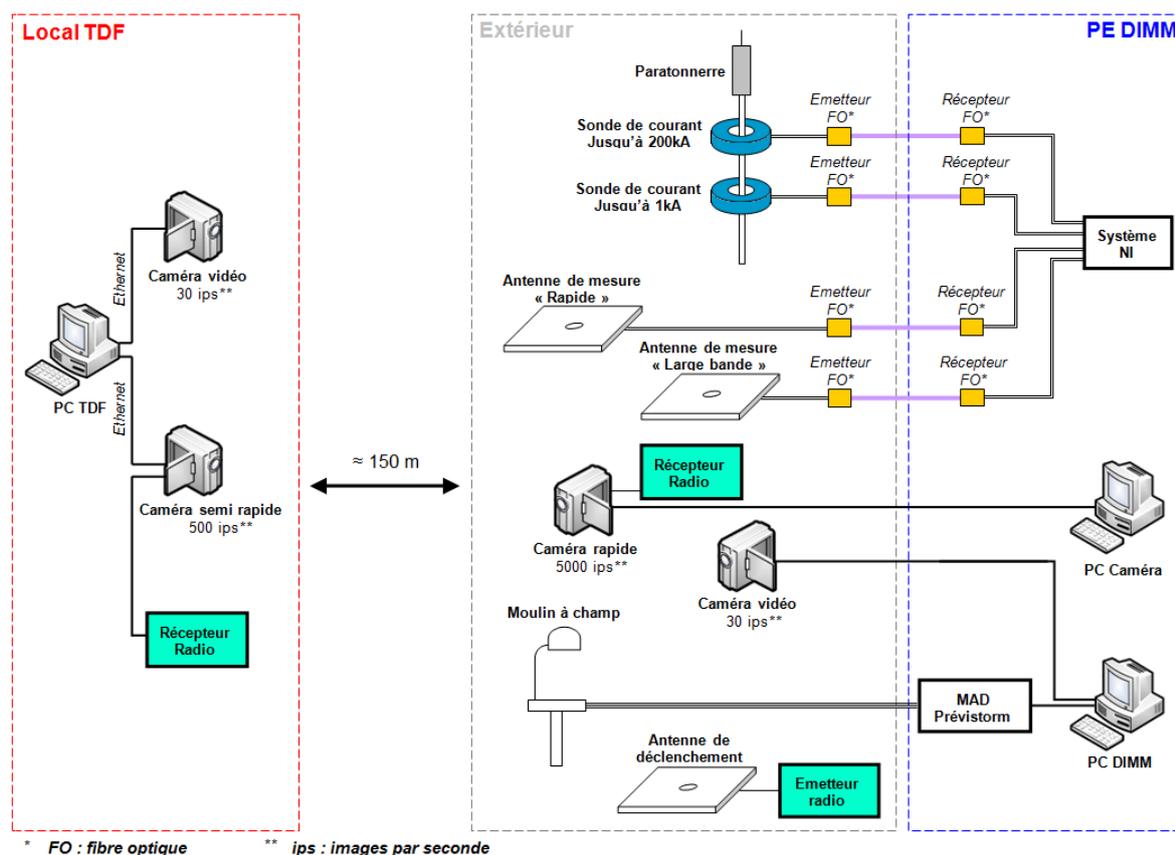


Figure 3.3 : Schéma de principe de l'expérimentation.

2.2. Les mesures du courant écoulé par un paratonnerre

Afin de valider le phénomène d'attachement de la foudre à un paratonnerre, il est nécessaire de distinguer la part de coups directs sur le paratonnerre de la plateforme DIMM de ceux frappant l'ensemble du site. Chaque éclair doit également être caractérisé par ses paramètres électriques, tels que l'amplitude crête du courant, la charge consommée, le front de montée...

À partir de l'analyse des données Météorage présentée au Chapitre II, il a été montré que 82 % des arcs frappant le Pic du Midi présentaient une intensité crête inférieure à 20 kA (en valeur absolue). Cependant, dans la région du Pic du Midi, ces mêmes données rapportent régulièrement des courants de foudre dépassant la centaine de kiloampères. Nous avons également vu au Chapitre I que, d'un point de vue temporel, le front de montée typique d'un courant de foudre est de l'ordre de quelques microsecondes et sa durée de l'ordre de quelques centaines de microsecondes. Par ailleurs, lorsqu'un arc tombe à proximité du site et notamment sur l'antenne TDF, des traceurs ascendants peuvent être émis par le paratonnerre de la plate-forme DIMM, sans qu'ils mènent forcément à un arc en retour : on parle alors de traceurs avortés. Dans ce cas, les courants en jeu sont de l'ordre de quelques dizaines d'ampères, voire de l'ordre du kiloampère [Corrêa et al. 2008].

Afin de mesurer aussi bien les courants liés à un impact direct sur le paratonnerre que ceux générés par l'émission de traceurs avortés, deux sondes de courant de type Rogowski ont été installées autour du paratonnerre. De par le principe de mesure, ce type de sonde délivre l'image de la variation de courant (di/dt). Cependant, par construction, celles utilisées ici comprennent un intégrateur pour que la tension de sortie soit proportionnelle au courant qu'elles mesurent.

Sur le site, ces sondes sont reliées à un système d'acquisition (qui sera présenté par la suite) via des transmissions par fibre optique. L'intérêt de ces transmissions est double. D'une part, elles offrent une isolation galvanique entre les sondes et le système d'acquisition, évitant alors l'écoulement de courants de foudre à l'intérieur du bâtiment, dans le cas où un amorçage se produirait entre le paratonnerre et la sonde de courant. D'autre part, elles réduisent les longueurs de câbles coaxiaux et permettent de découpler la mise à la terre des antennes et du système d'acquisition, limitant ainsi la superposition de perturbations aux signaux de mesure.

La première sonde (Stangenes - 3.5-0.005A) dont la fréquence de coupure haute est de 3,5 MHz, supporte un courant maximum de ± 200 kA. Son rapport de transformation

est de 5 mV/A. La tension en sortie de cette sonde est ensuite divisée par 100 grâce à un atténuateur par 10 (Pearson - A10) et au système de transmission par fibre optique (PPM – PDT-R4-6H et PDR-R2-6H) dont l'atténuation est également de 10. Par conséquent, le rapport de transformation de la chaîne de mesure dans son ensemble est de 50 μ V/A, soit une tension de ± 10 V à l'entrée du système d'acquisition, pour un courant écoulé à travers le paratonnerre de ± 200 kA.

Dans le cas de traceurs avortés émis depuis le paratonnerre, une sensibilité bien plus élevée est nécessaire. La seconde sonde de courant (Pearson - 101) a donc un rapport de transformation de 10 mV/A et n'est associée à aucun atténuateur supplémentaire. Seule une protection limitant la tension à ± 10 V est ajoutée à l'entrée de la transmission fibre optique (PPM – PDT-R2-6H et PDR-R2-6H) dans le but de la protéger. Concernant la bande passante de cette sonde, elle est comprise entre 0,25 Hz et 4 MHz. Cette seconde chaîne de mesure est donc capable d'enregistrer des courants allant jusqu'à ± 1 kA, pour des fronts de montée d'une centaine de nanosecondes.

2.3. Les mesures du champ électrique

Parallèlement à la mesure de courant qui est focalisée sur le paratonnerre, l'enregistrement du champ électrique fournit des informations pour la compréhension du mécanisme d'attachement de la foudre sur l'ensemble du site.

Nous avons vu au Chapitre I que, par beau temps, la valeur du champ électrique statique est de l'ordre de la centaine de V/m. À l'approche d'un orage, cette grandeur s'inverse et les variations peuvent atteindre plusieurs dizaines de kV/m [Waters 2004]. Ainsi, plusieurs capteurs de champ électrique ont été déployés sur le site, tels qu'un moulin à champ et des antennes capacitatives.

2.3.1. La mesure du champ électrique statique par moulin à champ

Sur le site, les variations du champ électrique statique sont mesurées à l'aide d'un moulin à champ (Prévisstorm) installé sur la plate-forme DIMM (Figure 3.4).



Figure 3.4 : Moulin à champ installé sur la plateforme DIMM.

Un moulin à champ est un dispositif électromécanique qui mesure l'intensité du champ électrique statique. Cet instrument est généralement constitué de deux électrodes, l'une fixe, l'autre rotative. Une des deux électrodes est connectée à la masse. Du fait de la rotation de la première électrode, l'autre est alternativement masquée et exposée au champ à mesurer. La tension alors induite entre ces deux électrodes est proportionnelle à l'intensité du champ électrique.

Cet appareil mesure donc en continu les variations lentes du champ électrique liées à l'approche des charges contenues dans un nuage orageux. Il informe ainsi de l'arrivée d'un orage. Cependant, avec un échantillonnage de 1 Hz, cet appareil ne permet pas d'enregistrer les variations rapides du champ électrique liées au développement des arcs et aux coups de foudre. Pour étudier ces variations rapides, plusieurs antennes capacitatives ont été conçues et installées sur le site.

2.3.2. La mesure des variations de champ électrique par antennes capacitatives

Afin d'étudier les variations rapides du champ électrique liées à la propagation de traceurs ou à l'établissement d'arcs en retour, trois antennes capacitatives possédant des bandes passantes complémentaires ont été développées au laboratoire et installées sur le site et ses alentours.

La première de ces antennes, nommée « antenne rapide », est installée sur le site

même du Pic du Midi. Sa bande passante est comprise entre 500 Hz et 500 kHz. La seconde antenne, également sur le site, est appelée « antenne large bande » et possède une bande passante allant de 1 Hz à 500 kHz. L'inconvénient de réaliser des mesures en champ proche est que l'environnement dans lequel les antennes sont placées est extrêmement perturbé. La troisième antenne, nommée « antenne lente », sera installée sur le toit de l'usine ABB à Bagnères-de-Bigorre, soit à une quinzaine de kilomètres du Pic du Midi. Sa bande passante, comprise entre 1 Hz et 500 Hz, permet d'enregistrer des variations de champ liées à des arcs se produisant sur le Pic du Midi, mais dans un environnement électromagnétique beaucoup plus calme. Bien qu'il soit ajustable, le rapport de transformation de ces trois antennes est globalement de 1 V pour 10 kV/m. Il est ainsi possible de mesurer des variations de champ allant jusqu'à ± 50 kV/m, soit ± 5 V en entrée du système d'acquisition.

De la même manière que les deux sondes de courant, les antennes « rapide » et « large bande » sont reliées au système d'acquisition par l'intermédiaire de liaisons fibre optique (PPM – PDT-R2-6H et PDR-R2-6H). L'intérêt de ces liaisons est, d'une part, de limiter les longueurs de câbles coaxiaux et d'autre part, de découpler la mise à la terre des antennes de celle du système d'acquisition afin de minimiser les boucles de masse. Une mesure fiable du champ électrique impose que les antennes soient placées sur un site relativement dégagé. La plateforme DIMM, qui présente de nombreux objets métalliques, n'est donc pas le site idéal pour effectuer ces mesures. En revanche, la terrasse en contrebas de la tour DIMM offre un environnement moins accidenté, sans bâtiments ni objets métalliques proches, limitant ainsi les modifications du champ électrique ou d'éventuelles réflexions (l'emplacement des antennes sur le site est indiqué par une flèche, Figure 3.5).



Figure 3.5 : Localisation des antennes « rapide » et « large bande » installées au Pic du Midi.

D'autre part, afin de limiter les renforcements de champ liés à leur géométrie parallélépipédique, un montage intégrant les antennes avec le sol a été réalisé. Elles sont donc fixées l'une à l'autre et entourées de panneaux métalliques faisant la liaison entre le plateau de l'antenne et le sol (Figure 3.6). L'autre avantage de ce montage est de protéger les électroniques des intempéries en les plaçant sous les antennes et de limiter leur prise au vent, améliorant ainsi la stabilité du système.



Figure 3.6 : Les antennes « rapide » et « large bande » installées au Pic du Midi.

L'ensemble des travaux effectués pour le développement de ces antennes ainsi que leur fonctionnement sera détaillé dans la partie III.3 de ce chapitre.

Enfin, une quatrième antenne capacitive, basée sur les caractéristiques de l'antenne « rapide », a été développée et installée sur la plateforme DIMM. Sa fonction est uniquement de déclencher la caméra rapide en détectant les arcs se produisant sur le site.

2.4. Le système d'acquisition des signaux de mesures

Afin de numériser les signaux issus des deux sondes de courant et des deux antennes capacitatives de mesure, un système d'acquisition National Instruments a été mis en place. Contrairement à un oscilloscope classique, ce système offre la possibilité de dater précisément tous les enregistrements qu'il effectue grâce à une carte GPS. Cela permet notamment de corrélérer facilement les mesures réalisées sur site entre elles, ainsi qu'avec les données Météorage. La fonction principale de ce système est donc de numériser les signaux de tension issus des divers capteurs et d'horodater chaque point de mesure avec une précision inférieure à la microseconde.

Comme cela a été montré précédemment, les signaux issus des chaînes de mesure varient entre -10 V et +10 V avec des fronts de l'ordre de la centaine de nanosecondes. Le système doit donc être capable d'échantillonner simultanément quatre voies de mesure à une fréquence supérieure ou égale à 100 MS/s (un point par 10 ns). Un système de synchronisation GPS est également nécessaire pour horodater précisément chaque point de mesure.

Le matériel mis en place, de marque National Instruments, comprend un châssis (PXIe-1062Q), un contrôleur (PXIe-8135), deux modules numériseurs (PXI-5114) ainsi qu'un module GPS (PXI-6682H) et son antenne. Les deux modules numériseurs possèdent chacun deux voies de mesure pouvant être échantillonnées sur 8 bits à une fréquence de 250 MS/s. Le module GPS quant à lui, fournit le temps « absolu » nécessaire à l'horodatage des mesures. La Figure 3.7 est un schéma de principe de l'ensemble de ce système. Un code élaboré sous LabVIEW est nécessaire pour la gestion du système.

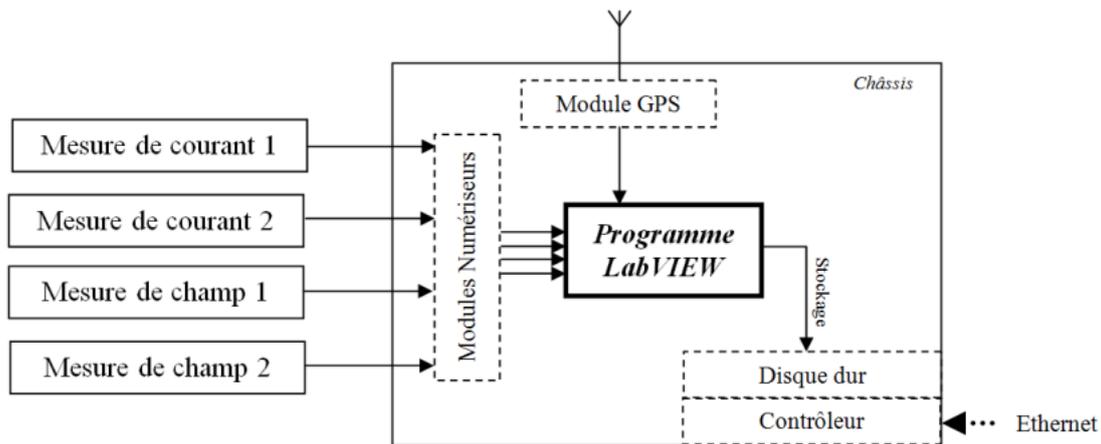


Figure 3.7 : Schéma de principe du système d'acquisition National Instruments.

Le programme LabVIEW qui gère le système s'exécute de manière séquentielle, suivant plusieurs étapes depuis l'initialisation du système jusqu'au stockage des données. Le fonctionnement du programme est brièvement décrit ici. La première étape est la phase d'initialisation. Elle permet de déclarer toutes les variables nécessaires au programme ainsi que les paramètres fixés par l'utilisateur. La durée, les fréquences d'échantillonnage ou la position de l'origine des enregistrements sont ainsi paramétrées indépendamment pour chacune des voies. La valeur du trigger est également déclarée. La seconde étape permet de paramétrer le matériel. En effet, les deux cartes d'acquisition (et donc les quatre voies de mesure) sont configurées en fonction des valeurs précédemment déclarées. La carte de synchronisation GPS est également initialisée. Les trois cartes sont alors opérationnelles et se mettent en attente du trigger. Lorsque le signal mesuré dépasse le niveau de trigger, les points de mesure et la date précise (à la dizaine de nanosecondes près) du déclenchement T0 sont stockés dans une mémoire temporaire. La troisième étape consiste donc à mettre en forme les points associés aux quatre mesures : « Champ rapide », « Champ large bande », « Courant fort » et « Courant faible ». Le « vecteur temps » est reconstruit à partir de la fréquence d'échantillonnage et de la position du trigger. Enfin, les atténuations des chaînes de mesures sont prises en compte afin de convertir les tensions mesurées sous la forme des grandeurs étudiées. Durant la quatrième et dernière étape, les tableaux de points sont enregistrés sur le disque dur de l'appareil sous forme de fichiers « texte ». Les informations relatives à l'instant de déclenchement (T0), à la

position du trigger et à la fréquence d'échantillonnage sont également ajoutées au fichier. Une fois les fichiers stockés, le programme reboucle à sa première étape, se réinitialise et se met en attente d'un nouveau signal de déclenchement.

Comme nous venons de l'évoquer, le programme réalisé offre la possibilité de paramétrer chacune des voies indépendamment. Les quatre voies peuvent, par exemple, avoir des durées d'enregistrement, des fréquences d'échantillonnage et des positions de trigger différentes. Or, d'un point de vue matériel, les paramètres de numérisation sont les mêmes pour les deux voies d'un même module numériseur. Par conséquent, le programme a été conçu de manière à, dans un premier temps, appliquer aux deux voies d'une même carte, les paramètres les plus contraignants, c'est-à-dire numériser les deux voies avec la durée d'enregistrement la plus longue, la fréquence d'échantillonnage la plus élevée ou encore les durées pré et post trigger les plus grandes. Dans un second temps, les tableaux de points sont redimensionnés par le programme afin de correspondre au paramétrage initialement souhaité. Cela signifie que si un module numériseur doit réaliser un enregistrement de 1 s échantillonné à 1 kHz et un autre de 500 ms à 10 kHz, les deux voies du module sont échantillonnées à 10 kHz pendant une durée de 1 s. Ensuite, seul un point sur dix de la première voie est conservé sur la totalité de l'enregistrement afin d'obtenir l'échantillonnage souhaité. Concernant la seconde voie, seule la première moitié de l'enregistrement, soit 500 ms, est conservée. Ce fonctionnement offre une grande liberté de paramétrage puisque toutes les voies peuvent être configurées indépendamment. Cependant, cela peut amener le programme à numériser un grand nombre de points. Or, au cours du développement du programme, il est apparu que le système ne parvenait plus à traiter les enregistrements lorsque le nombre total de points numérisés approchait la dizaine de millions.

Finalement, grâce au programme LabVIEW développé au cours de l'étude, le système répond parfaitement aux besoins de l'expérimentation. Il permet notamment d'enregistrer les signaux issus des quatre capteurs, de manière synchrone, avec des durées, des positions de trigger et des échantillonnages différents. Par ailleurs, la précision de

l'horodatage permet de corréler les divers événements apparaissant sur un enregistrement avec les données Météorage. La corrélation de ces données sera évoquée à la partie III.4 de ce chapitre.

2.5. Imagerie vidéo

Dans le but de localiser les impacts frappant le Pic du Midi et d'étudier les phénomènes de capture de la foudre, un ensemble de caméras vidéo est installé sur le site.

Plusieurs caméras de vidéosurveillance, placées de manière croisée, enregistrent l'activité électrique sur la totalité des bâtiments du Pic du Midi. Il s'agit de pouvoir localiser précisément dans le temps et l'espace, les coups de foudre frappant le site. Une caméra semi-rapide et une caméra rapide filment respectivement la plateforme DIMM et l'antenne TDF. Elles permettent d'étudier le développement des traceurs, ascendant ou descendant, qui précèdent le phénomène d'interception et l'arc en retour.

2.5.1. Les caméras de vidéosurveillance

Pour compléter et valider les enregistrements des caméras, rapide et semi-rapide, deux caméras de vidéosurveillance (Axis - M1114) sont installées sur le site. La première caméra est installée dans le local TDF et surveille le côté sud-est du site, en particulier la zone de la plateforme DIMM. La seconde est fixée à la rambarde de la plateforme et orientée vers le nord-ouest pour filmer les coups de foudre frappant l'antenne TDF. Ces caméras fonctionnent en continu à une vitesse de 30 images par secondes. Elles permettent de dater et de localiser les impacts frappant l'ensemble du site. La Figure 3.8 présente la caméra Axis installée sur la rambarde de la plateforme DIMM. En arrière-plan, à droite, sont visibles le bâtiment TDF et son antenne.



Figure 3.8 : Caméra Axis dans son boîtier surveillant l'antenne TDF.

2.5.1. La caméra semi-rapide

Dans le local situé au pied de l'antenne TDF est installée une caméra semi-rapide (See Fast Technologies - ProImage 250). Celle-ci filme toute la zone de la plateforme DIMM. Fonctionnant à une vitesse de 500 images par seconde pour une résolution de 256 x 256, elle doit permettre de filmer les éventuels traceurs ascendants qui seraient émis depuis le paratonnerre.

Une électronique a été spécifiquement développée pour son déclenchement. À l'approche d'un orage, un signal est envoyé à la caméra par le moulin à champ dans le but de démarrer l'enregistrement, dont la durée a été fixée à 3 heures. Durant cette période, la caméra reçoit un signal pour chaque arc détecté par l'antenne de déclenchement. Des marqueurs peuvent ainsi être ajoutés à l'enregistrement vidéo pour y retrouver facilement les événements liés aux décharges électriques proches (Figure 3.9).



Figure 3.9 : Interface du logiciel de la caméra semi-rapide.

2.5.2. La caméra rapide

La caméra rapide (Photron - FASTCAM SA4) est installée au pied de la plateforme DIMM dans un caisson étanche et surveille le sommet de l'antenne TDF (Figure 3.10). Le mode de fonctionnement de cette caméra lui permet de réaliser des enregistrements d'environ 1 s, à une vitesse de 5000 images par seconde, avec une résolution de 768 x 1024. Les enregistrements ayant une durée de l'ordre de la seconde, la caméra doit nécessairement être déclenchée. En outre, la position du trigger peut être placée n'importe où dans l'enregistrement (début, milieu, fin...). Il peut notamment contenir les 500 ms précédant le déclenchement, et les 500 ms qui le suivent. Pour que la caméra soit déclenchée au moment du coup de foudre, deux systèmes de déclenchement ont été développés. Le premier, qui a déjà été évoqué à la section III.2.3.2, est une antenne de déclenchement basée sur la mesure des variations du champ électrique. Le second est un détecteur optique sensible au flash lumineux de l'éclair.

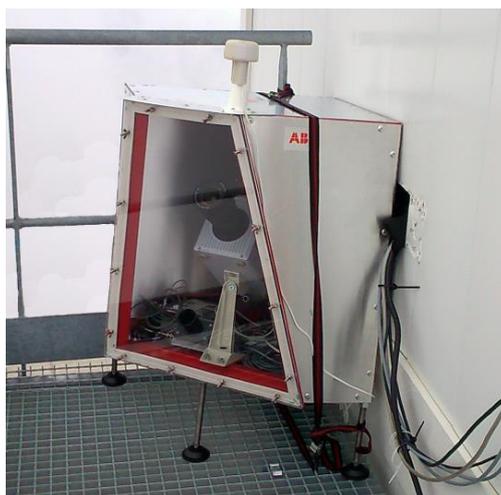


Figure 3.10 : La caméra rapide dans son caisson étanche au pied de la plateforme DIMM.

L'antenne de déclenchement est basée sur le même principe que l'antenne de mesure « rapide », mais ses mesures ne sont pas exploitées en tant que telles. Sa bande passante est comprise entre 500 Hz et 500 kHz et son rapport de transformation est de 1 V pour 10 kV/m. Lorsque le champ dépasse une certaine valeur (typiquement ± 30 kV/m) liée à un coup de foudre à proximité du site, un signal est envoyé via une liaison radio 434 MHz à la caméra rapide pour qu'elle se déclenche. Des essais en laboratoire ont montré que le retard du déclenchement par rapport à la décharge est d'environ 116 ms. Cependant, du fait de la synchronisation GPS, chaque image de l'enregistrement est datée avec l'heure absolue, permettant ainsi de s'affranchir de la gestion de ce retard.

3. Développement et calibration d'antennes capacitives

Le principe de fonctionnement d'une antenne capacitive est basé sur la collecte de charges électriques par une électrode, dans le but de déduire les variations du champ électrique à partir de la densité de courant écoulé au travers de cette électrode. Une antenne capacitive se compose donc d'une électrode métallique, de surface connue, isolée d'un plateau métallique référencé à la terre. L'intervalle, entre ces deux électrodes, généralement dans l'air, forme une capacité, qui, associée à une électronique de mise en forme, permet d'obtenir, une tension proportionnelle au champ électrique local.

3.1. Point sur les systèmes existants

En 1977, Krider *et al.* développent une antenne capacitive (*flat plate*) pour l'étude du champ électrique produit par le traceur par bond d'un coup de foudre [Krider *et al.* 1977]. D'après ces travaux, lorsque l'électrode de l'antenne, de surface A (dans ce cas, $0,20 \text{ m}^2$) et entourée par un anneau de garde à la masse, est exposée à une variation de champ électrique E , celui-ci tend à charger l'électrode. Le courant alors nécessaire pour charger cette électrode peut être intégré (Figure 3.11) pour obtenir une tension de sortie V proportionnelle au champ électrique E , telle que :

$$V = \frac{\epsilon_0 \cdot A \cdot F}{C} \cdot E \quad (3.1)$$

Où C est la capacité d'intégration, ϵ_0 la permittivité du vide et F un facteur correctif lié à l'inhomogénéité du champ E .

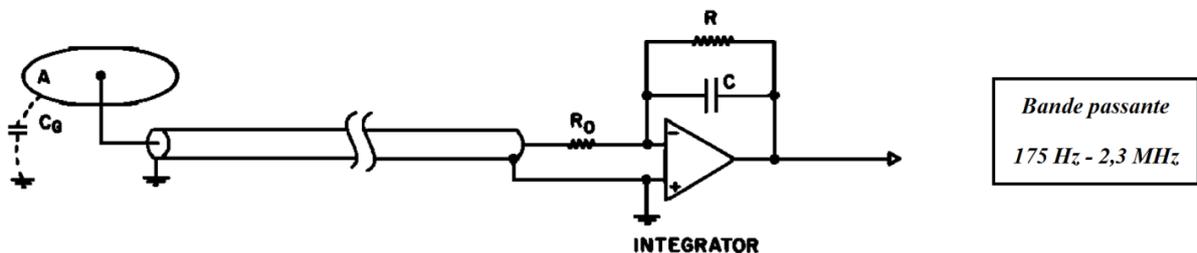


Figure 3.11 : Schéma de l'antenne capacitive et du circuit de mise en forme développés par Krider *et al.* pour l'étude du champ électrique induit par le traceur par bonds [Krider *et al.* 1977].

Récemment, Jerauld fit une description détaillée d'une antenne capacitive pour la mesure du champ électrique et de sa dérivée, à Camp Blanding en Floride [Jerauld 2007]. L'électrode sensible de ce capteur avait un diamètre de 44 cm (soit une surface de $0,15 \text{ m}^2$) et formait un intervalle d'air de 6 mm avec le boîtier référencé à la terre (Figure 3.12). Dans le but de réduire au minimum l'influence de l'antenne sur le champ électrique, celle-ci était placée à même le sol et son électronique de mise en forme sous terre.

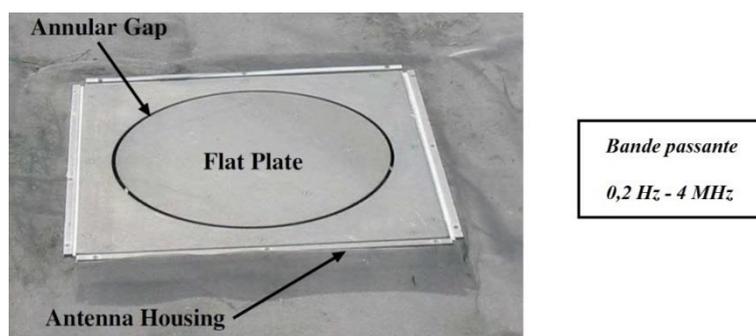


Figure 3.12 : Photo de l'antenne capacitive développée par Jerauld [Jerauld 2007].

Parmi les expérimentations présentées au Chapitre I, trois utilisent des antennes capacitatives pour la mesure du champ électrique : la tour Gaisberg dont l'antenne est très similaire à celle de Jerauld [Zhou 2013], le site « Eagle Nest » [Montanyà et al. 2012] (Figure 3.13.a) et le Morro Do Cachimbo [Guimarães et al. 2014]. Nous pouvons également citer le système portable de Parker et Krider qui comprenait une antenne capacitive et qui a été testé en conditions naturelles, à Tucson dans l'Arizona [Parker and Krider 2003]. De même, Ortéga utilise une sonde de champ similaire pour l'observation des décharges atmosphériques dans le Pacifique [Ortega 2007] (Figure 3.13.b).

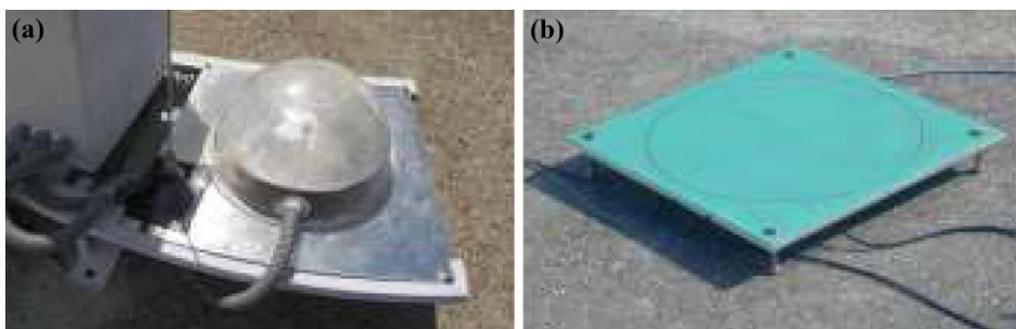


Figure 3.13 : Antennes capacitatives utilisées (a) par Montanyà sur le site « Eagle Nest » et (b) par Ortéga dans le Pacifique [Montanyà et al. 2012; Ortega 2007].

D'autres systèmes sont également mis en œuvre pour l'étude de la foudre tels qu'un conducteur vertical à la tour Peissenberg [Heidler and Hopf 1996; Manhardt et al. 2010] (Figure 3.14), des capteurs de champ sphériques à la tour Gaisberg [Mosaddeghi et al. 2010a] (Figure 3.14.b) ou encore hémisphériques près de la tour CN [Hussein et al. 2010].

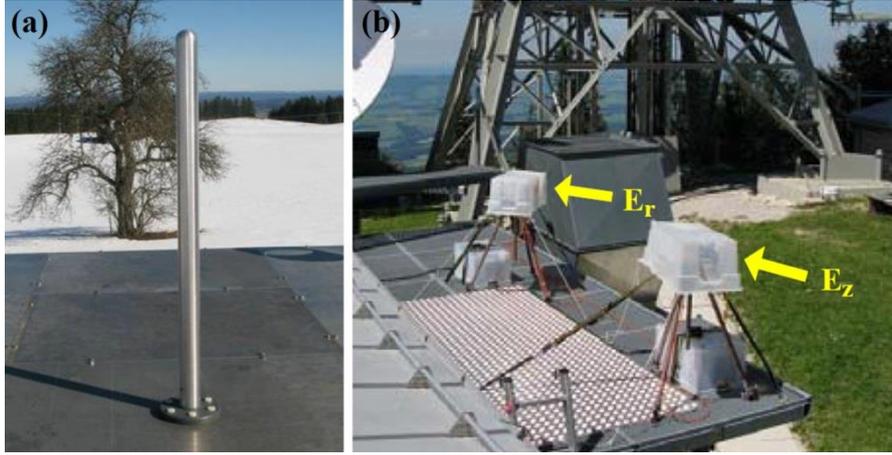


Figure 3.14 : Mesure du champ électrique (a) par conducteur vertical à la tour Peissenberg et (b) par capteurs sphériques à la tour Gaisberg [Manhardt et al. 2010; Mosaddeghi et al. 2010b].

3.2. Le dimensionnement théorique

Dans cette partie, un premier dimensionnement de l'antenne et de son circuit de mise en forme sera mené en se basant sur une approche mathématique.

3.2.1. Généralités

En considérant un disque de diamètre D , de surface A , constitué d'un matériau parfaitement conducteur ($\sigma = \infty$) et qui serait placé dans l'air (dont la constante diélectrique est : $\epsilon_0 = 8,852 \cdot 10^{-12}$ F/m), le Théorème de Gauss s'écrit :

$$\vec{E} \cdot \vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (3.2)$$

Où \vec{S} est le vecteur surface, tel que $\vec{S} = A \cdot \vec{n}$ avec \vec{n} la composante normale à la surface, \vec{E} est le vecteur champ électrique dont la composante normale est $E_n = \vec{E} \cdot \vec{n}$ et Q est la charge. La variation de cette charge permet de déduire le courant $i(t)$ capté par le disque :

$$i(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = \epsilon_0 \cdot A \cdot \frac{dE_n(t)}{dt} \quad (3.3)$$

Le courant détecté est donc proportionnel à la dérivée de la composante normale du

champ électrique. Dans une approche fréquentielle, il vient donc :

$$I(\omega) = j\omega \cdot \epsilon_0 \cdot A \cdot E_n(\omega) \quad (3.4)$$

Le disque agit alors comme une source de courant dont le schéma équivalent peut être donné en considérant une impédance interne Z_a . Or si une charge d'impédance Z_c est ajoutée en parallèle de cette source de courant, la tension de sortie devient :

$$V_s(\omega) = Z(\omega) \cdot I(\omega) = \frac{Z_a(\omega) \cdot Z_c(\omega)}{Z_a(\omega) + Z_c(\omega)} \cdot I(\omega) \quad (3.5)$$

En rapprochant les relations (3.4) et (3.5), il vient alors :

$$V_s(\omega) = j \cdot \frac{Z_a(\omega) \cdot Z_c(\omega)}{Z_a(\omega) + Z_c(\omega)} \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot A \cdot E_n(\omega) \quad (3.6)$$

3.2.2. Le dimensionnement du circuit de mise en forme

D'après l'équation (3.3), le courant délivré par l'antenne est proportionnel à la dérivée de la composante normale du champ électrique. Il convient donc d'intégrer ce signal pour mesurer le champ électrique. Pour cela, un circuit de mise en forme doit être associé à l'antenne. Pour étudier ce circuit de mise en forme, deux hypothèses sont faites. D'une part, l'impédance interne de l'antenne est supposée égale à sa capacité, soit $Z_a(\omega) = \frac{1}{j \cdot C_a \cdot \omega}$. D'autre part, le câble reliant l'antenne au circuit n'étant pas adapté, sa longueur est réduite au minimum afin que, en première approximation, son impédance soit considérée comme négligeable et que, par ailleurs, les problèmes de résonances qu'il peut induire n'apparaissent qu'à très haute fréquence.

Dans un premier temps, le circuit de mise en forme est supposé être une charge purement capacitive, telle que : $Z_c(\omega) = \frac{1}{j \cdot C_{int} \cdot \omega}$. En reprenant l'expression (3.6), il vient donc :

$$V_s(\omega) = j \cdot \frac{1}{j(C_a + C_{int})\omega} \cdot \omega \cdot \varepsilon_0 \cdot A \cdot E_n(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_a + C_{int}} E_n(\omega) \quad (3.7)$$

Comme $C_{int} \gg C_a$, la réponse de l'antenne et de son circuit est alors :

$$V_s(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{int}} E_n(\omega) \quad (3.8)$$

Dans un second temps, et pour analyser la réponse dynamique du dispositif, la constante de temps d'intégration doit être introduite par l'ajout d'une résistance R_{int} en parallèle avec la capacité C_{int} . L'impédance de charge prend alors la forme suivante :

$$Z_c(\omega) = \frac{R_{int} \cdot 1 / jC_{int}\omega}{R_{int} + 1 / jC_{int}\omega} = \frac{R_{int}}{1 + j \cdot R_{int} \cdot C_{int} \omega} \quad (3.9)$$

Le développement de l'ANNEXE B montre que, pour un temps $0 \leq t \leq \tau = R_{int} \cdot C_{int}$, la réponse du dispositif est directement proportionnelle à la composante normale du champ électrique, soit :

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{int}} E_n(t) \quad (3.10)$$

Il peut être noté que la réponse présentée ici est de la même forme que celle établie par Krider *et al.* et donnée par l'équation (3.1) [Krider et al. 1977]. De plus, dans ce cas, on remarque que la résistance R_{int} n'influence pas la mesure du champ.

Finalement, de manière générale et sans faire d'hypothèse quelconque sur la forme d'onde de la composante normale du champ électrique, ainsi que sur son domaine de fréquence, le développement mathématique, présenté à l'ANNEXE C permet d'obtenir la forme générale de la réponse du dispositif, soit :

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{int}} \cdot E_n(t) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{\tau \cdot C_{int}} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \int_0^t E_n(\theta) \cdot \exp\left(\frac{\theta}{\tau}\right) \cdot d\theta \quad (3.11)$$

Où $\tau = R_{int} \cdot C_{int}$

Ainsi le premier terme représente la réponse idéale de l'antenne, tandis que le second terme correspond à la réponse basse fréquence pour $\omega < \omega_c$, soit des temps $t > \tau$. Il est à noter que plus R_{int} est grand, plus la réponse tend vers la réponse idéale (Équation (3.10)). Le même raisonnement peut être mené à propos des quantités $R_{int} \cdot C_{int}$ et $R_{int} \cdot C_{int}^2$. En effet, en analysant maintenant l'influence de la capacité C_{int} , il peut être noté que lorsque celle-ci devient très importante, le second terme, variant en $1/C_{int}^2$, tend vers zéro plus vite que le premier. Dans ces conditions, la réponse de l'antenne tendra également vers la réponse idéale, mais avec un gain faible.

En conclusion, si la forme d'onde de la composante normale du champ électrique correspond à une échelle de temps plus faible que la constante de temps τ , la réponse de l'antenne sera la réponse idéale souhaitée. A contrario, si cette condition n'est pas remplie, alors la réponse de l'antenne sera déformée et affectée par le signal basse fréquence.

Nous évoquerons, tout de même, que dans le cas où l'impédance de charge de l'antenne est une résistance pure, la réponse du système est directement proportionnelle à la dérivée de la composante normale du champ électrique, telle que :

$$V_s(t) = \varepsilon_0 \cdot A \cdot R_c \cdot \frac{dE_n(t)}{dt} \quad (3.12)$$

L'équation (3.12) représente donc la réponse idéale d'une antenne de mesure de dérivée de champ. Cette réponse est directement proportionnelle à la surface active de l'antenne ainsi qu'à la résistance de charge. La capacité de l'antenne n'intervient alors pas. Le développement mathématique menant à cette équation est présenté à l'ANNEXE D.

3.3. Les simulations électriques

3.3.1. La détermination des valeurs des capacités

Les simulations qui sont présentées dans cette partie, se rapportent aux essais de

validation bas niveaux qui ont été réalisés en laboratoire et qui seront présentés dans la partie III.3.4. Ces essais ont été réalisés en plaçant l'antenne sous un disque métallique soumis à une impulsion haute-tension. Le disque était placé de façon à générer un champ électrique homogène dans l'intervalle d'air au-dessus de l'antenne. Par ailleurs, l'utilisation de fronts de montée variables permet de balayer toute la gamme de fréquences des antennes. Dans le cadre de ces essais, l'amplitude des impulsions de champs générées allait jusqu'à 50 kV/m et les fronts, eux, variaient de 150 ns à 4,3 s, soit des fréquences équivalentes allant de 0,08 Hz à 2,3 MHz.

Dans le cas des simulations, l'intervalle d'air entre le disque et l'antenne peut être assimilé à un condensateur, dont l'une des électrodes est soumise à la haute tension et l'autre est reliée à l'antenne (Figure 3.15). La capacité de ce condensateur est, ici, nommée C_{Air} . D'autre part, par construction, l'antenne forme elle-même un condensateur $C_{Antenne}$. Finalement, ces deux capacités en série forment un diviseur capacitif, où la tension est mesurée aux bornes de $C_{Antenne}$. La mesure en question est réalisée grâce à un oscilloscope, représenté par sa capacité d'entrée C_0 et sa résistance d'entrée R_0 (typiquement $C_0=12$ pF et $R_0=1$ M Ω). Enfin, la liaison entre l'antenne et l'oscilloscope est réalisée grâce à un câble coaxial de longueur L et de capacité linéique $C_{C\grave{a}ble}$ (typiquement 100 pF/m).

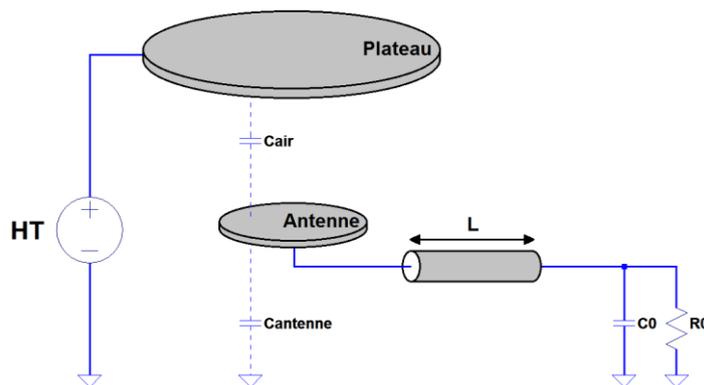


Figure 3.15 : Schéma électrique équivalent d'une antenne capacitive associée à une charge Z_c .

Avant de réaliser les simulations électriques du circuit de mise en forme, il est nécessaire de connaître la valeur des capacités C_{Air} et $C_{Antenne}$. À cet effet, une simulation électrostatique du montage a été réalisée à l'aide du logiciel Maxwell, à partir du plan de

l'antenne (Figure 3.16).

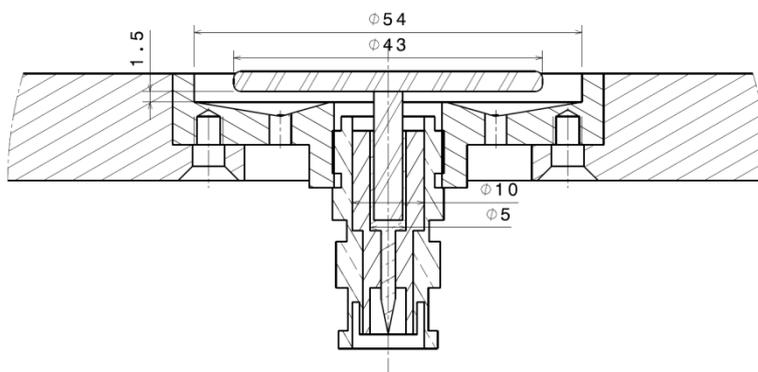


Figure 3.16 : Vue en coupe de l'antenne capacitive.

Les propriétés diélectriques et de conductivité de chaque élément constitutif de l'antenne ont été introduites comme données de base. L'électrode de l'antenne, son plateau et le disque sont définis comme métalliques et donc comme conducteurs parfaits. Leur permittivité relative est de 1 et leur conductivité est infinie. L'isolant du connecteur BNC présente une permittivité relative de 2,08 et une conductivité nulle. La résolution de ce problème électrostatique fournit une solution sous forme de matrice contenant les valeurs des différentes capacités du montage, exprimées en picofarad. La valeur de la capacité de l'antenne C_{Antenne} simulée est de 8,4 pF. Celle formée par l'intervalle d'air C_{Air} vaut 0,15 pF. Une mesure réelle de la capacité de l'antenne, réalisée à l'aide d'un RLC mètre, confirme la simulation en donnant une valeur de la capacité de l'antenne de 8 pF.

Les valeurs des capacités C_{Air} et C_{Antenne} étant connues, le circuit de mise en forme de la mesure peut, à présent, être simulé.

3.3.2. La simulation des circuits de mise en forme

Suite aux calculs théoriques exposés à la section III.3.2, de nombreuses simulations électriques ont été réalisées dans le but d'obtenir un circuit de mise en forme présentant une réponse fréquentielle de type passe-bande, et dont le gain fournirait une tension de sortie de 1 V pour une variation de champ de 10 kV/m (soit un gain de -80 dB).

Le montage qui a été développé, et qui est présenté à la Figure 3.17, est composé de trois étages : les étages « filtrage », « suiveur » et « amplification ». Ce montage est connecté à l'antenne par un câble coaxial d'impédance caractéristique 50Ω et dont la capacité équivalente est appelée $C_{\text{Câble}}$.

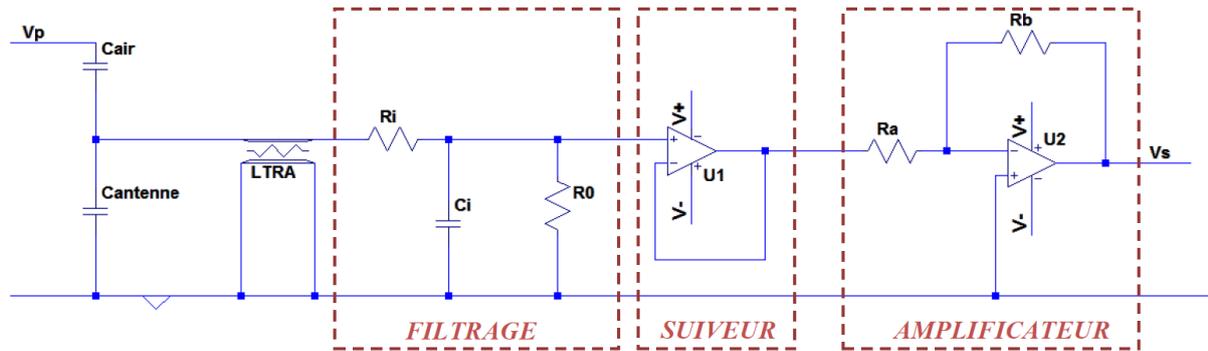


Figure 3.17 : Schéma du circuit de mise en forme des antennes capacitives.

L'étage « filtrage », similaire à celui de Santamaría *et al.*, associe trois composants passifs : un condensateur C_i et deux résistances R_i et R_0 [Santamaría *et al.* 2006]. La résistance R_i et le condensateur C_i forment un filtre passe-bas en parallèle de l'antenne et du câble coaxial. En hautes fréquences, C_i est considérée comme un court-circuit, les capacités de l'antenne C_{Antenne} et du câble $C_{\text{Câble}}$ peuvent alors se décharger dans R_i , fixant ainsi la fréquence de coupure haute f_{CH} , telle que :

$$f_{CH} = \frac{1}{2\pi \cdot R_i \cdot (C_{\text{Antenne}} + C_{\text{Câble}})} \quad (3.13)$$

La résistance R_0 quant à-elle est placée en parallèle de C_i . En basses fréquences, C_{Antenne} étant considérée comme un circuit ouvert, C_i se décharge dans R_0 , fixant ainsi la fréquence de coupure basse f_{CB} , telle que :

$$f_{CB} = \frac{1}{2\pi \cdot R_0 \cdot C_i} \quad (3.14)$$

En négligeant les résistances R_i et R_0 , le circuit peut être assimilé à un diviseur

capacitif. Le gain correspond ainsi au rapport de la capacité d'air avec la somme des capacités du circuit. La capacité C_i étant prédominante, le gain s'exprime, tel que :

$$G = 20 \cdot \log \frac{C_{Air}}{C_i} \quad (3.15)$$

Pour être en mesure de régler précisément la valeur du gain, un étage d'« amplification » est nécessaire. Composé d'un amplificateur opérationnel et de résistances variables R_a et R_b , câblés en montage « amplificateur inverseur », il permet d'ajuster le gain autour de la valeur -80 dB souhaitée. Cependant, pour que les résistances de cet étage « amplification » n'influencent pas l'étage « filtrage », un montage suiveur doit être intercalé.

Les valeurs des composants nécessaires pour établir les bandes passantes correspondant aux antennes « rapide », « lente » et « large bande » sont résumées dans le Tableau 3.1.

<i>Antenne...</i>	<i>Bande passante</i>	<i>Gain</i>	R_i	C_i	R_o
... lente	1 Hz – 500 Hz	-80 dB	2,5 M Ω	150 pF	10 G Ω
... large bande	1 Hz – 500 kHz	-80 dB	2,5 k Ω	150 pF	10 G Ω
... rapide	500 Hz – 500 kHz	-80 dB	2,5 k Ω	150 pF	21 M Ω

Tableau 3.1 : Récapitulatif des valeurs des composants constituant les circuits de mise en forme en fonction de la bande passante et du gain souhaités.

3.3.3. La réponse fréquentielle des circuits de mise en forme

Les trois circuits de mise en forme ayant été dimensionnés théoriquement, leur réponse en fréquence a ensuite été simulée à l'aide du logiciel LTspice.

Le résultat de ces simulations donne, pour chacune des antennes, une réponse de type passe-bande, dont le gain est de -80 dB dans la bande passante. Les diagrammes de Bode obtenus sont présentés en Figure 3.18 et les différentes caractéristiques de ces diagrammes sont reprises dans le Tableau 3.2, où elles sont comparées à celles définies par le cahier des charges (CdC) et celles obtenues par le calcul théorique. D'après ce tableau,

quelle que soit la méthode employée, les réponses fréquentielles des circuits de mise en forme dimensionnés sont en accord avec les exigences initiales. Ces circuits doivent à présent être validés expérimentalement.

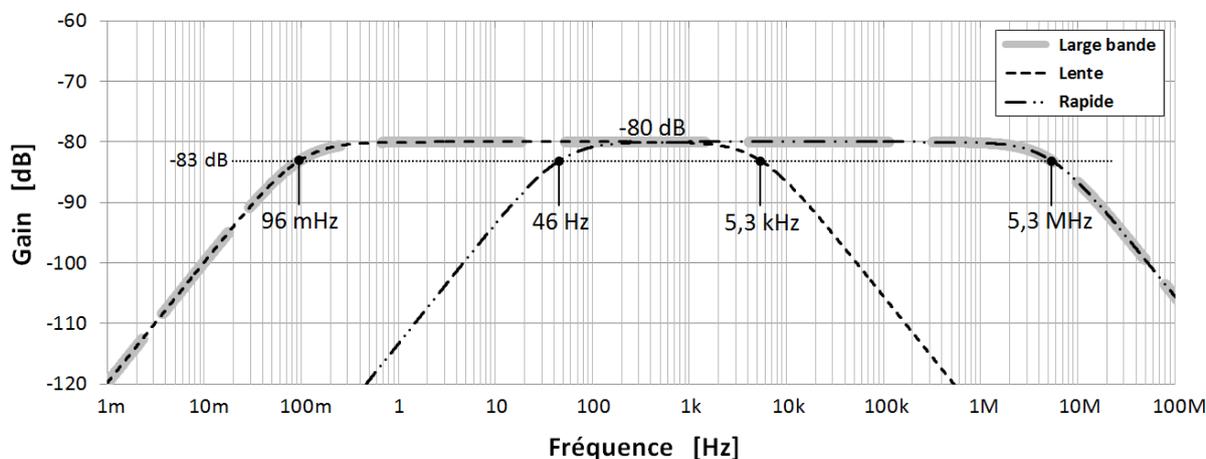


Figure 3.18 : Réponses fréquentielles simulées des antennes « lente », « large bande » et « rapide ».

	Antenne Lente			Antenne Large Bande			Antenne Rapide		
	CdC	Calcul	Simul.	CdC	Calcul	Simul.	CdC	Calcul	Simul.
f_{CB}	100 mHz	106 mHz	96 mHz	100 mHz	106 mHz	96 mHz	50 Hz	50,5 Hz	46 Hz
f_{CH}	5 kHz	4,9 kHz	5,3 kHz	5 MHz	4,9 MHz	5,3 MHz	5 MHz	4,9 MHz	5,3 MHz
G	-80 dB	-80 dB	-80 dB	-80 dB	-80 dB	-80 dB	-80 dB	-80 dB	-80 dB

Tableau 3.2 : Récapitulatif des caractéristiques calculées et simulées des antennes « lente », « large bande » et « rapide ».

3.4. Les essais en laboratoire

Les simulations présentées précédemment ont permis d'établir le schéma électrique des circuits de mise en forme des antennes, en accord avec le cahier des charges, et de prévoir leur réponse fréquentielle. Les essais réalisés au laboratoire et présentés dans cette partie, ont pour objectif de valider, à bas niveau, les résultats issus de ces simulations ainsi que le fonctionnement des circuits de mise en forme.

Les essais bas niveau permettent de valider les caractéristiques déterminées en simulations des antennes « lente », « large bande » et « rapide ». Le gain et les fréquences de coupures réels des trois antennes peuvent être déduits de l'utilisation d'impulsions de

champ électrique de plusieurs kilovolts par mètre et de fronts de montée variables.

Ces essais bas-niveau ont été réalisés en plaçant les antennes sous un disque métallique soumis à la haute tension. Ce montage, schématisé à la Figure 3.19, permet de générer, dans l'intervalle d'air entre le disque et l'antenne, un champ électrique dont l'amplitude allait jusqu'à 50 kV/m afin de correspondre aux variations qui peuvent être relevées sur le site.

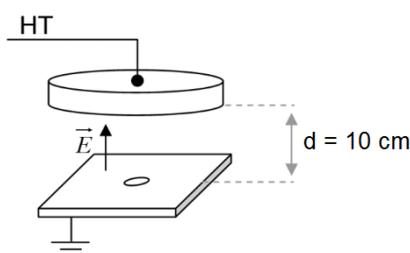


Figure 3.19 : Schéma du montage expérimental permettant la validation des antennes.

L'objectif étant de valider la réponse fréquentielle des différents montages, il est nécessaire de pouvoir générer des impulsions de tension dont le front de montée est variable. Pour cela, l'impulsion est générée à l'aide d'une alimentation haute tension continue et d'un commutateur. L'utilisation de résistances et de condensateurs à la sortie de ce commutateur permet de mettre en forme l'impulsion de tension. Le front des impulsions, ainsi générées pour ces essais, varie de 150 ns à 4,3 s, permettant de balayer une gamme de fréquences allant de 81 mHz à 2,3 MHz et de couvrir la bande passante des trois antennes.

La comparaison de la réponse des antennes vis-à-vis des simulations nécessite de tracer la courbe de gain du diagramme de Bode expérimental de chacune d'elles. Les diagrammes de Bode en gain, expérimentaux et théoriques (obtenus par simulation avec le logiciel LTspice), des antennes « lente », « large bande » et « rapide », sont donc respectivement comparés sur la Figure 3.20. La méthode d'établissement de ces diagrammes de Bode est décrite dans l'ANNEXE E.

Ils montrent qu'expérimentalement et dans leur bande passante respective, les

antennes présentent un gain d'environ -80 dB. La réponse fréquentielle de chaque antenne est donc conforme aux diagrammes de Bode théoriques. En revanche, la comparaison de ces diagrammes montre que, au-delà des fréquences de coupures, l'atténuation est plus importante expérimentalement qu'en simulation. Cet écart vient probablement du fait que le spectre fréquentiel des impulsions utilisées couvre une large bande de fréquences et non une fréquence unique. Hors bande passante des antennes, les fréquences composant l'impulsion sont donc plus atténuées que ne l'est la fréquence caractéristique du front de l'impulsion. L'atténuation globale de l'impulsion s'en retrouve ainsi augmentée, ce qui a pour effet de resserrer la bande passante des antennes.

Finalement, pour conclure la validation de ces antennes, des essais à haut niveau, qui ne seront pas détaillés dans ce manuscrit, ont été menés. L'application d'une impulsion de tension de 140 kV et de forme d'onde 350/3500 μ s à un intervalle de 2,15 m, génèrait, dans ce dernier, un champ électrique d'une amplitude de 65 kV/m et de forme identique. Le front de l'impulsion ainsi générée, d'une fréquence caractéristique de 1 kHz, était donc mesurable par l'antenne « rapide », mais pas par l'antenne « lente ». Inversement, la queue de l'impulsion, de fréquence caractéristique 100 Hz, était mesurable par l'antenne « lente » et non par l'antenne « rapide ». Quant à l'antenne « large bande », celle-ci mesurait l'impulsion dans son ensemble, finalisant ainsi la caractérisation des 3 antennes.

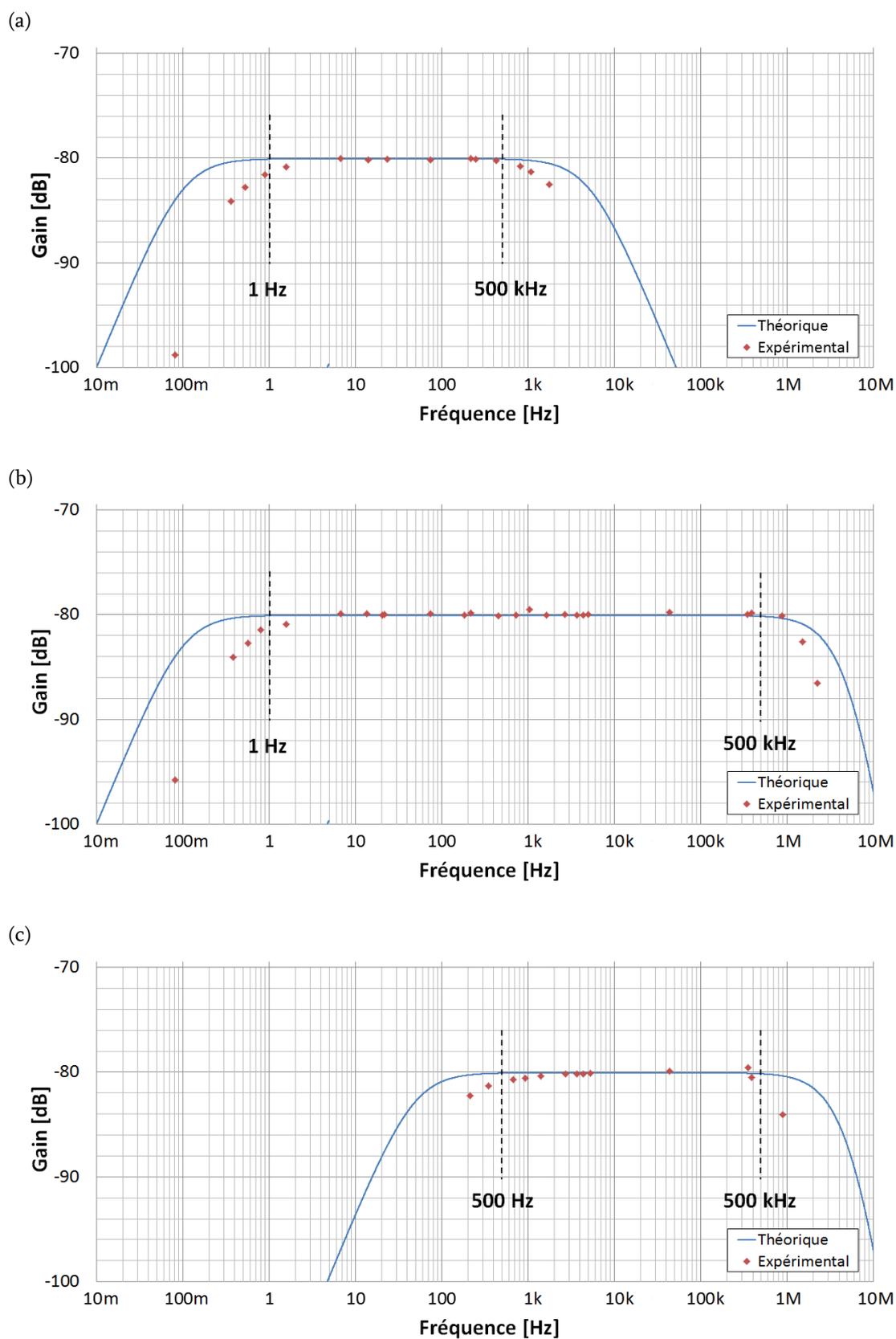


Figure 3.20 : Comparaison des courbes de gain des diagrammes de Bode simulés et expérimentaux des antennes « lente » (a), « large bande » (b) et « rapide » (c). Les lignes verticales en pointillés représentent les fréquences de coupures théoriques de chacune des antennes.

4. Présentation d'enregistrements typiques

L'étude de la foudre en conditions naturelles a pour inconvénient majeur d'être totalement dépendante du foudroiement effectif du site expérimental. Or, au cours de la période d'étude considérée 2012-2014, le foudroiement du Pic du Midi a été relativement irrégulier.

En 2012, le réseau national de détection de la foudre de Météorage a enregistré 335000 coups nuage-sol sur l'ensemble du territoire français, ce qui représente le plus faible niveau de foudroiement de la décennie [Météorage 2013a]. En 2013, bien que la saison orageuse ait commencé très tardivement, le taux de foudroiement a été très supérieur à la moyenne grâce notamment à un mois de juillet exceptionnel [Météorage 2013b; Météorage 2013c; Météorage 2014a]. Près de 42000 évènements ont notamment été relevés par Météorage dans un rayon de 50 km autour du Pic du Midi, alors que la moyenne annuelle est d'environ 24000 évènements (sur une période allant de 2002 à 2013). À l'inverse, malgré une activité orageuse soutenue au premier trimestre, le premier semestre 2014 présentait un foudroiement légèrement supérieur à la moyenne en France [Kéraunos 2014; Météorage 2014b]. Au Pic du Midi, excepté la journée du 21 mai, durant laquelle Météorage a détecté près de 200 arcs dans rayon de 1 km, l'activité orageuse a été globalement faible.

Le foudroiement global du site au cours de la période d'étude considérée a tout de même permis d'acquérir un certain nombre de données. L'antenne TDF ayant été régulièrement foudroyée, de nombreux enregistrements de champ électrique ont pu être consignés. De même, les caméras ont filmé plusieurs coups de foudre ainsi que le développement de traceurs. Concernant, le paratonnerre de la plateforme DIMM, aucun coup direct n'a été enregistré. Cependant, des courants de quelques dizaines d'ampères ont tout de même été mesurés par l'une des sondes de courant et des traces d'impacts ont été observées sur sa pointe.

4.1. Les enregistrements de courant

La sonde mesurant des courants allant jusqu'au kiloampère a enregistré, à plusieurs reprises, des impulsions de courant de l'ordre de la centaine d'ampères. Ces impulsions présentaient des fronts de montée de plusieurs millisecondes et une durée d'environ 20 ms.

La Figure 3.21 en est un exemple. Son amplitude est de -80 A, son front de montée de 9 ms et sa durée à mi-hauteur de 15 ms. Cette impulsion est suivie d'un courant de -11 A, quasi continu, durant environ 30 ms. L'intégration de cette mesure donne une charge consommée de 1,4 C au bout de 60 ms. Parallèlement à cet enregistrement, réalisé le 20 mai 2014 à 19:53:59, Météorage a détecté 5 arcs à proximité du Pic du Midi. Du fait de la synchronisation GPS des instruments, il est possible d'identifier ces 5 arcs sur notre enregistrement de courant. Il apparaît notamment qu'au départ de l'impulsion, un arc positif, d'environ +33 kA, a été détecté à 300 m du Pic du Midi.

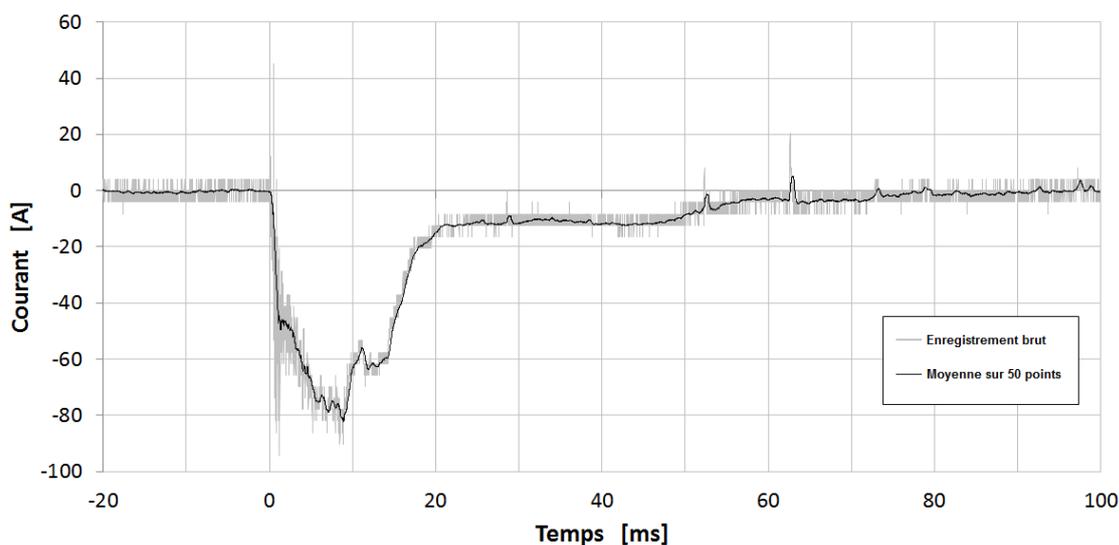


Figure 3.21 : Enregistrement d'une impulsion de courant, suivie d'un courant quasi stationnaire, à travers le paratonnerre. Enregistrement du 20/05/2014 à 19:53:59 réalisé par la sonde dite « de courants faibles ».

D'après Rakov et Uman, dans 90 % des cas de coups ascendants sans arc en retour, la charge consommée par la phase initiale ainsi que sa durée sont respectivement supérieures à 1,9 C et 65 ms [Rakov and Uman 2007]. Les paramètres liés à notre mesure

étant du même ordre de grandeur, celle-ci pourrait donc être liée à ce type de décharge. Ces courants expliqueraient également les traces de fusion observées sur la pointe du paratonnerre et présentées Figure 3.22. Par ailleurs, bien que la foudre ait frappé le site à de nombreuses reprises au cours de notre étude offrant ainsi de nombreux enregistrements de champ électrique, seules quatre mesures de courant ont été enregistrées. Il paraît donc peu probable que ces enregistrements soient l'image d'un champ rayonné par un coup de foudre proche. Cependant, il est assez difficile de déterminer la source réelle de ces courants. Seule l'observation (ou non) de traceurs à la pointe du paratonnerre lèverait cette incertitude. Malheureusement, aucun enregistrement vidéo n'a été réalisé par la caméra semi-rapide et rien de visible n'est apparu sur les enregistrements des caméras de vidéosurveillance.



Figure 3.22 : Photo de la pointe du paratonnerre présentant des traces de fusion.

4.2. Les enregistrements de champ électrique

4.2.1. *Le champ statique*

Sur le site, les variations du champ statique sont observées à l'aide du moulin à champ. L'enregistrement du 2 juin 2012 (Figure 3.23) présente un champ électrique relativement constant jusqu'à 14h00, dont la valeur moyenne est de +170 V/m. Il s'agit ici du « champ de beau temps ». À partir de 14h15, le champ s'inverse, atteignant -5 kV/m. De rapides variations apparaissent ensuite jusqu'à 22h00. Cet enregistrement illustre

parfaitement le passage d'une cellule orageuse à proximité du Pic du Midi.

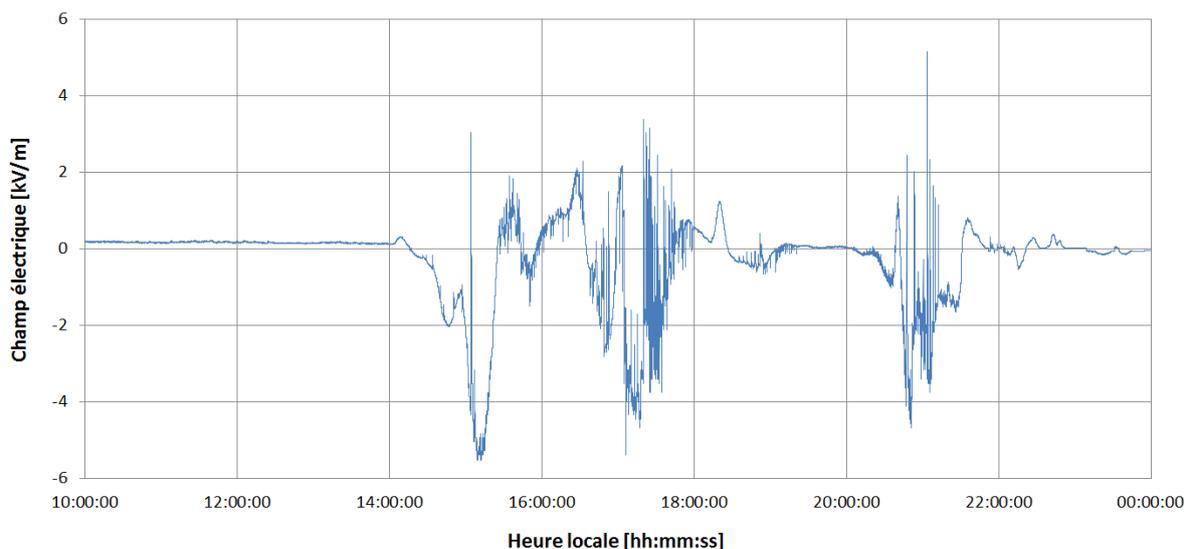


Figure 3.23 : Mesure du champ électrique statique au Pic du Midi. Enregistrement du 2 juin 2012.

L'inconvénient de cet instrument est son échantillonnage limité. Avec seulement un point relevé toutes les secondes, il ne permet pas d'analyser les variations rapides du champ électrique générées par les différents phénomènes composant un coup de foudre.

4.2.2. Les mesures en champ proche

Dans le cas d'un impact sur ou à proximité du Pic du Midi (moins d'un kilomètre), l'enregistrement du champ électrique par les antennes « rapide » et « large bande » se compose d'une large impulsion, d'une durée de plusieurs dizaines de millisecondes, suivie d'une succession de pics rapides.

La Figure 3.24 reprend l'enregistrement des antennes « rapide » (a) et « large bande » (b) du coup de foudre du 13 mai 2014. Sur cette figure, les numéros associés aux pics correspondent aux arcs détectés par Météorage et répertoriés dans le Tableau 3.3.

Il est également à noter que les limites des antennes sont, par construction, de ± 50 kV/m. Cela explique la saturation des signaux à ces valeurs.

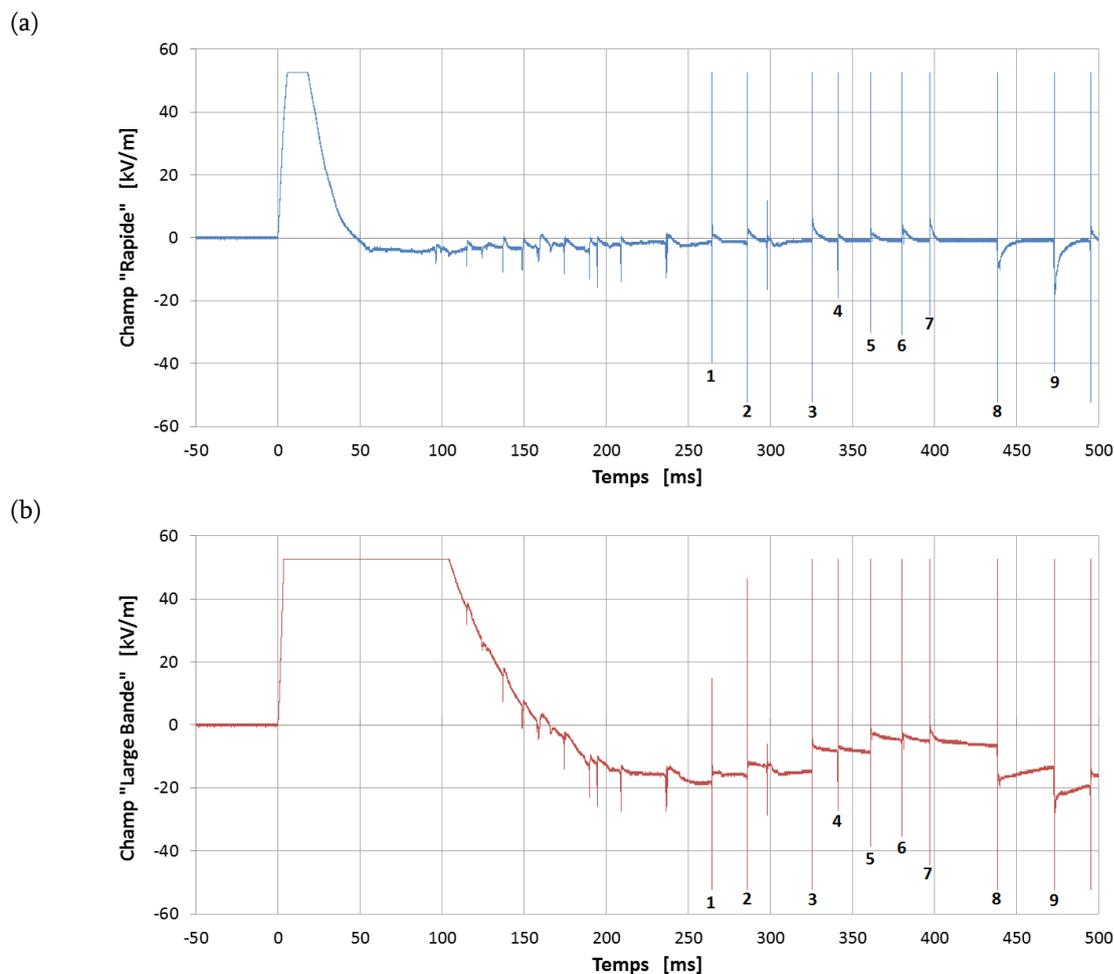


Figure 3.24 : Mesures par les antennes « rapide » (a) et « large bande » (b) d'un coup de foudre frappant le Pic du Midi, le 13 mai 2014 à 01:26:04. Les numéros indiquent une corrélation avec les données Météorage.

num.	date	nano	lat.	long.	intens.	dist.	rise	width
	jj/mm/aaaa hh:mm:ss				[kA]	[km]	[μ s]	[μ s]
1	13/05/2014 01:26:04	602942407	42,9386	0,1402	-16,2	0,2	3,2	1,4
2	13/05/2014 01:26:04	624736749	42,9396	0,1385	-11,4	0,3	2,6	1,4
3	13/05/2014 01:26:04	664174774	42,9381	0,1403	-15,4	0,1	3	1,4
4	13/05/2014 01:26:04	679792060	42,9362	0,1404	-6,4	0,1	2	1,4
5	13/05/2014 01:26:04	699855937	42,9354	0,1398	-11	0,2	2,6	1,4
6	13/05/2014 01:26:04	719049336	42,9393	0,1406	-12,6	0,2	2,6	1,4
7	13/05/2014 01:26:04	735968841	42,9362	0,1387	-8,9	0,2	3,2	8,2
8	13/05/2014 01:26:04	776954591	42,9391	0,1403	-24,5	0,2	3,2	1,4
9	13/05/2014 01:26:04	811573169	42,9391	0,1393	-14,9	0,2	3	1,4

Tableau 3.3 : Détails des paramètres détectés par Météorage concernant le coup de foudre du 13 mai 2014 à 01:26:04.

Du fait de l'échantillonnage du système d'acquisition (1 MS/s), chaque pic peut être analysé en détail. La Figure 3.25 présente le champ électrique enregistré par l'antenne « rapide », correspondant au 3^{ème} arc du coup de foudre du 13 mai 2014 (Figure 3.24.a). Sur cet enregistrement, le champ électrique décroît pendant environ 200 μ s jusqu'à la valeur de saturation de -50 kV/m. Il s'inverse ensuite rapidement pour atteindre +6 kV/m en 30 μ s environ et revient finalement progressivement à zéro. Comme nous l'avions présenté au Chapitre I, cette forme de champ est caractéristique d'un arc en retour, mesuré en champ proche.

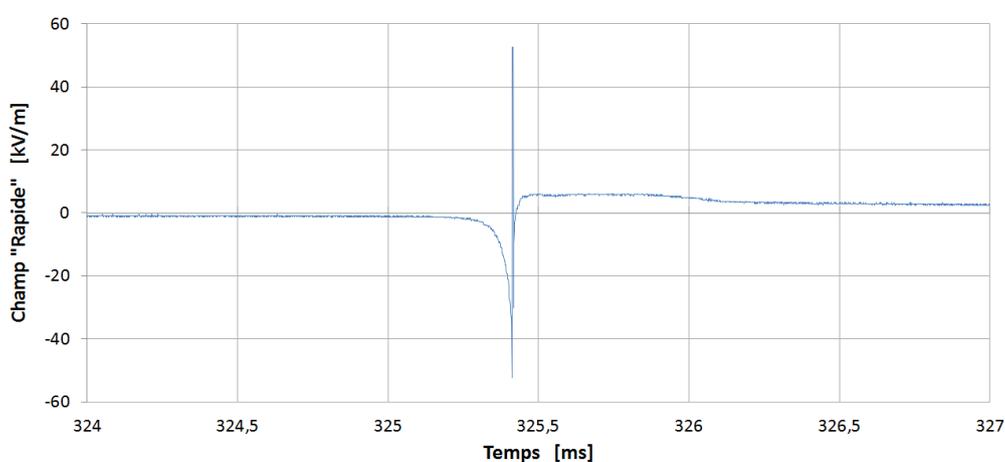


Figure 3.25 : Enregistrement, par l'antenne « rapide », du champ électrique induit par un arc subséquent. Ici, le 3^{ème} arc du coup de foudre du 13 mai 2014 à 01:26:04.

D'après Montanyà, l'allure de champ présentée Figure 3.24, composée d'une longue impulsion suivie de variations rapides, est caractéristique d'un coup ascendant [Montanyà et al. 2012]. La longue impulsion correspond à la propagation du traceur ascendant vers le nuage, alors que les brusques variations sont induites par les différents arcs en retour qui composent le coup de foudre.

4.2.3. Les mesures en champ lointain

Nous avons vu au Chapitre I que, dans le cas d'un impact lointain, l'enregistrement de champ est composé d'une impulsion dont le front de montée est de l'ordre de quelques centaines de millisecondes et la largeur à mi-hauteur est d'environ une seconde.

L'enregistrement du 12 août 2013, présenté à la Figure 3.26, en est un exemple. D'après les données Météorage détaillées dans le Tableau 3.4, cet impact est composé de six arcs se produisant à une distance d'environ 10 km du Pic du Midi. Cet enregistrement met en évidence de brusques variations du champ électrique. En analysant les données Météorage, il est ainsi possible de corrélérer chacune de ces variations avec les arcs détectés par le réseau.

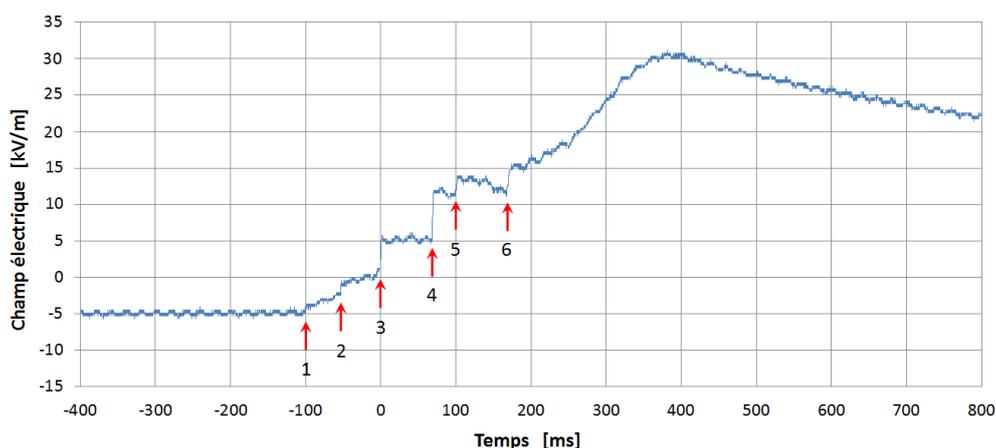


Figure 3.26 : Front de l'impulsion de champ enregistré le 12 août 2013 à 16:56:27. Les flèches numérotées indiquent une corrélation avec les données Météorage.

num.	date	nano	lat.	long.	intens.	dist.	rise	width	Nuage-sol
	jj/mm/aaaa hh:mm:ss				[kA]	[km]	[μ s]	[μ s]	
1	12/08/2013 16:56:27	161781114	42,9317	0,0173	-16,7	10,1	9,80	1,00	oui
2	12/08/2013 16:56:27	209346963	42,9367	0,0344	-9,6	8,7	9,00	21,40	non
3	12/08/2013 16:56:27	262768344	42,9290	0,0326	-26,0	8,9	7,60	25,60	non
4	12/08/2013 16:56:27	331645445	42,9295	0,0305	-30,2	9,0	3,80	30,20	non
5	12/08/2013 16:56:27	362893111	42,9254	0,0336	-11,0	8,8	3,20	15,20	non
6	12/08/2013 16:56:27	431012242	42,9459	0,0454	-9,6	7,8	5,60	20,00	non

Tableau 3.4 : Détails des paramètres détectés par Météorage concernant le coup de foudre du 12 août 2013 à 16:56:27.

4.3. Imagerie vidéo

4.3.1. Les caméras de vidéosurveillance

Les caméras de vidéosurveillance mises en place ont pour but de localiser sur le site, mais également dans le temps, l'ensemble des coups de foudre frappant le Pic du Midi. Trois exemples sont notamment illustrés par la Figure 3.27. Sur chacune des images, la décharge s'amorce avec l'antenne TDF. En plus de la localisation de l'impact, il peut être déduit de ces images (notamment a. et b.) que ces décharges étaient de type ascendant, compte tenu de la présence d'arborescences orientées vers le nuage qui est caractéristique de ce type de coup de foudre.

Du fait de leur vitesse d'acquisition limitée (30 images par seconde), ces caméras ne permettent pas d'observer la phase de propagation des traceurs, précédant l'arc en retour. Pour cela, une vitesse d'acquisition bien supérieure est nécessaire.

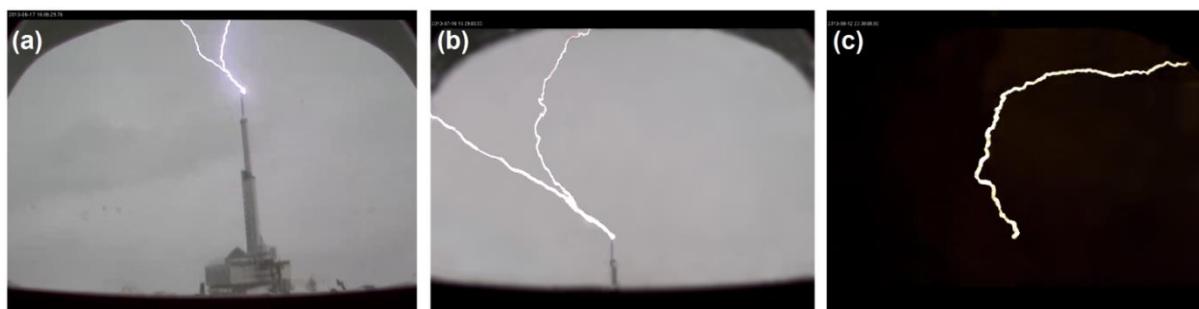


Figure 3.27 : Exemple d'enregistrements réalisés par les caméras de vidéosurveillance : (a) le 17/06/2013 à 16:06:29, (b) le 16/07/2013 à 16:29:03 et (c) le 12/08/2013 à 23:38:08.

4.3.2. La caméra semi-rapide

Ayant été mise en place au cours de la campagne 2014, la caméra semi-rapide n'a pas encore enregistré d'impact ou de traceur sur le paratonnerre ou à proximité. Cette caméra devrait cependant fournir des éléments de réponse quant aux phénomènes se produisant autour du paratonnerre. Elle pourrait notamment expliquer la nature des faibles courants enregistrés dans le paratonnerre, et présentés à la section III.4.1, en confirmant visuellement la présence, ou non, de traceurs ascendants.

4.3.3. La caméra rapide

La caméra rapide installée sur le site est orientée de manière à filmer les coups de foudre frappant l'antenne TDF. Avec une vitesse de 5000 images par seconde, cette caméra offre bien plus de détails sur le développement des décharges que les caméras de vidéosurveillance.

Un est des enregistrements de cette caméra est illustré à la Figure 3.28. Il s'agit d'un coup de foudre frappant l'antenne TDF, le 1er août 2014 à 15:41:52. À T_0 , une très légère lueur, à peine visible, apparaît au sommet de l'antenne : le traceur démarre. Sur les images suivantes, ce traceur se propage progressivement et se ramifie en deux branches distinctes ($T_0 + 13$ ms). À $T_0 + 51,0$ ms, l'une des ramifications perd en intensité et finit par disparaître ($T_0 + 117,0$ ms). Pendant, les 200 ms qui suivent, l'intensité lumineuse du canal restant diminue également ($T_0 + 254,6$ ms). À $T_0 + 255,4$ ms, un premier flash lumineux apparaît. Un second se produit à $T_0 + 288,0$ ms, puis un troisième à $T_0 + 291,6$ ms. Au total, 18 flashes lumineux peuvent être observés successivement, pour une durée totale d'environ 520 ms. Pendant l'intervalle de temps qui sépare chaque flash, l'intensité lumineuse du canal diminue jusqu'à devenir quasi nulle ($T_0 + 287,6$ ms et $T_0 + 291,4$ ms). Sur l'ensemble des flashes observés, 15 sont corrélés avec les arcs détectés par Météorage, pour des amplitudes de courant allant de -6,6 kA à -21,2 kA.

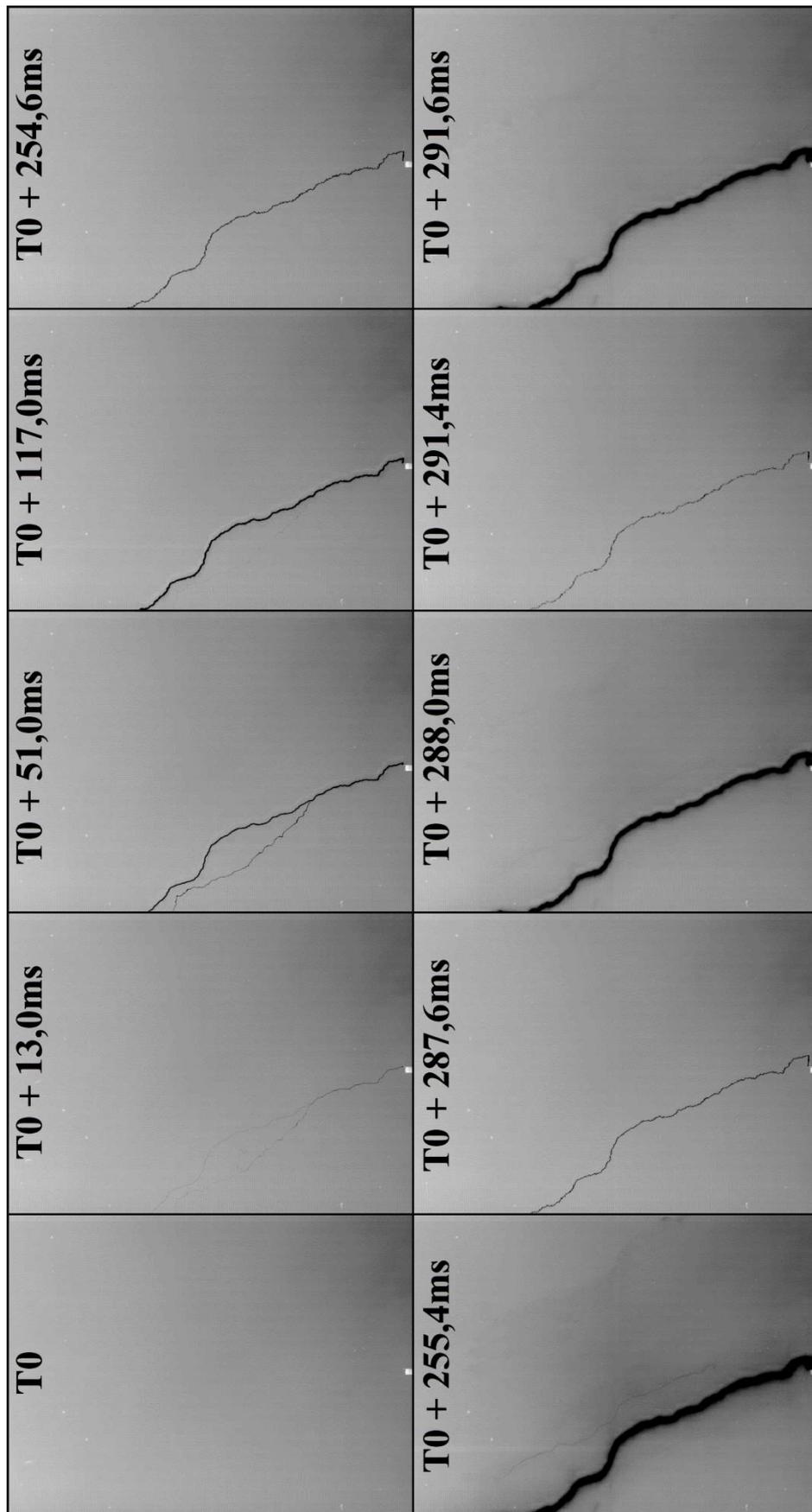


Figure 3.28 : Enregistrement de la caméra rapide du 1^{er} août 2014 à 15:41:52. La vitesse est de 5000 ips. Pour une meilleure visibilité, les couleurs ont été inversées.

5. Conclusion

L'ensemble des dispositifs de diagnostics électriques et optiques développé en laboratoire puis installé sur le site du Pic du Midi fonctionne. L'acquisition des données est gérée de façon automatique à partir d'un système d'acquisition National Instrument, lui-même géré par un programme LabVIEW. La synchronisation de toutes les mesures permet de précisément dater les activités orageuses. L'instrumentation du Pic du Midi est donc à ce jour opérationnel et entièrement automatisé.

Malgré une activité orageuse très irrégulière sur le territoire français au cours de cette thèse, Météorage a tout de même détecté environ 1700 arcs, dans un rayon d'un kilomètre autour du Pic du Midi (de janvier 2012 à septembre 2014). L'expérimentation montre que, globalement, l'essentiel de cette activité s'est concentré sur l'antenne TDF. Plusieurs impacts y ont été clairement filmés grâce aux caméras de vidéosurveillance. Par ailleurs, la caméra rapide a pu y enregistrer le développement de traceurs ascendants depuis le sommet. Enfin, quelques milliers d'enregistrements ont été réalisés par les antennes capacitives pour des impacts allant jusqu'à 50 km autour du site.

Concernant le paratonnerre de la plateforme DIMM, aucun coup de foudre n'a pu y être relevé. Cependant, des courants de plusieurs dizaines d'ampères y ont été mesurés et des traces de fusion ont été observées à sa pointe. Il paraît probable d'associer ces courants à des traceurs ascendants.

Des enregistrements typiques des différents systèmes de mesures ont été présentés dans ce chapitre. L'analyse de l'ensemble de ces données, ainsi que leur confrontation avec le modèle, sera développée au Chapitre IV.

CHAPITRE IV :

ANALYSE DES RESULTATS ET DISCUSSIONS

1. Introduction

Au cours des deux précédents chapitres, nous nous sommes employés à présenter, d'une part, le modèle développé dans le but d'estimer les probabilités de foudroiement d'une structure telle que l'observatoire du Pic du Midi de Bigorre et, d'autre part, l'ensemble des moyens expérimentaux mis en œuvre sur ce site pour valider notre modèle.

Ce quatrième chapitre aura donc pour but d'analyser les résultats obtenus, de discuter des méthodes mises en œuvre et de proposer diverses perspectives à nos travaux, tant au niveau du modèle que de l'expérimentation.

Nous discuterons donc, dans un premier temps, de la validité des résultats fournis par l'application du modèle au site du Pic du Midi. Nous aborderons également les limites du calcul de probabilités, la prise en compte des traceurs et coups ascendants ainsi que des paramètres obtenus par l'analyse des données statistiques de Météorage. Par ailleurs, quelques critères seront avancés quant au choix éventuel d'un site expérimental complémentaire.

Dans un second temps, nous analyserons les résultats expérimentaux obtenus sur le site du Pic du Midi. La polarité de coups de foudre frappant l'antenne ainsi que l'allure de leur courant seront déduites des enregistrements de la caméra rapide. Des tendances seront tirées des nombreux enregistrements de champ électrique. Enfin, les mesures de courant relevées à travers le paratonnerre de la plateforme DIMM seront brièvement discutées.

2. Discussions concernant la simulation

2.1. La validité des résultats du modèle appliqué au Pic du midi

L'application de notre modèle à une représentation du Pic du Midi fournit des probabilités de foudroiement de l'ensemble du site. L'intégration de données statistiques permet notamment de prendre en considération les coups ascendants, majoritaires sur le site. Ainsi, les probabilités de foudroiement de l'antenne TDF (74,4 % et 99,5 %) et du paratonnerre de la plateforme DIMM (3,7 % et 0,08 %) sont déduites en fonction du pourcentage de coups ascendants considéré (66,7 % et 99,3 % respectivement).

Au cours de notre étude, la totalité des coups de foudre observés s'est produite sur l'antenne TDF alors qu'aucun foudroiement n'a pu être relevé sur la plateforme expérimentale DIMM. Ces deux observations semblent donc indiquer que la valeur de 99,3 % de coups ascendants est la plus cohérente. Par ailleurs, selon des témoignages du personnel sur site, la plateforme expérimentale DIMM a été foudroyée deux fois au cours de la dernière décennie. Or, nous avons déjà vu que le foudroiement moyen de l'ensemble du Pic du Midi est de 335 arcs par an. En considérant la multiplicité calculée au Chapitre II, soit 4,36 arcs par coups de foudre, cela représente 77 coups de foudre par an sur le site. Ainsi, en tenant compte de la probabilité de foudroiement issue du modèle de 0,08 %, le paratonnerre de la plateforme DIMM est susceptible d'être foudroyé en moyenne 0,06 fois par an, soit un coup de foudre tous les 16 ans.

Finalement, la méthode d'estimation du pourcentage de coups ascendants, basée sur l'analyse des données du réseau de détection, semble être plus fiable que celle basée sur l'estimation de la hauteur effective. Une proportion de 99,3 % de coups ascendants paraît donc être la valeur la plus crédible. Les probabilités de foudroiement de l'antenne TDF et du paratonnerre de la plateforme DIMM sont alors respectivement 99,5 % et 0,08 %, ce qui semble être relativement en accord avec les observations et les témoignages recueillis sur le site.

2.2. La mise en œuvre du calcul de probabilités

2.2.1. Problèmes aux limites du profil

En balayant la bande périphérique du profil, de largeur égale au rayon R_s de la sphère, une portion de la sphère roulante sort des limites du profil et se retrouve tronquée. Dans ce cas, deux approches différentes ont été envisagées : soit la méthode dite « à profil fixe » ou soit la méthode « à profil étendu ». Nous en rappellerons ici les enjeux.

La solution à profil fixe consiste à limiter le calcul aux dimensions du profil. La portion de sphère sortant des limites du profil n'entre alors pas en jeu pour le calcul de la trajectoire. Cela a pour conséquences de ne considérer que les arcs démarrants dans les limites du domaine. La trajectoire ainsi obtenue se retrouve tronquée (Figure 4.1.a).

La solution à profil étendu considère, quant à elle, tout autour du profil, une bande supplémentaire de largeur correspondant au rayon R_s de la sphère (Figure 2.11.b). Cette extension du domaine permet d'obtenir une trajectoire complète, et ainsi de tenir compte de tous les coups de foudre pouvant frapper le profil, même ceux situés à l'extérieur du domaine original. La trajectoire est alors complète est non tronquée (Figure 4.1.b).

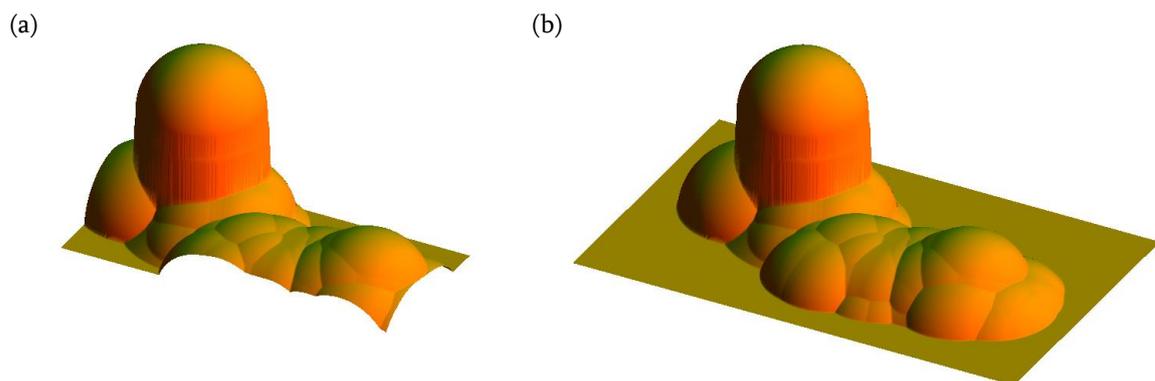


Figure 4.1 : Illustration (a) d'une trajectoire tronquée obtenue avec la méthode dite « à profil fixe » et (b) d'une trajectoire non tronquée obtenue avec la méthode dite « à profil étendu ». Ces deux méthodes sont ici appliquées au profil du Pic du Midi.

Finalement, en termes de probabilités, la première approche donne les probabilités que les différents points du site soient foudroyés par les arcs initiés dans les limites du

domaine. En revanche, la seconde approche fournit les probabilités que les différents points du site soient foudroyés sans distinction de l'origine des arcs : qu'ils soient initiés à l'intérieur ou hors des limites du domaine.

2.2.2. Les limites de la méthode de la sphère roulante

2.2.2.1. Le problème du modèle standard

Comme nous l'avons évoqué au Chapitre I, pour la protection de structures, le modèle électrogéométrique est mis en œuvre par la méthode de la sphère. Or, afin de faciliter la programmation du code de calcul, nous n'avons pas identifié les points de contact entre la structure et la sphère en faisant rouler cette dernière sur la structure, mais plutôt en considérant qu'elle tombait avec une trajectoire strictement verticale.

Un problème peut alors se poser lorsque la structure présente un surplomb. Du fait de notre hypothèse, un traceur qui démarrerait au-dessus de ce surplomb frapperait forcément sa partie supérieure et ne pourrait pas toucher sa partie inférieure. En parcourant le domaine, la trajectoire de la sphère passe alors directement du dessus de la structure au sol (Figure 4.2.a). En revanche, en faisant rouler la sphère sur le bâtiment, celle-ci pourrait, si elle est suffisamment petite, pénétrer sous le surplomb. Cela se traduirait alors par un retour en arrière de la trajectoire du centre de la sphère (Figure 4.2.b).

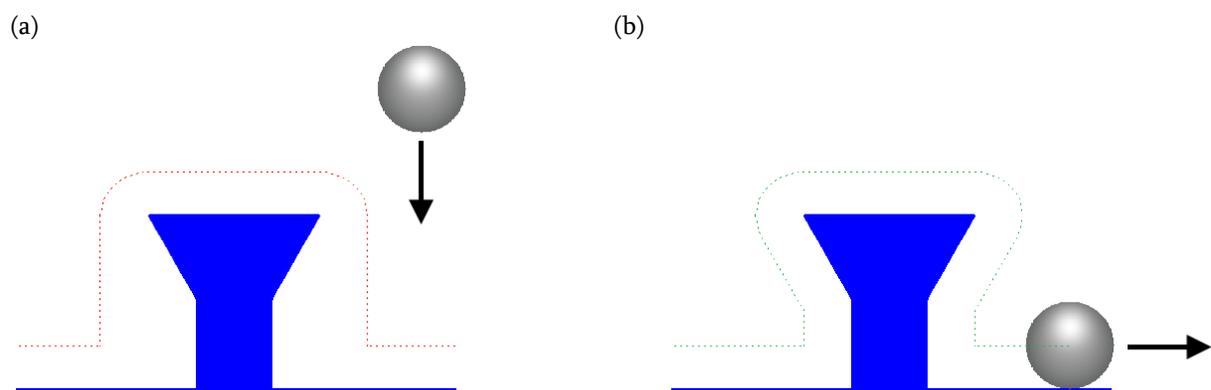


Figure 4.2 : Comparaison de l'application à un profil avec surplomb
(a) de notre modèle et (b) de la méthode de la sphère roulante.

Par conséquent, dans le cas où la sphère pénètre sous le surplomb, la trajectoire, qui est en réalité une succession de points comme le montre la Figure 4.3, peut être composée de plusieurs points pour une même coordonnée x (dans une représentation 2D). Cette approche demande alors de pouvoir traiter plusieurs valeurs pour chaque coordonnée.

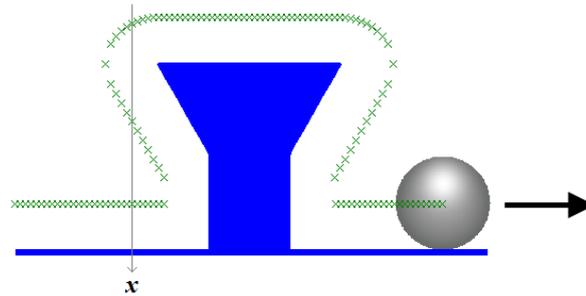


Figure 4.3 : Illustration de trajectoire balayée par la sphère roulante dans le cas d'un profil avec surplomb.

C'est donc pour ne pas complexifier le code de calcul que nous avons considéré que la sphère tombe verticalement sur la structure. Cependant, cette méthode entraîne des approximations en omettant certains points de contact. En effet, en ne pénétrant pas sous le surplomb, nous considérons qu'il ne peut pas y avoir d'impact latéral. D'autre part, comme l'illustre la Figure 4.4, en passant du dessus de la structure au sol directement, la trajectoire ne comporte aucun point dans la transition. Cela signifie que tant que le rayon de la sphère est inférieur à la hauteur de la structure, la probabilité de foudroiement de cette dernière est minimisée, car indépendante de la hauteur.

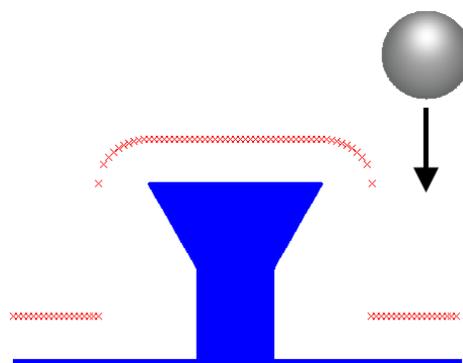


Figure 4.4 : Illustration de la trajectoire fournie par notre modèle dans le cas d'un profil avec surplomb.

2.2.2.2. Une contrainte pour la méthode de la sphère roulante modifiée

Un problème similaire se pose lorsque l'on souhaite tenir compte de l'émission de traceurs ascendants sous l'influence du traceur descendant. En effet, nous avons vu au Chapitre I que les traceurs ascendants pouvaient être représentés par un cône au sommet de protubérances. Par ailleurs, au Chapitre II, nous avons considéré que ces protubérances et les cônes qui leurs sont associés peuvent être assimilés à des cylindres verticaux dont le rayon correspond au rayon du cône (Figure 2.26). Cette approximation découle directement de notre hypothèse considérant que le traceur descendant est strictement vertical.

Par conséquent, si l'on souhaite tenir compte de l'émission de traceurs ascendants au sommet d'une structure élevée (telle que l'antenne TDF du Pic du Midi), deux approches sont possibles : soit l'hypothèse est faite que la sphère tombe verticalement sur le profil, auquel cas le cône et la structure élevée peuvent être assimilés à un cylindre (Figure 4.5.a), soit c'est la méthode de la sphère roulante qui est employée et dans ce cas, la trajectoire de la sphère est composée de plusieurs valeurs pour une même coordonnée (Figure 4.5.b).

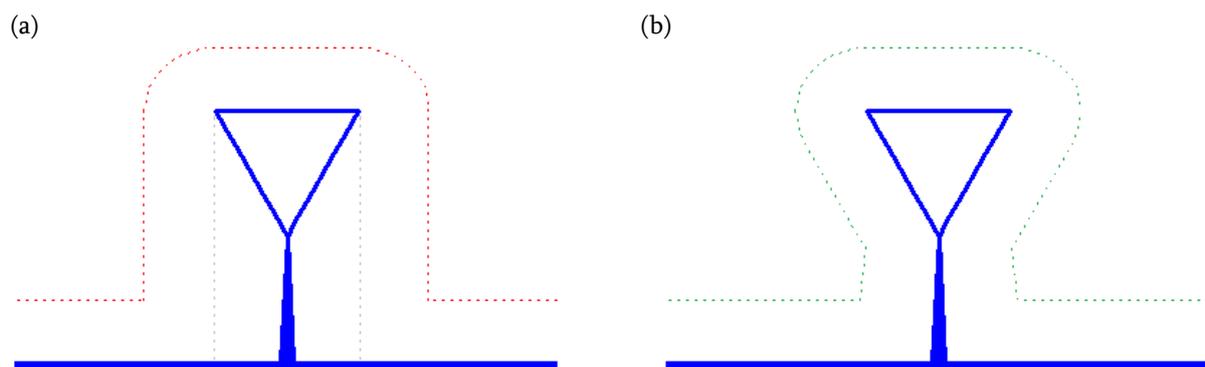


Figure 4.5 : Comparaison de l'application de la méthode de la sphère roulante modifiée
 (a) lorsqu'elle considère que la sphère tombe verticalement sur le profil
 (b) lorsqu'elle est basée sur la méthode de la sphère roulante.

Dans notre modèle, les matrices de la trajectoire du centre de la sphère et du profil sont composées du même nombre de points. En revanche, ce n'est pas le cas avec

l'application de la méthode de la sphère roulante, puisqu'une même coordonnée peut être associée à plusieurs points de la trajectoire. La difficulté est alors de définir les probabilités qui peuvent être déduites.

2.2.3. Quelques perspectives du modèle

Nous venons de mettre en évidence que la représentation matricielle qui est mise en œuvre dans notre modèle n'est pas adaptée lorsque l'on souhaite tenir compte de coups de foudre frappant les flancs d'un bâtiment ou une structure avec surplomb ou que l'on souhaite considérer l'émission de traceurs ascendants. Pour appliquer la méthode de la sphère roulante sur une structure et identifier les zones vulnérables de cette dernière, Berger et Gallin utilisent une représentation en 3-dimensions par éléments finis [Berger and Gallin 2010]. La structure est donc décomposée en une multitude de triangles comme l'illustre la Figure 4.6.

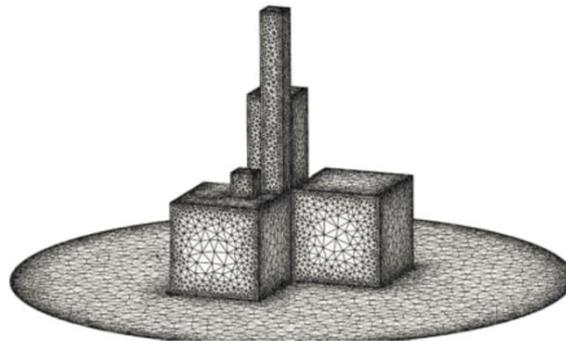


Figure 4.6 : Illustration du maillage en éléments finis d'une structure [Berger and Gallin 2010].

L'identification des zones vulnérables se fait alors en « posant » la sphère sur chaque triangle et en détectant si celle-ci traverse ou non la structure. Si la sphère, en contact avec la structure, ne pénètre pas cette dernière, alors le triangle est considéré comme vulnérable. Dans notre cas, il conviendrait alors d'enregistrer la position du centre de ces sphères pour déduire la trajectoire du centre de la sphère roulante, nécessaire à l'établissement des probabilités de foudroiement.

D'un point de vue algorithmique, il serait également utile d'optimiser le code de calcul. Le but serait alors de minimiser les temps de calcul sans pour autant perdre

l'objectif de fournir un modèle global de protection. En effet, les temps de calcul peuvent devenir très importants lorsque l'amplitude du courant considéré augmente. Par exemple, le calcul des probabilités de foudroiement sur le Pic du Midi pour un courant de -150 kA, sans considérer l'émission de traceurs ascendants, a duré près de 3 semaines. Cette optimisation du code de calcul pourrait, dans un premier temps, se traduire par le choix d'un autre langage de programmation, plus adapté que MathCAD.

2.3. La prise en compte des phénomènes ascendants

2.3.1. *Le calcul des dimensions du cône*

L'expression du rayon du cône R_c , mise en évidence au Chapitre II et donnée par Aït-Amar et Berger [Ait-Amar and Berger 2009], est telle que :

$$R_c = \frac{0,054.h.I_p - 0,178.h + 0,124.I_p + 1,057}{3,02 - 0,19.h} \quad (4.1)$$

Où h est la hauteur de la pointe et I_p l'intensité crête du courant. Or, nous avons également vu que cette formule n'a de signification que pour des hauteurs de pointes inférieures à 6 m. Pour des valeurs supérieures, le rayon peut être déduit du calcul de la distance latérale de protection D_p , telle que

$$D_p = 3.h^{0,2}.I_p^{2/3} = R_{sm} + R_c \quad (4.2)$$

Avec R_{sm} le rayon de la sphère modifiée. Il vient donc, pour les hauteurs de pointes supérieures à 6 m :

$$R_c = 3.h^{0,2}.I_p^{2/3} - R_{sm} \quad (4.3)$$

Cependant, si l'on observe l'évolution du rayon du cône R_c , d'après les relations (4.1) et (4.3), en fonction de la hauteur de la pointe et pour un courant d'amplitude crête I_p de -10 kA, on remarque une discontinuité pour des hauteurs comprises entre 5 et 6 m (Figure 4.7).

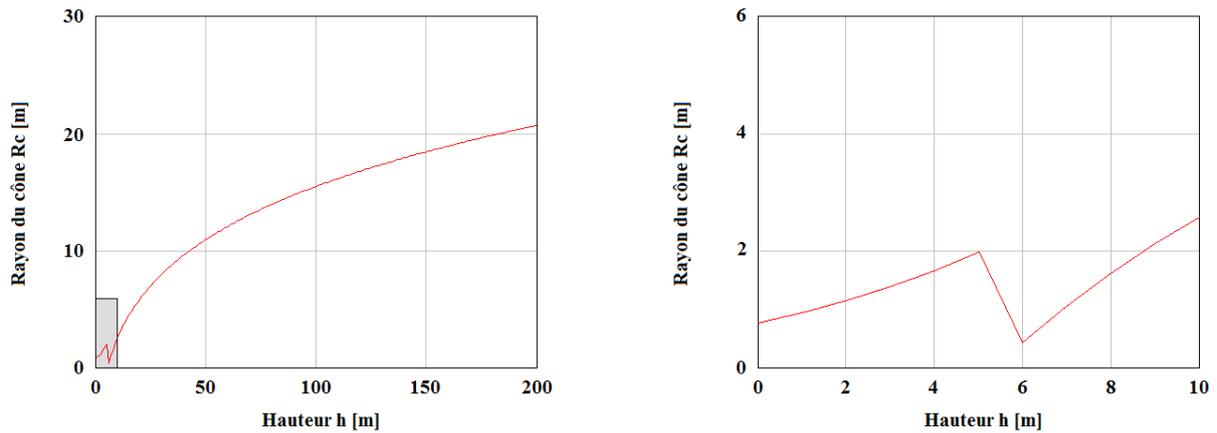


Figure 4.7 : Évolution du rayon du cône R_c sans correction en fonction de la hauteur h de la structure et pour $I_p = -10$ kA.

Une correction doit alors être apportée à l'expression (4.3) afin de limiter cette discontinuité. L'expression du rayon du cône pour des hauteurs de pointes supérieures à 6 m est alors :

$$R_c = 3.h^{0,2}.I_p^{2/3} - R_{sm} + 0,198.I_p - 0,139 \quad (4.4)$$

L'évolution du rayon du cône en fonction de la hauteur de la pointe et tenant compte de la correction est présentée Figure 4.8.

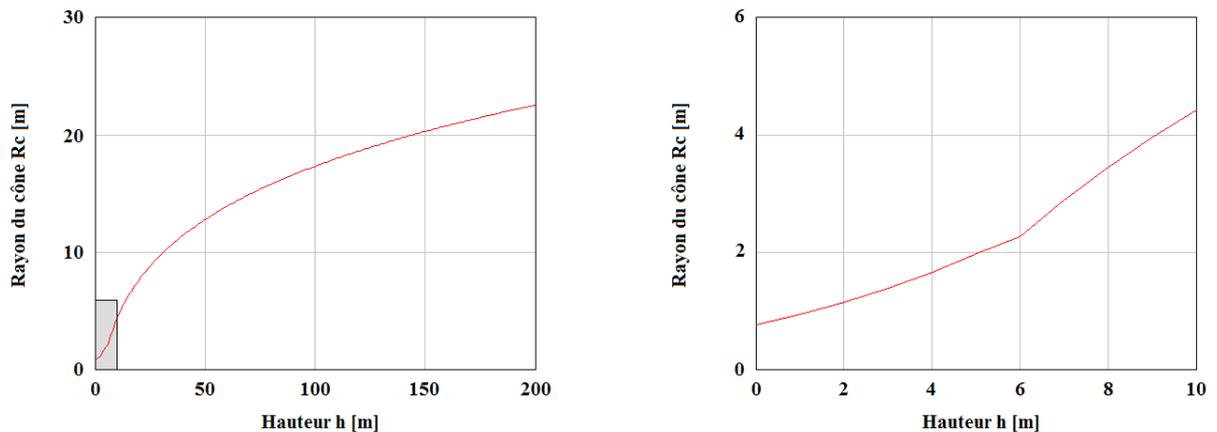


Figure 4.8 : Évolution du rayon du cône R_c avec correction en fonction de la hauteur h de la structure et pour $I_p = -10$ kA.

Cette figure montre notamment que la correction apportée au calcul du rayon du cône permet de compenser la discontinuité apparaissant pour une hauteur de 6 m. Pour une amplitude de courant de -10 kA, l'augmentation du rayon du cône induite par cette correction est par exemple de 1,8 m. De plus, étant donné que la correction du profil ne s'applique qu'à des coups descendants et que ces derniers sont minoritaires sur le Pic du Midi, l'influence de celle-ci sur les probabilités globales de foudroiement du site est finalement marginale.

2.3.2. La prise en compte des coins et arêtes des bâtiments

Pendant un orage, des renforcements de champ apparaissent sur toutes les parties d'une structure présentant une aspérité, et notamment sur les coins et les arêtes. Cette intensification du champ peut causer l'amorçage d'un traceur ascendant et éventuellement un foudroiement. Ces points de la structure sont donc particulièrement vulnérables.

La méthode de la sphère roulante ne tient pas compte des renforcements de champ générés par la géométrie d'un bâtiment, et par conséquent, traite de la même manière un toit plat et les différentes aspérités qui peuvent y apparaître. En se basant sur des calculs numériques en 3-dimensions, Aït-Amar et Berger proposent une méthode introduisant l'émission de traceurs ascendants depuis les coins et arêtes d'un bâtiment [Ait-Amar and Berger 2009]. Pour cela, dans le cas d'une structure de forme parallélépipédique, une sphère de rayon r_{uc} est centrée sur l'ensemble des coins et un cylindre de rayon r_{ue} entoure ses différentes arêtes. Ce principe est illustré Figure 4.9 sur une vue latérale et de dessus du bâtiment.

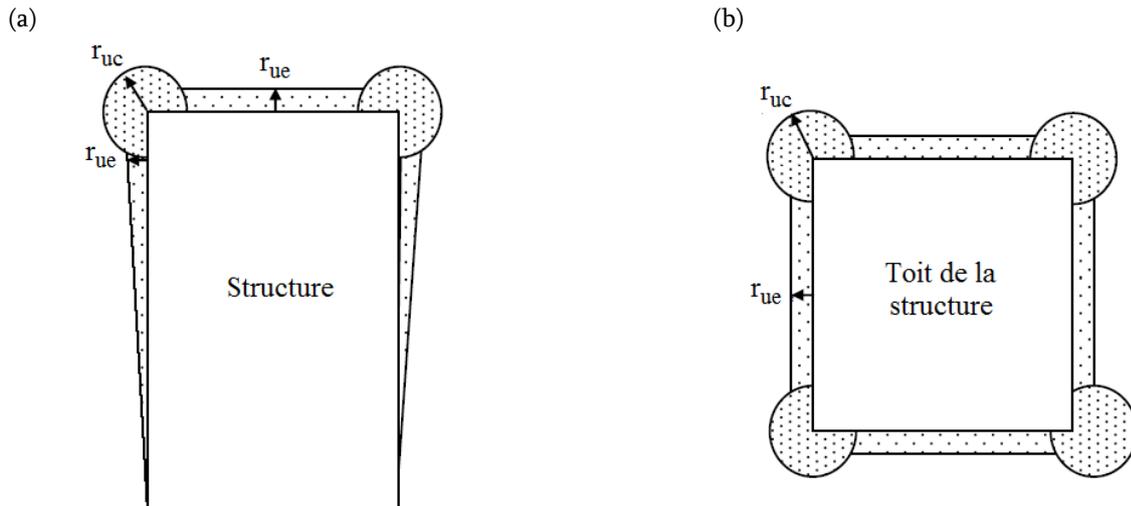


Figure 4.9 : Vue (a) latérale et (b) de dessus d'un bâtiment mettant en évidence les zones d'émission de traceurs ascendants [Ait-Amar and Berger 2009].

Cette approche a été abordée dans le cadre du Pic du Midi et est illustrée Figure 4.10. Sur une coupe en 2-dimensions du site ont été ajoutés, sur les coins des différents bâtiments, des cercles de rayon r_{uc} pour simuler l'émission de traceurs ascendants. Par ailleurs, ces traceurs sont également représentés au sommet de l'antenne TDF et sur le paratonnerre de la plateforme DIMM par l'intermédiaire des cônes issus de la méthode de la sphère roulante modifiée.

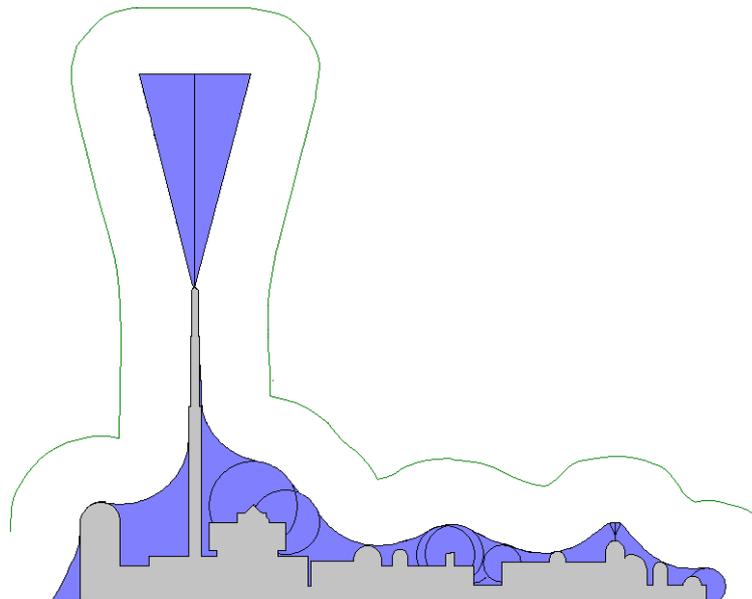


Figure 4.10 : Illustration de la prise en compte de l'émission de traceurs ascendants au niveau des pointes, des coins et des arêtes des bâtiments, sur une coupe 2D du Pic du Midi et pour un courant de -15 kA.

Cet aspect n'a pas été intégré, pour l'instant, au modèle développé dans cette étude. Nous ne connaissons donc pas l'influence de la prise en compte de traceurs ascendants au niveau des différentes aspérités du Pic du Midi. Cependant, à première vue, l'ajout de cercles associés aux coins des bâtiments du site entraîne une augmentation des probabilités de foudroiement des coins en question. Lorsque le cercle n'est pas considéré, la sphère roulante entre uniquement en contact avec l'aspérité, soit un point unique. En revanche, avec l'ajout de cercles centrés sur les coins des bâtiments, la sphère roulante entre en contact avec des portions de cercle. La trajectoire du centre de la sphère, servant aux calculs des probabilités, s'en retrouve plus longue et donc les probabilités plus grandes. Par ailleurs, les probabilités de foudroiement augmentant au niveau des aspérités, il semble évident qu'elles diminuent pour d'autres zones, certaines devenant même probablement protégées.

Nous avons également vu au paragraphe IV.2.2.2.1 que la trajectoire de la sphère ne comporte aucun point dans les transitions verticales. Cela a pour conséquence de ne considérer ni les flancs de l'antenne TDF, ni ceux du cône et d'entraîner par conséquent une sous-estimation de la probabilité de foudroiement de l'antenne, d'environ 15 % dans le cas de la Figure 4.10.

2.3.3. Le calcul de la hauteur effective

La première méthode utilisée au Chapitre II pour déduire le pourcentage de coups ascendants sur le Pic du Midi consistait à calculer la hauteur effective de la tour au sommet du massif montagneux. Pour déterminer cette hauteur effective, il est tout d'abord nécessaire de simuler le massif montagneux par une demi-sphère.

Dans le cas de notre étude, le profil du Pic du Midi a été approché par une demi-sphère d'un rayon de 900 m sur terrain plat (Figure 2.20). Ce rayon a été déterminé empiriquement afin que, d'une part, la demi-sphère corresponde au mieux au relief du Pic du Midi, et d'autre part, que le terrain plat sur lequel est posée la demi-sphère coïncide plus ou moins avec la base du massif montagneux.

Du fait de la topographie relativement complexe du Pic du Midi, la détermination du rayon est finalement assez approximative. Cependant, nous avons vu au Chapitre II qu'un écart de plus ou moins 100 m sur la valeur du rayon de la demi-sphère avait peu d'influence sur la hauteur effective et donc sur le pourcentage de coups ascendants. Cette affirmation se confirme Figure 4.11, où sont présentées les évolutions de la hauteur effective et du pourcentage de coups ascendants, sur une structure de 100 m au sommet d'une montagne hémisphérique en fonction du rayon de cette dernière.

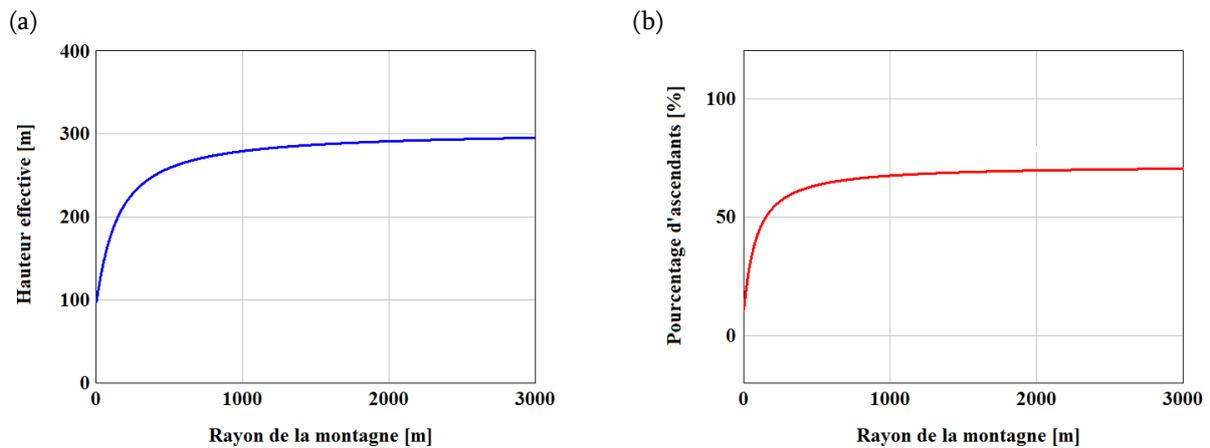


Figure 4.11 : Évolution (a) de la hauteur effective et (b) du pourcentage de coups ascendants sur une structure de 100 m au sommet d'une montagne en fonction du rayon de cette dernière.

À partir de ces deux courbes, il peut être noté qu'au-delà d'un rayon de la montagne d'environ 500 m, la hauteur effective ainsi que le pourcentage d'ascendants varient peu et saturent finalement respectivement à environ 300 m et 70 %. Avec cette méthode et pour une structure d'une hauteur de 100 m, quel que soit le rayon de montagne choisi, il sera donc impossible d'atteindre le pourcentage d'ascendants de 99,3 % donné par l'analyse des données du réseau de détection. Si l'on considère que cette dernière méthode est fiable, cela signifie que le calcul de la hauteur effective, tel qu'il est présenté ici, n'est pas adapté au Pic du Midi et que des paramètres supplémentaires doivent être pris en compte.

Zhou *et al.* démontrent notamment que la hauteur effective dépend principalement de la hauteur de la structure, de la forme de la montagne et de la vitesse du traceur ascendant positif [Zhou et al. 2010]. En effet, lorsque la hauteur de la tour est inférieure à

20 % de la hauteur de la montagne, ce qui est le cas du Pic du Midi, la hauteur effective H_e est en grande partie déterminée par la hauteur réelle h de la tour et par la forme de la montagne. La hauteur réelle de la tour ($h = 104$ m) étant fixe, il peut être envisagé que l'approximation de la montagne à une forme hémisphérique ne soit pas la plus appropriée, et qu'un demi-ellipsoïde serait probablement plus adapté. Dans le cas de la tour Gaisberg (similaire au Pic du Midi), Zhou *et al.* considèrent que la montagne peut être simulée par un demi-ellipsoïde dont le demi-grand axe (a) est vertical et d'une hauteur constante de 800 m [Zhou et al. 2010]. Cette représentation de la tour Gaisberg sur sa montagne est également illustrée par Smorgonskiy *et al.* [Smorgonskiy et al. 2012]. Par ailleurs, le demi-petit axe (b) qui est horizontal, a une longueur variant d'un rapport 1 à 0,1 vis-à-vis du demi-grand axe, soit $1.a \geq b \geq 0,1.a$. Ainsi, Zhou *et al.* montrent que la hauteur effective H_e de la tour Gaisberg varie de 270 m à 560 m environ. Cela aurait alors pour effet de faire passer le pourcentage de coups ascendants de 65,6 % à environ 100 %.

Par ailleurs, d'après Zhou *et al.*, la variation de la vitesse du traceur ascendant positif peut entraîner une incertitude de 30 % de la hauteur effective H_e , quel que soit le rapport entre la hauteur de la tour et de la montagne [Zhou et al. 2010]. En effet, une variation de la vitesse du traceur de $0,4.10^5$ à 10^6 m.s⁻¹ entraîne une diminution de la hauteur effective de la tour Gaisberg de 270 à 190 m respectivement, réduisant également le pourcentage de coups ascendants de 65,6 % à 47,0 %.

D'autre part, l'approximation de Rizk considère que le massif montagneux est seul sur un terrain plat [Rizk 1994a; Rizk 1994b]. Or, le Pic du Midi est entouré de nombreuses crêtes et sommets. La proximité de ce relief accidenté entraîne probablement des modifications de la répartition du champ électrique, avec notamment une atténuation du renforcement de champ au sommet de l'antenne. Cela tendrait alors à diminuer la hauteur effective et le pourcentage de coups ascendants sur le site.

En conclusion, il semble que le fait d'approcher le massif montagneux à un demi-ellipsoïde serait plus adapté dans le cas du Pic du Midi. Cependant, d'importantes incertitudes sont induites par le choix de la vitesse du traceur ascendant positif et par la

géométrie complexe du Pic du Midi et de ces environs qui sont difficilement simulables par une forme simple. Finalement, l'estimation de la hauteur effective H_e basée sur le modèle de Rizk semble fournir des valeurs relativement approximatives et seule une comparaison avec des données expérimentales permettrait de valider cette méthode.

2.3.4. La mise en œuvre d'un modèle semi-physique

Dans le cas du Pic du Midi, nous avons fait l'hypothèse que la totalité des coups ascendants se produisait sur l'antenne TDF, soit une probabilité de foudroiement de 100 % de l'ensemble des coups ascendants. Pour un site dont plusieurs points seraient susceptibles d'émettre des coups ascendants, ou simplement des traceurs ascendants, une distribution de probabilité d'émission de décharges ascendantes pourrait être calculée pour l'ensemble du site.

Dans ce but, il serait intéressant de mettre en œuvre un modèle physique de création et de propagation de traceurs ascendants, comme celui proposé par Cooray et Becerra [Cooray and Becerra 2009]. En estimant les renforcements de champ sur le site étudié, il serait alors possible de déterminer si les conditions nécessaires à la création et à la propagation d'un traceur ascendant sont satisfaites en chaque point du site.

La distribution de probabilités ainsi obtenue pourrait alors être couplée à celle calculée dans le cas de coups descendants et fournirait alors la distribution de probabilités composées de l'ensemble du site considérant tous les types de coups de foudre.

2.4. Discussion autour de l'analyse des données statistiques

2.4.1. Définition de la zone d'étude

Tout au long de notre étude, nous nous sommes appuyés sur les données du réseau de détection Météorage dans un rayon de 50 km autour du Pic du Midi. D'autre part, dès la partie II.3.1, nous avons considéré que tous les arcs détectés dans un rayon de 500 m frappaient le site. Cette zone limitée a notamment permis d'établir la multiplicité des coups de foudre frappant le site, la distribution des courants ou encore la proportion de

coups ascendants. Or, plusieurs points liés à l'exploitation de ces données peuvent être discutés.

Tout d'abord, la comparaison des données de foudroiement des zones de 500 m et 50 km de rayon autour du Pic du Midi, montre que le foudroiement du site représente 1,3 % des arcs détectés. En revanche, en termes de surface, ce rayon de 500 m ne représente que 0,01 % de la surface totale ($R = 50$ km). Dans la mesure où le site présente une densité de foudroiement 130 fois supérieure à la moyenne, on comprend donc tout l'intérêt du Pic du Midi pour la mise en place d'une étude expérimentale de la foudre.

D'autre part, comme nous l'avons évoqué au Chapitre I, le Pic du Midi est en avant de la chaîne pyrénéenne. Les données dans un rayon de 50 km couvrent donc à la fois une zone de plaine et une zone montagneuse. Or, en analysant indépendamment les zones de plaine et de montagne, des différences de densité de foudroiement apparaissent. Comme l'illustre la Figure 4.12, le parallèle de latitude 43,065 a été choisi pour matérialiser la séparation entre ces deux zones. La zone au nord de ce parallèle est considérée comme de la plaine alors que la zone au sud correspond à la zone montagneuse. Ainsi, la part de plaine représente une surface de 2527 km², alors que celle de la zone montagneuse est de 5327 km². Au cours de la période 2010 – 2013, 11937 arcs nuage-sol (CG) ont été détectés en plaine, contre 46839 dans la zone montagneuse. Cela représente donc des densités de foudroiement respectivement de 1,2 et 2,2 arcs par an et par km².

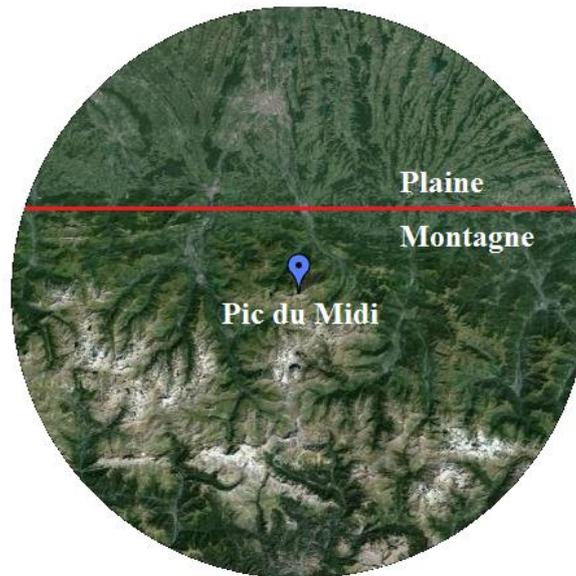


Figure 4.12 : Illustration de la distinction des zones montagneuses et de plaine dans le rayon de 50 km autour du Pic du Midi.

Nous pouvons alors nous demander comment définir l'étendue de la zone à considérer pour établir des statistiques de foudroiement cohérentes. Concernant le sommet d'un massif montagneux, tel que le Pic du Midi, nous avons vu qu'un rayon de 500 m semblait relativement bien adapté, en mettant clairement en évidence le renforcement de la densité de foudroiement locale. Pour étudier le foudroiement de la région, nous avons analysé une zone de 50 km de rayon. Nous venons cependant de montrer que des différences apparaissaient entre la zone montagneuse et la plaine. Il pourrait donc être intéressant d'analyser le foudroiement à l'échelle d'une cellule orageuse ou même de toute la chaîne pyrénéenne.

2.4.2. La comparaison de structures élevées

Afin de valider l'évaluation du pourcentage de coups ascendants sur une structure élevée à partir de l'analyse des données d'un réseau de détection, la méthode présentée en section II.3.4.2 a été appliquée à trois autres sites français en altitude : le Mont Ventoux, La Rhune et le Pic du Midi d'Ossau. Du fait de leur altitude ou de la présence d'infrastructures à leur sommet, ces sites offrent la possibilité de comparer leur foudroiement avec celui du Pic du Midi de Bigorre.

Le Mont Ventoux est un sommet alpin de l'est de la France, culminant à 1911 m d'altitude. À son sommet est installée une tour d'observation de plus de quarante mètres de haut surmontée d'une antenne de télédiffusion d'une trentaine de mètres pour une hauteur totale de 78 m. La Rhune est un sommet de 905 m situé à l'extrémité ouest des Pyrénées françaises et qui accueille une antenne de 58 m de haut. Enfin, le Pic du Midi d'Ossau est également un sommet pyrénéen, mais culmine à 2884 m, soit une altitude légèrement supérieure à celle du Pic du Midi de Bigorre (2877 m). Contrairement à ce dernier, le Pic du Midi d'Ossau n'accueille aucune installation à son sommet.

L'ensemble des arcs détectés par le réseau de détection Météorage dans des zones de 4 km x 4 km centrées sur les quatre sommets sont représentés Figure 4.13.

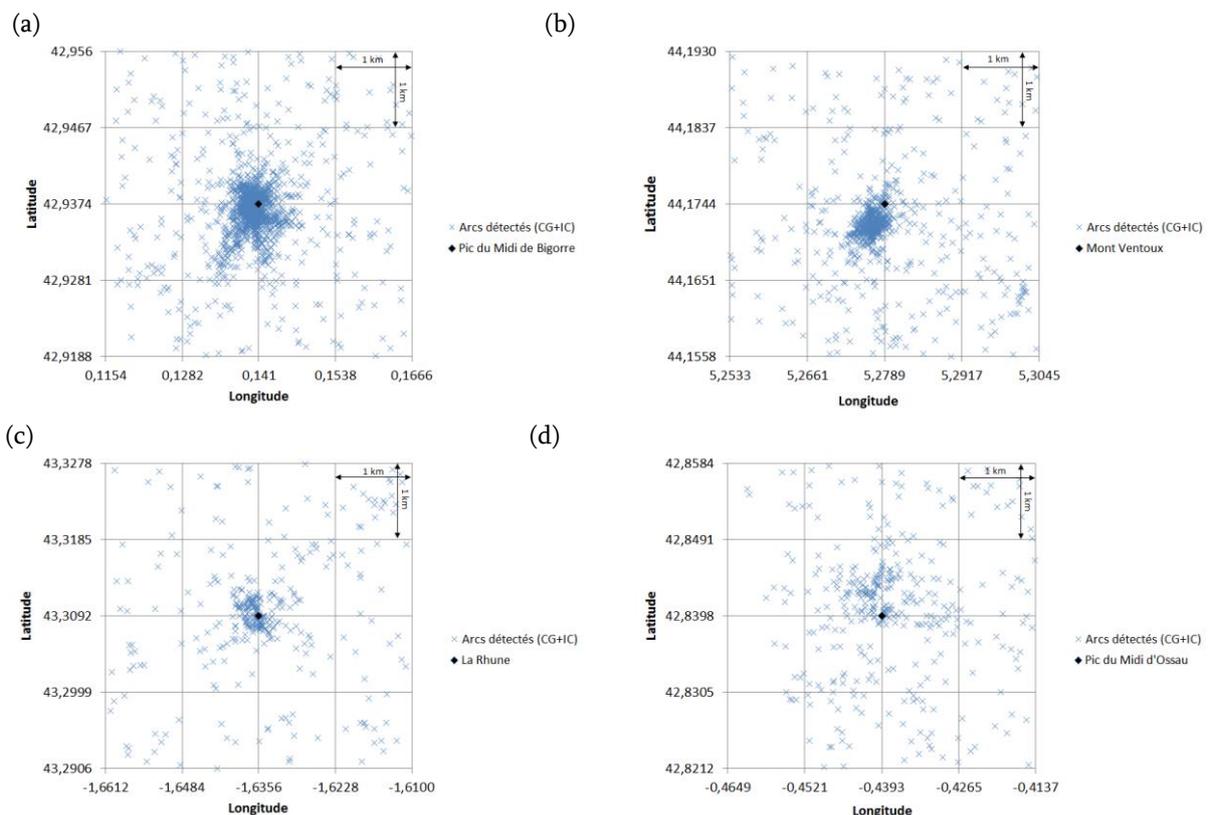


Figure 4.13 : Localisation d'arcs autour de différents massifs montagneux :
 (a) le Pic du Midi de Bigorre, (b) le Mont Ventoux, (c) La Rhune et (d) le Pic du Midi d'Ossau.
 Données Météorage de 2010 à 2013.

Comme nous l'avons déjà montré au Chapitre II, une forte concentration d'arcs apparaît autour du Pic du Midi de Bigorre (a). De même, un important renforcement de la

densité de foudroiement est observé autour du Mont Ventoux (b) et de La Rhune (c). Dans le cas du Pic du Midi d'Ossau (d), l'augmentation du nombre d'arcs est très légère, mais tout de même notable.

Les pourcentages d'arcs ascendants sont donc déterminés en appliquant la méthode détaillée au paragraphe II.3.4.2 et sont récapitulés Tableau 4.1. De même, le foudroiement annuel moyen de chaque site et le nombre de coups descendants déduit de l'équation (2.22) y sont indiqués.

Site	Altitude	Hauteur antenne	Foudroiement moyen [arcs.an ⁻¹]	Nb. de descendants [arcs.an ⁻¹]	Pourcentage d'ascendants
Pic du Midi de Bigorre	2877 m	104 m	335	2,4	99,3 %
Mont Ventoux	1911 m	78 m	135	3,4	97,5 %
La Rhune	905 m	58 m	45	1,9	95,8 %
Pic du Midi d'Ossau	2884 m	-	29	1,9	93,4 %

Tableau 4.1 : Récapitulatif de paramètres liés au foudroiement de quatre sites montagneux : le Pic du Midi de Bigorre, le Mont Ventoux, La Rhune et le Pic du Midi d'Ossau.

L'analyse du Tableau 4.1 : permet de relever plusieurs points intéressants.

Tout d'abord, ce tableau confirme l'analyse faite précédemment de la Figure 4.13. En effet, avec un foudroiement moyen de 335 arcs par an (dans un rayon de 500 m), le Pic du Midi de Bigorre est le site le plus foudroyé alors que le Pic du Midi d'Ossau avec 29 arcs par an en moyenne, est le site le moins foudroyé.

Par ailleurs, les nombres d'arcs descendants apparaissant dans un rayon de 500 m autour des quatre sites sont du même ordre de grandeur (de 1,9 à 3,4 arcs.an⁻¹). Or, ce nombre d'arcs descendants est déduit du foudroiement des alentours des sites (de 500 m à 10 km). Il paraît donc cohérent que ces valeurs évoluent dans les mêmes proportions que la densité de foudroiement des départements où sont situés les sites. Par exemple, la densité de foudroiement du Vaucluse, où est situé le Mont Ventoux est de 4,0 coups de foudre par an et par km². De même, celle des Pyrénées Atlantiques où apparaissent La Rhune et le Pic du Midi d'Ossau est de 2,4 coups.an⁻¹.km⁻². Seul le Pic du Midi de Bigorre

fait exception, puisque la densité de foudroiement de son département (Hautes-Pyrénées) est la plus faible avec $2,1 \text{ coups.an}^{-1}.\text{km}^{-2}$.

Cependant, concernant le foudroiement global d'une structure élevée (coups descendants et ascendants), le tableau confirme que la densité de foudroiement du département n'est pas un paramètre prépondérant. En effet, le Mont Ventoux se trouve dans le département dont la densité de foudroiement est la plus élevée alors que le site le plus foudroyé, et de loin, est le Pic du Midi de Bigorre. De même, le foudroiement du Pic du Midi d'Ossau est 30 % plus faible que celui de La Rhune, alors que les deux structures se situent dans le même département.

D'autre part, si l'on excepte le Pic du Midi d'Ossau qui ne présente pas de structure à son sommet, il peut être noté que le foudroiement moyen annuel des sites, ainsi que le pourcentage d'ascendants, semble évoluer en fonction de l'altitude et/ou de la hauteur de la structure.

Ensuite, bien que les topographies des quatre sites soient assez différentes (altitude, hauteur de structure et présence ou non de structure), leurs pourcentages d'ascendants restent relativement élevés (de 99,7 % à 93,4 %).

En conclusion, le nombre de coups descendants déduit dans un rayon de 500 m étant cohérent avec les densités de foudroiement, une certaine confiance peut être donnée à la méthode. De plus, en appliquant cette méthode à la tour Gaisberg (similaire au Pic du Midi), Smorgonskiy *et al.* trouvent un pourcentage de coups ascendants de près de 90 % [Smorgonskiy et al. 2013b]. Cette valeur est validée par les mesures expérimentales réalisées sur cette tour et qui montrent que celle-ci est principalement frappée par des coups ascendants [Diendorfer et al. 2011; Smorgonskiy et al. 2013b]. Bien que la méthode semble plus fiable que l'estimation de la hauteur effective, il faut tenir compte du fait que la méthode est basée sur les données d'un réseau de détection, dont l'efficacité peut être affectée dans une région montagneuse ou en présence de décharges ascendantes.

2.4.3. La considération des conditions géoclimatiques

En observant la localisation des arcs nuage-sol sur une année, il apparaît que la majorité des arcs ne sont pas centrés sur le Pic du Midi, mais légèrement décalé vers l'ouest (Figure 4.14).

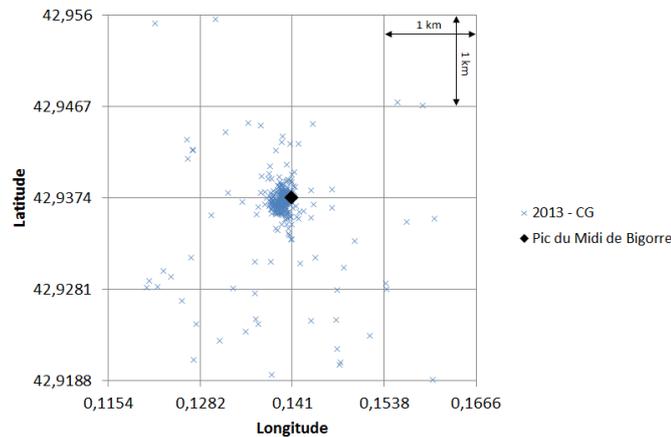


Figure 4.14 : Localisation des arcs nuage-sol de 2013 illustrant un foudroiement supérieur de la face ouest du Pic du Midi.

Une dérive similaire est relevée par Diendorfer sur la localisation des arcs frappant la tour Gaisberg [Diendorfer 2010]. Ce dernier suppose que les raisons de ce biais sont une combinaison d'un allongement de la propagation du champ électromagnétique causé par la présence de hautes montagnes ainsi que d'erreurs de mesures des capteurs en raison, d'une part, de la propagation des impulsions sur un sol de conductivité finie et, d'autre part, des différentes bandes passantes des capteurs.

Une autre hypothèse est que ce biais soit lié au fait que les arcs frappant le Pic du Midi aient une trajectoire oblique et pas strictement verticale. Le réseau de détection donnant une localisation moyenne entre les deux extrémités de l'arc (dans le nuage et au sol), celle-ci se retrouve décalée par rapport au site. Or, la distribution des arcs étant majoritairement décalée vers l'ouest du site, cela signifierait que globalement les coups de foudre ont une trajectoire oblique de même orientation. Nous pouvons alors nous demander si l'orientation des vents dominants soufflant sur le Pic du Midi n'a pas une influence sur ce biais dans la mesure où ces vents et par conséquent les nuages orageux

proviennent principalement de l'ouest.

Par ailleurs, le site étant localisé dans une zone montagneuse, les phénomènes convectifs donnant naissance à un orage peuvent être amplifiés du fait des mouvements d'air canalisés par le relief et du fait des gradients de température importants qui peuvent y régner. Une analyse de données climatologiques pourrait alors apporter des informations importantes quant à l'origine des orages sévissant sur le site. Les deux points qui viennent d'être évoqués ont notamment été soulevés par Bourscheidt *et al.* qui semblent trouver une relation linéaire entre la densité de foudroiement et la pente du relief [Bourscheidt et al. 2009]. Ils attribuent notamment cette relation à la direction des vents dominants et aux effets convectifs apparaissant sur leur zone d'étude.

Finalement, pour intégrer l'influence de ces conditions géoclimatiques à notre modèle, deux approches sont envisageables. Tout d'abord, une fois que les probabilités de foudroiement ont été calculées pour la structure, un coefficient de pondération variant en fonction de la position sur le site pourrait être intégré. Cela permettrait d'augmenter les probabilités de foudroiement sur la partie du site exposée en premier aux vents dominants et, à l'inverse, les atténuer sur la partie du site exposée en dernier. La seconde approche consisterait à calculer les probabilités de foudroiement en considérant le traceur descendant se propageant avec une trajectoire oblique. L'angle de cette trajectoire pourrait alors dépendre de l'influence de ces vents sur les probabilités.

2.5. Le choix d'un site expérimental complémentaire

Pour conclure, une des perspectives majeures concernant notre modèle serait de parvenir à le valider expérimentalement. Nous avons cependant vu au Chapitre II que le Pic du Midi n'est pas pleinement adapté à une telle validation dans la mesure où ce modèle ne s'applique qu'à des coups descendants négatifs et que les coups ascendants représentent une proportion très importante du foudroiement du site. Par conséquent, pour valider expérimentalement notre modèle, il conviendrait de l'appliquer à une structure ou un bâtiment où le pourcentage de coups ascendants est faible, voire nul. Pour

cela, nous avons vu que les structures étudiées ne devaient pas excéder une hauteur d'environ 78 m (hauteur d'une structure à partir de laquelle le pourcentage de coups ascendants n'est plus nul) et être situées sur un terrain plat.

De même, si une expérimentation a pour but de tester le comportement, en conditions naturelles, de systèmes de protection contre la foudre, le foudroiement du site choisi doit être essentiellement composé de coups descendants. En effet, ces systèmes sont généralement installés sur des bâtiments à basse altitude et donc soumis principalement à des décharges descendantes.

Quoi qu'il en soit, pour qu'une expérimentation fournisse des données exploitables en quantité suffisante, le choix du site doit également tenir compte de son nombre de foudroiements. Ainsi, un site relativement étendu augmenterait alors la probabilité d'obtenir un foudroiement du site en question.

En revanche, si l'objectif est de valider le fonctionnement d'une expérimentation ou de développer et calibrer des instruments liés aux phénomènes de la foudre, un site tel que le Pic du Midi s'avère très efficace du fait de son foudroiement très élevé. Les conditions climatiques extrêmes qui y règnent permettent également d'éprouver la robustesse des instruments.

Enfin, il pourrait également être intéressant d'étudier le foudroiement d'un site similaire au Pic du Midi (nombreux bâtiments, antenne de 104 m de haut), mais situé sur terrain plat. Il serait alors possible de comparer les probabilités de foudroiement des deux sites. Ainsi, en considérant le Pic du Midi sur un terrain plat, il est possible de recalculer les probabilités de foudroiement du site. Du fait de l'antenne TDF de 104 m de haut, l'équation (2.7) donne une proportion d'ascendants de 15 %, soit 85 % de descendants. Or, d'après notre modèle, 23 % des coups descendants frappent l'antenne TDF et 11 % le paratonnerre de la plateforme DIMM. Finalement, en reprenant le raisonnement mené au paragraphe II.4.4.2, le foudroiement global de l'antenne TDF est de 34,6 % et celui du paratonnerre de 9,4 %. Cela signifie également que le reste du site est foudroyé par 56 %

des arcs apparaissant sur le site. Un tel site pourrait donc être très intéressant pour y appliquer notre modèle et ainsi le valider.

3. Analyse des données expérimentales

3.1. Les enregistrements de la caméra rapide

Au cours de notre étude, trois coups ascendants ont été enregistrés par la caméra rapide. L'enregistrement du 1^{er} août 2014 est présenté au Chapitre III sans pour autant être analysé. Les deux autres coups de foudre filmés (le 23 juin 2014 et le 8 août 2014) seront donc présentés ici. L'analyse de la propagation des traceurs ainsi que des fluctuations de la luminosité nous permettra de déduire de ces enregistrements la polarité des coups de foudre observés ainsi qu'une estimation des courants écoulés.

3.1.1. L'analyse de la polarité

3.1.1.1. La polarité négative

Rappelons, tout d'abord, que la charge du nuage impliquée dans le cas d'un coup de foudre ascendant négatif est de polarité négative. En revanche, le traceur ascendant qui se propage du sol vers le nuage sous l'influence de cette charge est positif.

Le 8 août 2014 à 21:55:44, un coup de foudre frappait l'antenne TDF. L'enregistrement de cet éclair est illustré Figure 4.15. Nous ferons tout de suite remarquer que les taches circulaires et foncées apparaissant à $T_0 + 166,8$ ms et à $T_0 + 180,4$ ms correspondent à des gouttes de pluie sur la vitre de protection de la caméra.

Ce coup de foudre se compose d'une phase initiale, d'une durée de 166 ms, au cours de laquelle le traceur apparaît et gagne en intensité lumineuse. À $T_0 + 166,6$ ms, la phase d'arcs en retour débute. Au total, 29 flashes lumineux se succèdent, dont 22 peuvent être corrélés avec les données du réseau de détection. Le détail des paramètres relevés par Météorage dans le cas de ce coup de foudre est présenté en ANNEXE F.1.

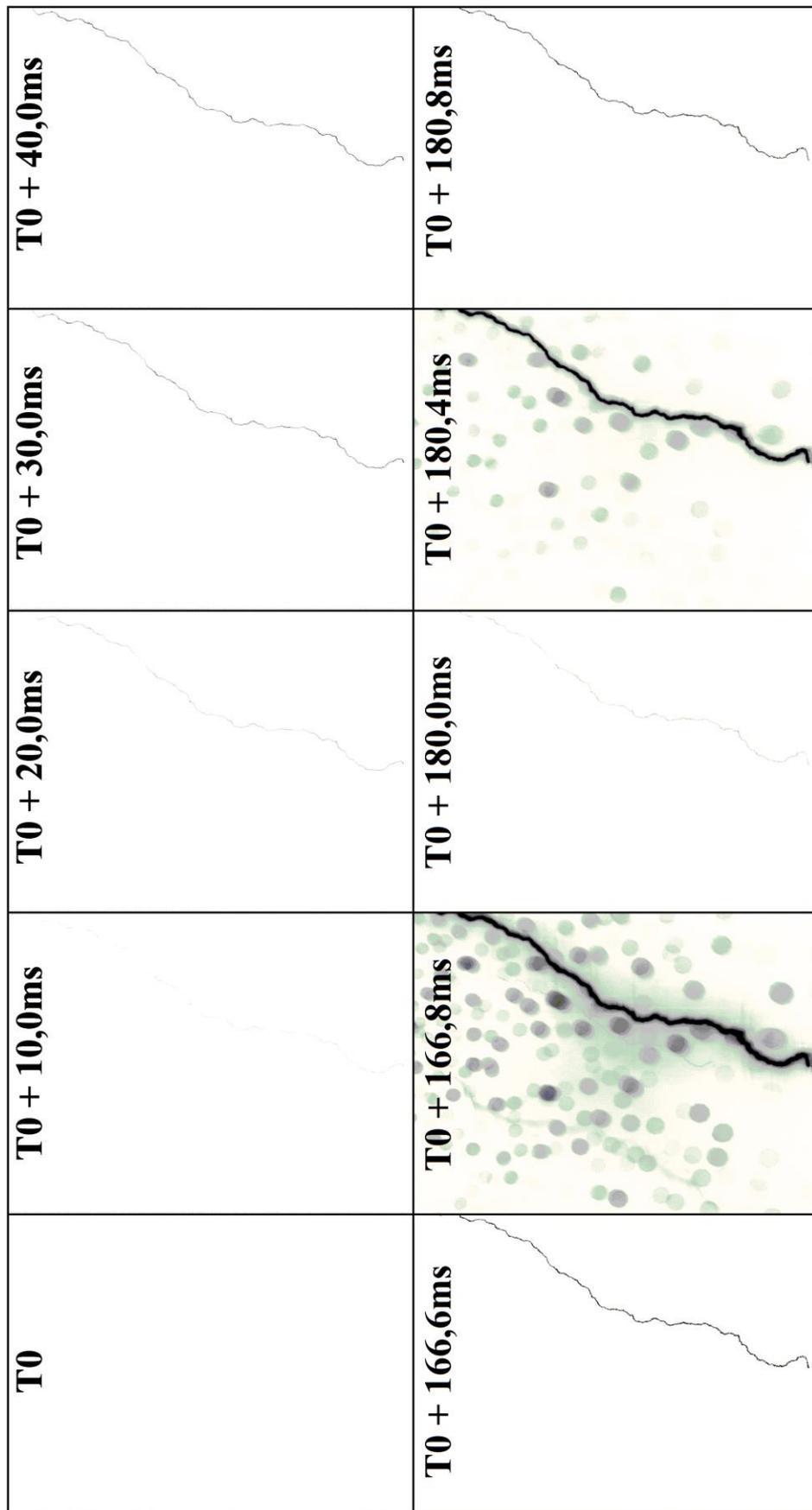


Figure 4.15 : Enregistrement de la caméra rapide du 8 août 2014 à 21:55:44. La vitesse est de 5000 ips. Pour une meilleure visibilité, les couleurs ont été inversées.

L'analyse de ces données montre que la totalité de ces arcs était de polarité négative avec des amplitudes allant de -7 kA à -22,4 kA. Ce coup de foudre était donc de polarité négative, comme celui du 1^{er} août 2014 présenté au Chapitre III.

Par ailleurs, la progression du traceur observé ici est relativement lente et diffuse. Elle se caractérise plutôt par une augmentation progressive de la luminosité du canal. La propagation du traceur peut donc être considérée comme continue, ce qui est caractéristique du mode de propagation des traceurs positifs, confirmant encore la polarité négative de ce coup de foudre.

3.1.1.2. La polarité positive

Nous avons vu au Chapitre I que dans le cas d'un coup de foudre ascendant positif, la charge du nuage impliquée est de polarité positive, mais le traceur ascendant qui se propage du sol vers le nuage sous l'influence de cette charge est négatif.

L'enregistrement de la caméra rapide, illustré Figure 4.16, correspond au coup de foudre frappant l'antenne TDF le 23 juin 2014 à 00:28:22. À T₀, seule une légère lueur apparaît au sommet de l'antenne, le traceur démarre. Sur les images suivantes, la progression de plusieurs traceurs ascendants est observée. Après 600 μ s, un seul traceur, dont l'extrémité sort du champ de vision de la caméra, continue de se propager. À T₀ + 2,8 ms, l'un des premiers traceurs se ré-allume très brièvement. L'arc en retour se produit ensuite à T₀ + 8,4 ms, où un puissant flash lumineux sature la caméra. Le canal ionisé met finalement plusieurs centaines de millisecondes avant de s'éteindre complètement.

Cet unique arc a été détecté par Météorage. L'amplitude estimée du courant est de +14,9 kA. La polarité est donc positive. Le détail des paramètres relevés par Météorage dans le cas de ce coup de foudre est présenté en ANNEXE F.2.

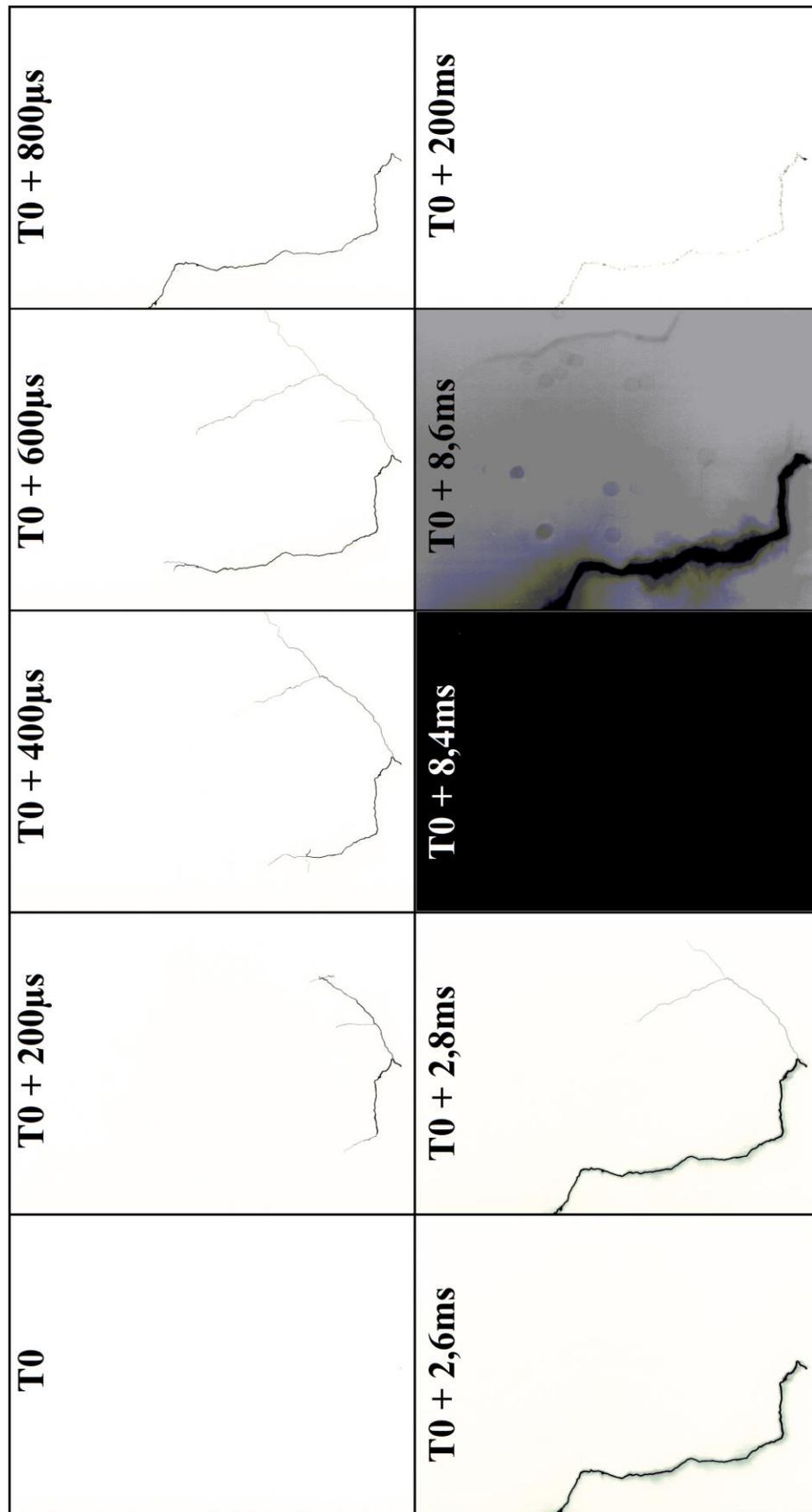


Figure 4.16 : Enregistrement de la caméra rapide du 23 juin 2014 à 00:28:22. La vitesse est de 5000 ips. Pour une meilleure visibilité, les couleurs ont été inversées.

Contrairement aux deux enregistrements présentés Figure 3.28 (paragraphe III.4.3.3, page 134) et Figure 4.15, dont la phase initiale durait plus d'une centaine de millisecondes, ici seulement 8,4 ms s'écoule entre l'initiation du traceur ascendant et le premier et unique arc en retour. Par ailleurs, la propagation est très nettement visible. À chaque nouvelle image (soit toutes les 200 μ s), la progression de chaque arborescence est clairement quantifiable. La propagation par bonds qui peut être observée ici est caractéristique d'un traceur de polarité négative. Par ailleurs, d'après Rakov, alors que 80 % des coups négatifs sont composés de plusieurs arcs en retour, la grande majorité des coups positifs n'en présente qu'un seul [Rakov 2003]. Ces différents points confirmeraient alors que le coup de foudre observé Figure 4.16 est de polarité positive.

3.1.2. L'analyse de la luminosité

Dans la littérature, il apparaît différents travaux portant sur l'analyse de la luminosité du canal de foudre. En étudiant l'enregistrement d'une caméra de vidéosurveillance (30 images par seconde) et des mesures de courant, Hussein et Kazazi déduisent divers paramètres liés à des coups de foudre frappant la tour CN, au Canada [Hussein and Kazazi 2013]. Ils s'intéressent notamment à la polarité des coups de foudre ou encore au nombre d'arcs en retour qui les composent. De même, Diendorfer *et al.* comparent les variations de luminosité d'un canal obtenues avec une caméra rapide (1000 images par seconde) aux mesures de courants de foudre correspondantes et relevées à la tour Gaisberg, en Autriche [Diendorfer et al. 2002].

Dans notre cas, pour analyser les variations de la luminosité du canal, une valeur moyenne est calculée pour chaque image de l'enregistrement vidéo. Pour cela, une ligne de l'image est sélectionnée et la moyenne de la valeur de chacun de ses pixels est calculée. Sur la Figure 4.17, la ligne de pixels choisie est symbolisée par la ligne horizontale blanche.



Figure 4.17 : Illustration de la ligne de pixels utilisée pour le calcul de la luminosité moyenne.

Par ailleurs, si le coup de foudre se produit en journée ou si l'obscurité ambiante n'est pas totale, l'arrière-plan de l'image n'est pas complètement noir. Un offset apparaît donc dans ce cas sur le relevé de la luminosité. Pour étudier uniquement la luminosité du canal, il convient alors de retrancher cet offset aux relevés de luminosité. Enfin, dans notre cas et par commodité, ces relevés sont normalisés afin d'obtenir des variations inférieures ou égales à 1.

Cette méthode a donc été appliquée aux trois enregistrements de la caméra rapide présentés dans ce manuscrit. Les relevés de luminosité associés sont présentés Figure 4.18 (a et b) et Figure 4.19.

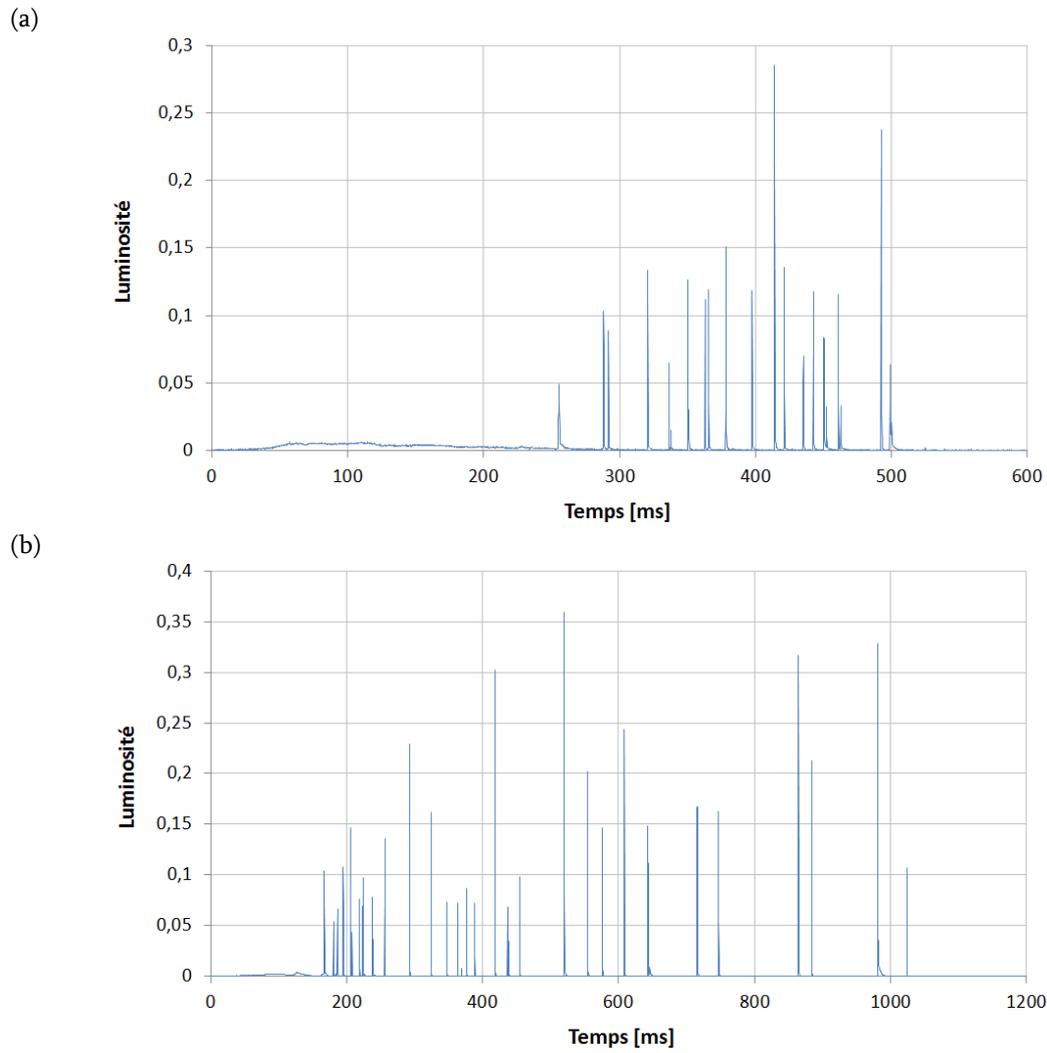


Figure 4.18 : Évolution de la luminosité du canal de coups ascendants négatifs.
Enregistrements (a) du 1^{er} août 2014 et (b) du 8 août 2014.

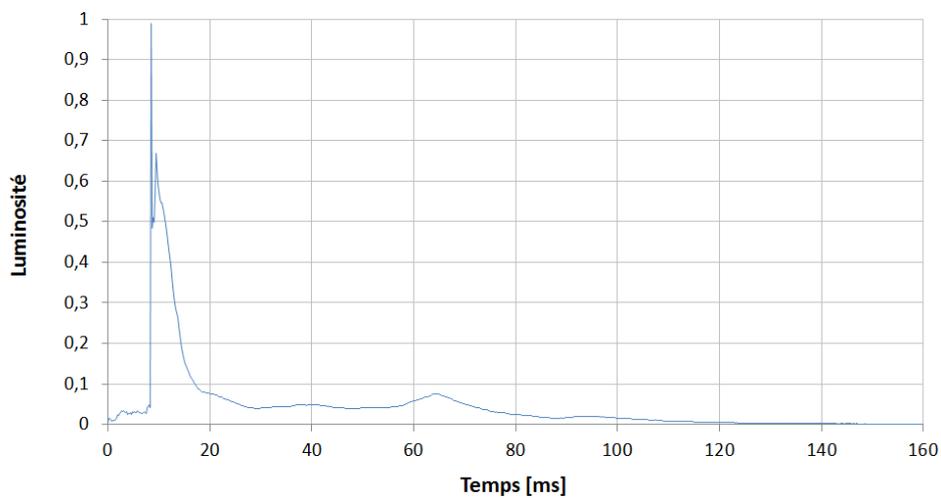


Figure 4.19 : Évolution de la luminosité du canal d'un coup ascendant positif.
Enregistrement du 23 juin 2014.

Les relevés des coups ascendants négatifs (Figure 4.18) sont très similaires. Ils se composent d'une phase d'initiale de quelques centaines de millisecondes, où la luminosité du canal est faible, mais relativement stable, suivie d'une phase d'arcs en retour de plusieurs centaines de millisecondes, au cours de laquelle chaque arc apparaît clairement par un pic de luminosité de l'ordre de la milliseconde. Nous observons donc sur cette évolution de la luminosité les deux phases caractéristiques d'un coup négatif que sont la phase initiale, liée à la propagation des traceurs, et la phase d'arcs en retour.

Pour le coup positif (Figure 4.19), le relevé de luminosité se caractérise par un unique pic d'une dizaine de millisecondes, suivi pendant environ 60 ms d'une phase stationnaire où la luminosité est faible, mais peu fluctuante. Contrairement aux coups négatifs évoqués précédemment, ici, le premier (et unique) arc en retour est précédé d'une phase initiale d'une durée de seulement 8 ms.

3.1.3. L'estimation du courant

Étant donné que la grande majorité des arcs observés dans ces trois enregistrements vidéo est détectée par le réseau de détection, il est possible d'associer à chaque variation lumineuse, la valeur de courant qu'il l'a engendrée. Or, selon Rakov et Uman, la luminosité d'un canal de foudre est considérée comme représentative du courant écoulé à travers ce canal [Rakov and Uman 2007]. Par ailleurs, Diendorfer *et al.* obtiennent de bonnes corrélations entre les variations de luminosité et les mesures de courants écoulés au travers de la tour Gaisberg [Diendorfer et al. 2002].

Ainsi, Figure 4.20 est représentée la luminosité relative des arcs en fonction des amplitudes de courant détectées par Météorage afin d'établir une relation entre ces deux grandeurs.

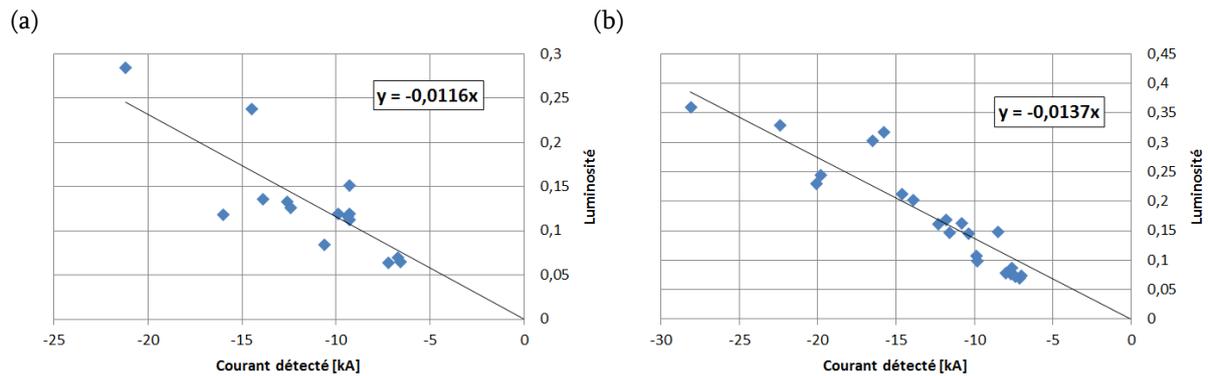


Figure 4.20 : Évolution de la luminosité des canaux en fonction du courant d'arc détecté par Météorage, dans le cas de coups ascendants négatifs (1^{er} et 8 août 2014).

Dans le cas des coups ascendants négatifs (Figure 4.20), les pentes des courbes de tendance obtenues sont de -0,0116 et -0,0137, pour les enregistrements du 1^{er} août 2014 et du 8 août 2014 respectivement. Pour le coup ascendant positif du 23 juin 2014, la luminosité de l'unique arc est de 0,99 et l'amplitude du courant est de +14,9 kA, le coefficient est donc de +0,0664.

Quoi qu'il en soit, en divisant les relevés de luminosité par les coefficients de proportionnalité qui ont été déduits, on obtient une estimation des allures de courant des coups de foudre étudiés. La Figure 4.21 présente notamment l'allure du courant d'un arc en retour. Sur cette figure, l'amplitude crête du courant d'arc est de -24 kA, pour une valeur détectée par Météorage de -22,4 kA.

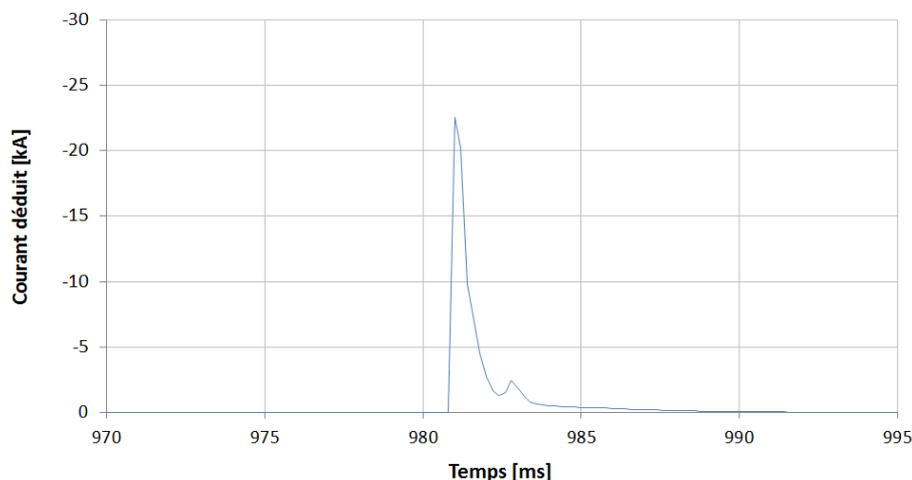


Figure 4.21 : Courant d'un arc subséquent d'un coup ascendant négatif déduit de l'enregistrement vidéo du 8 août 2014.

Nous pouvons remarquer sur cette allure de courant une seconde impulsion bien plus faible qui suit l'arc en retour. Jordan *et al.* ont observé des impulsions similaires sur des relevés de luminosité et les ont attribuées à des impulsions de type M-component, que nous avons déjà évoquées au Chapitre I [Jordan et al. 1995].

D'autre part, l'amplitude du courant continu initial de coups ascendants peut également être estimée à partir des allures de courant déduites. Dans le cas du coup de foudre du 1^{er} août 2014, ce courant quasi stationnaire fluctue autour de -350 A (Figure 4.22).

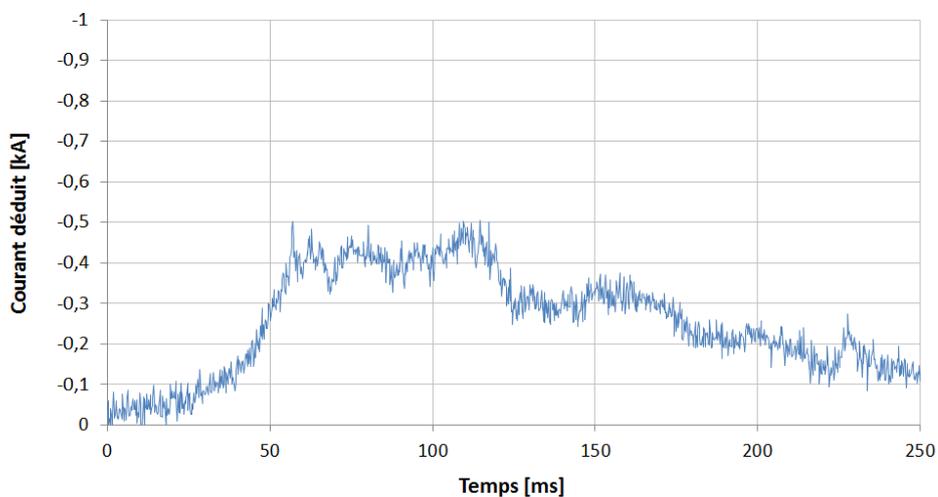


Figure 4.22 : Allure du courant continu initial d'un coup ascendant négatif déduit de l'enregistrement vidéo du 1^{er} août 2014.

Finalement, la charge consommée par ces coups de foudre peut être estimée par intégration des évolutions de courants déduites. Pour les deux coups ascendants négatifs du 1^{er} août 2014 et du 8 août 2014, les quantités de charges consommées par les coups dans leur globalité sont respectivement de 150 C et 138 C. De plus, la quantité de charges consommées par chaque arc en retour est de l'ordre de quelques coulombs. En revanche, la charge consommée par l'unique arc en retour du coup ascendant positif du 23 juin 2014 est d'environ 50 C. Elle est de 106 C lorsqu'on considère la totalité de ce coup de foudre.

Ces quantités de charges sont en bon accord avec celles qui apparaissent dans la littérature. La comparaison des valeurs médianes de paramètres de coups positifs et

négatifs, rapportée par Ogawa, montre notamment que la charge transférée par un arc positif est de l'ordre de plusieurs dizaines de coulombs, alors qu'elle n'est que de 1 à 2 C pour les arcs subséquents négatifs [Ogawa 1995].

3.2. Les mesures de champ électrique

Au cours de l'année 2014, chaque antenne capacitive a réalisé plus de 3000 enregistrements, dont un grand nombre peut être corrélé avec les données du réseau de détection. Nous analyserons donc ici ces mesures et tenterons de comprendre l'origine des différentes allures de champ électrique observées. Pour cela, les mesures seront traitées selon la distance à laquelle les arcs composant ces coups de foudre sont détectés. Nous distinguerons notamment les coups de foudre sur le site du Pic du Midi (soit une distance inférieure à 1 km), les coups de foudre lointains (à une distance supérieure à 10 km) et les coups de foudre proche (à une distance comprise entre 1 et 10 km).

3.2.1. Les champs liés à des coups de foudre sur le Pic du Midi

Nous avons vu précédemment que Heidler distinguait deux catégories de coups ascendants : les « *self-initiated upward lightning* » pour des coups ascendants qui se propagent uniquement sous l'influence du champ électrique statique, et les « *other-triggered upward lightning* » pour des coups de foudre qui sont initiés par une décharge plus ou moins proche. Nous qualifierons respectivement ces deux types de coups ascendants de « coups autonomes » et « coups non autonomes ».

Pour éviter toutes confusions, nous attirons l'attention sur le fait que nous évoquons ici des coups ascendants déclenchés naturellement. En aucun cas, nous n'évoquerons des coups de foudre déclenchés artificiellement comme ce fut le cas au moyen de fusées à Saint Privat d'Allier en France ou à Camp Blanding en Floride [Fieux et al. 1976; Rakov et al. 2005].

Les mesures de champ électrique réalisées par Heidler *et al.* à la tour Peissenberg en Allemagne montrent une signature spécifique à chacune des deux catégories de coups

ascendants [Heidler et al. 2013]. Les enregistrements de champ liés aux coups ascendants « autonomes » se caractérisent par une large impulsion monopolaire précédant la phase de décharge composée d'impulsions rapides. Pour les coups ascendants « non autonomes », la large impulsion précédant la phase de décharge présente une forme bipolaire.

Nous noterons que Zhou *et al.* observent des signatures de champ électrique similaires pour des coups ascendants à la tour Gaisberg, en Autriche [Zhou et al. 2012]. De même, Montanyà *et al.* présentent la mesure complète du champ électrique généré par un coup ascendant « autonome » sur le site « Eagle Nest », en Espagne, et Guimarães *et al.* celle du champ électrique généré par un coup ascendant « non autonome » sur le site « Morro do Cachimbo », au Brésil [Montanyà et al. 2012; Guimarães et al. 2014].

3.2.1.1. Les coups ascendants « autonomes »

Au cours de la campagne de mesure de 2014, six enregistrements de champ électrique sont caractéristiques d'un coup ascendant « autonome ». La mesure du 22 mai 2014, présentée Figure 4.23, correspond notamment à ce type de décharges.

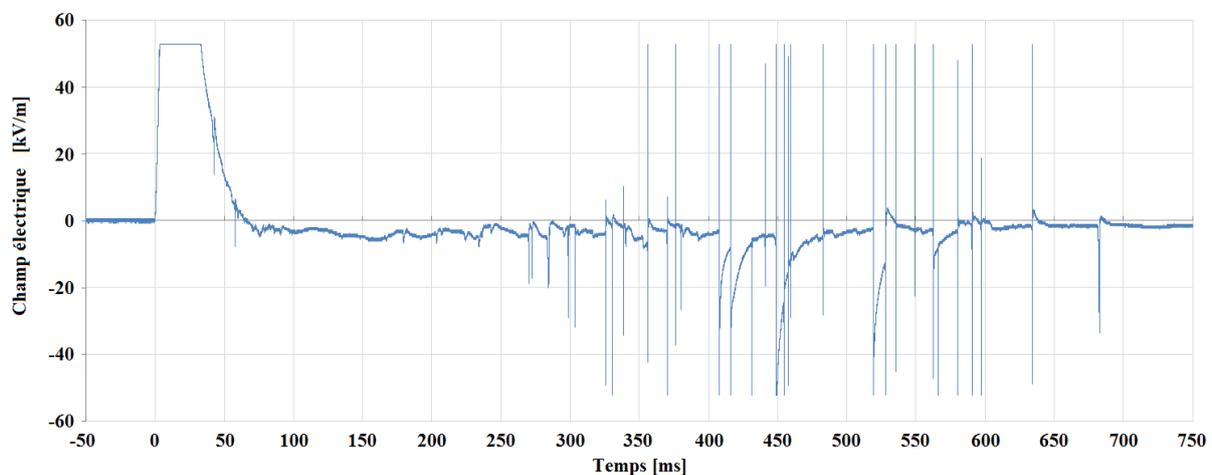


Figure 4.23 : Enregistrement par l'antenne « large bande » du champ électrique généré par un coup ascendant « autonome ». Relevé du 22 mai 2014 à 02:00:59.

Sur cet enregistrement, la large impulsion monopolaire et positive, caractéristique des coups « autonomes », apparaît clairement à $t = 0$ ms et pour une durée d'environ 60 ms. À partir de $t = 260$ ms environ, la phase d'arcs en retour démarre et 32 impulsions

se succèdent. D'après les données du réseau de détection, 22 de ces impulsions sont corrélées avec les arcs détectés. Leurs amplitudes sont comprises entre -5,4 kA et -19,4 kA. Les caractéristiques correspondant à chacun des arcs de ce coup de foudre sont détaillées en ANNEXE F.3. Par ailleurs, l'analyse des données du réseau de détection dans un rayon de 50 km autour du Pic du Midi confirme que cet enregistrement correspond à un coup ascendant « autonome », dans la mesure où aucun arc n'a été détecté durant les quelques centaines de millisecondes précédant cette mesure de champ.

Nous noterons que les relevés de la Figure 3.24 (paragraphe III.4.2.2) présentent la même allure et qu'aucun arc n'a été détecté par Météorage les secondes précédant la mesure. Nous en concluons que le coup de foudre observé était également de type « autonome ».

3.2.1.2. Les coups ascendants « non autonomes »

Au total, durant la campagne 2014, trois enregistrements présentaient l'allure d'un coup ascendant « non autonome ». La Figure 4.24 illustre l'un de ces relevés. Il s'agit de la mesure du champ électrique correspondant au coup ascendant du 8 août 2014 dont l'enregistrement vidéo est présenté au paragraphe IV.3.1.1.1. Sur cette figure, la mesure du champ électrique est associée au relevé de luminosité du canal.

Nous ferons remarquer que l'échelle verticale de la courbe de luminosité a été réduite afin de mettre en évidence les faibles variations liées au traceur ascendant. Par ailleurs, grâce à l'enregistrement de la caméra rapide, l'instant de démarrage de ce traceur peut être précisément localisé sur ces mesures.

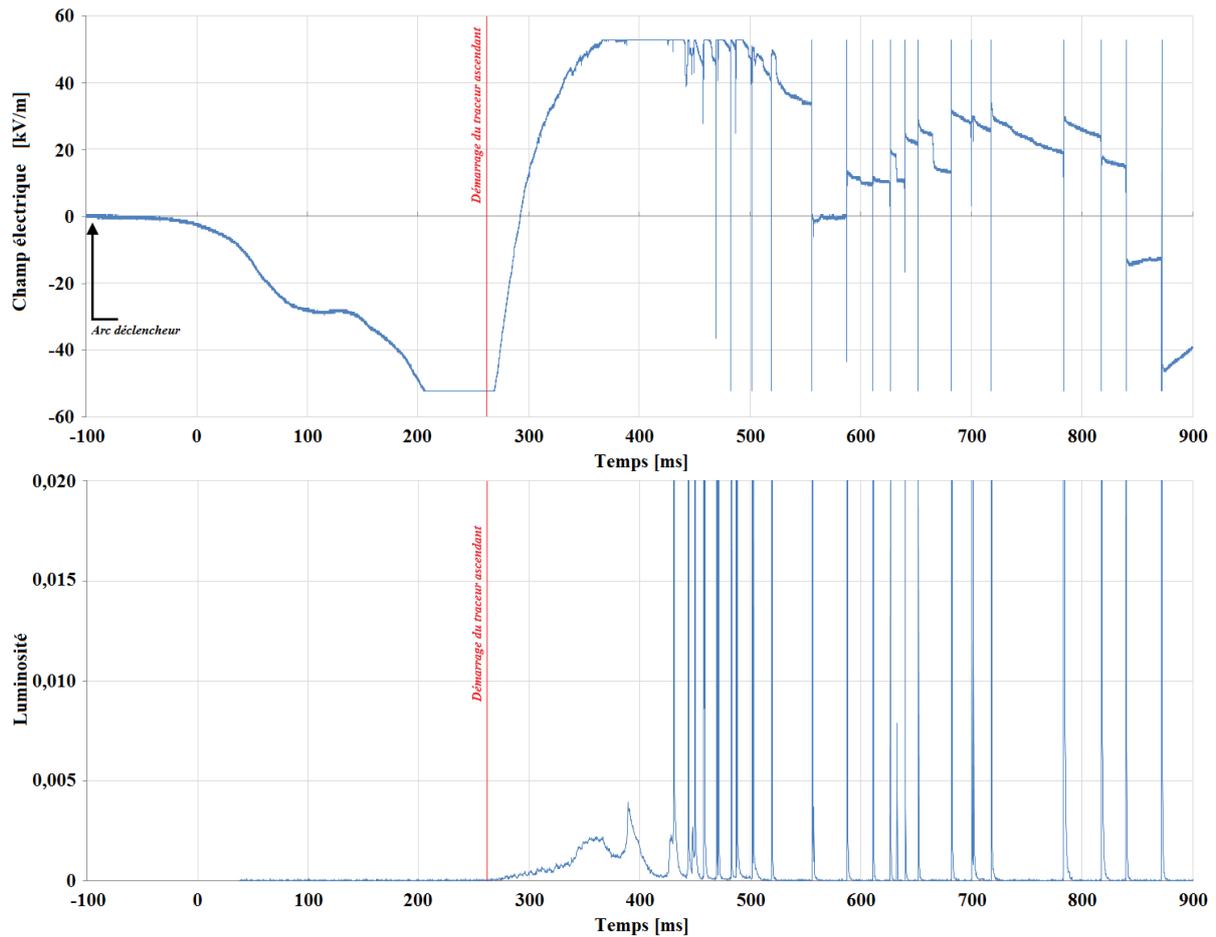


Figure 4.24 : Enregistrements, dans le cas d'un coup ascendant « non autonome », du champ électrique généré et de la luminosité du canal. Relevé du 8 août 2014 à 21:55:44.

Nous avons vu au paragraphe IV.3.1.1.1 avec l'analyse du relevé de luminosité que la majorité des flashes lumineux était corrélée avec des arcs détectés par le réseau de détection, il en va donc de même pour les impulsions rapides de champ électrique. Par ailleurs, l'analyse des données du réseau de détection dans un rayon de 50 km autour du Pic du Midi, montre qu'un arc a été détecté 565 ms avant le premier arc détecté. Sur la Figure 4.24, cet arc est nommé « arc déclencheur » (à $t = -95$ ms) puisque c'est à la suite de celui-ci que le champ électrique commence à varier aux abords du Pic.

Suite à cet arc « déclencheur », le champ électrique décroît pendant environ 300 ms dépassant le niveau de saturation négative ($E < -50$ kV/m à $t = 250$ ms environ). Ensuite, il croît rapidement pendant 150 ms changeant ainsi de polarité et atteignant le niveau de saturation opposé ($E > +50$ kV/m à $t = 400$ ms environ). Nous parlons donc d'impulsion

bipolaire, du fait de cette alternance de polarité du champ électrique. À partir de cet instant, la phase d'arcs en retour débute.

L'enregistrement vidéo présenté au paragraphe IV.3.1.1.1 permet de comptabiliser 29 flashes lumineux au total dont 22 sont corrélés avec les données du réseau de détection. Du fait de sa durée limitée (1 s), l'enregistrement de champ électrique ne compte que 23 impulsions rapides, dont 15 corrélées. Les caractéristiques correspondant à chacun des arcs de ce coup de foudre sont détaillées en ANNEXE F.4. Concernant l'arc « déclencheur », Météorage le localise à une distance de 49,9 km du Pic du Midi, estime son amplitude à +11,7 kA et le détecte donc comme arc positif.

Du fait de sa polarité positive, nous pouvons supposer que l'arc « déclencheur » entraîne une redistribution des charges au sein du nuage orageux qui tend à renforcer le champ électrique sous le nuage. Au niveau du Pic du Midi, ce champ devient alors suffisant pour déclencher un coup ascendant négatif depuis l'antenne TDF. C'est pour cette raison que nous parlons, dans ce cas, de coup ascendant « non autonome ». Quoiqu'il en soit, sous l'effet de ce renforcement de champ, un traceur ascendant positif est émis depuis la pointe de l'antenne TDF entraînant alors l'inversion du champ électrique au niveau des antennes. Ce dernier évolue ensuite comme dans le cas d'un coup « autonome », c'est-à-dire une variation lente tendant vers zéro sur laquelle se superposent de nombreuses impulsions rapides.

3.2.2. Les champs liés à des coups de foudre lointains

Dans certains cas, la redistribution des charges au sein du nuage liée à un arc lointain n'est pas suffisante pour amorcer un coup de foudre. Cette faible redistribution de charges se traduit alors au Pic du Midi par une variation lente du champ électrique.

Pour un coup de foudre lointain positif, cette variation est négative, comme le montre la Figure 4.25. En effet, à $t = -58$ ms, une impulsion de champ négative démarre. À cet instant, Météorage détecte un arc positif d'une amplitude de +9,9 kA à une distance du Pic du Midi de 27,6 km. La variation de champ qui s'en suit dure plus de 1 s et atteint une

valeur de -18,5 kV/m. Les caractéristiques de cet arc sont détaillées en ANNEXE F.5.

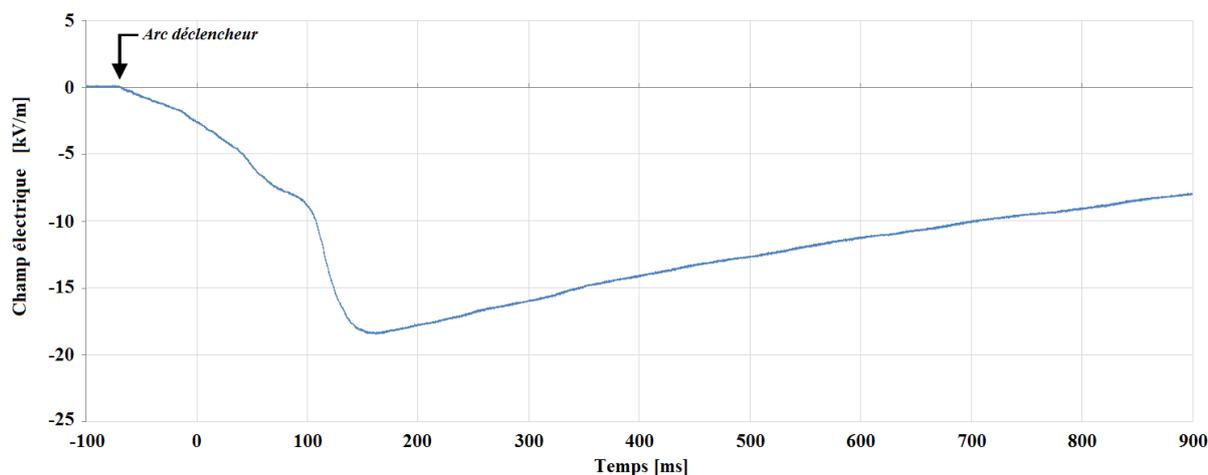


Figure 4.25 : Enregistrement par l'antenne « large bande » du champ électrique généré par un coup positif lointain. Relevé du 25 juillet 2014 à 01:02:33.

À l'inverse, si le coup de foudre lointain est de polarité négative, la variation du champ électrique est positive. La Figure 4.26 illustre ce cas. À $t = +54$ ms, une impulsion de champ positive démarre. À cet instant, Météorage détecte un arc négatif d'une amplitude de -12,9 kA à une distance du Pic du Midi de 18,9 km. La variation de champ qui s'en suit dure plus de 900 ms et atteint une valeur d'environ +14 kV/m. Les caractéristiques de cet arc sont détaillées en ANNEXE F.6.

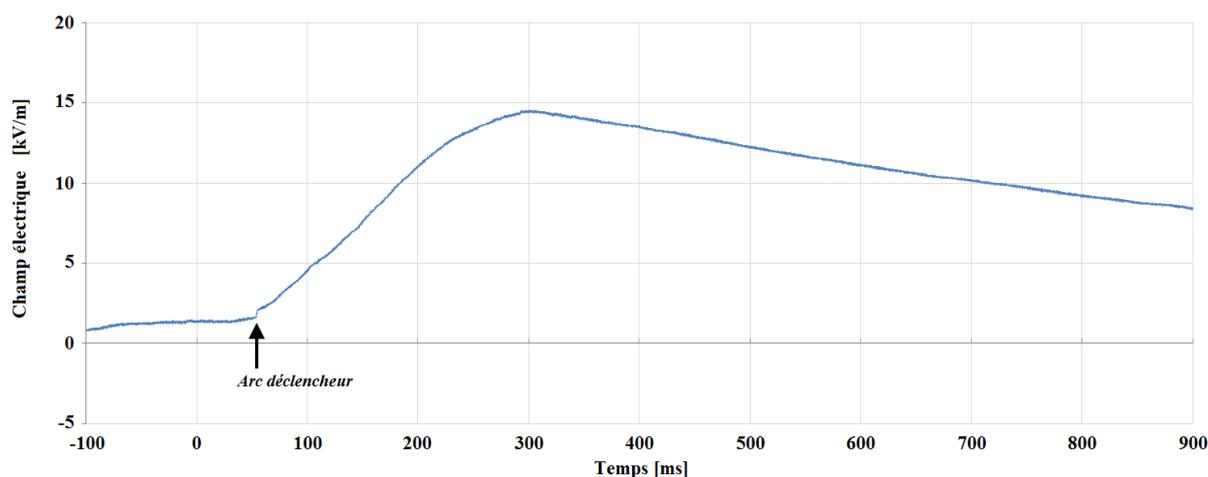


Figure 4.26 : Enregistrement par l'antenne « large bande » du champ électrique généré par un coup négatif lointain. Relevé du 16 septembre 2014 à 20:05:50.

Dans la mesure où nous mesurons des variations de champ électrique induites par des décharges à des distances de plusieurs dizaines de kilomètres (49,9 km dans le cas de la Figure 4.24), l'analyse des données météorologiques correspondantes pourrait apporter des informations complémentaires. Les dimensions et la position du nuage orageux à l'instant de la mesure seraient des paramètres à étudier. Ils permettraient notamment de savoir si les mesures correspondent au champ rayonné par le coup de foudre distant ou à une redistribution des charges au sein du nuage. Comme vu précédemment, cette dernière peut donner lieu à une variation du champ électrique au-dessus du Pic du Midi.

3.2.3. Les champs liés à des coups de foudre proches

Au cours du Chapitre III, il a été mis en évidence que pour des coups de foudre à une distance comprise entre 1 km et 10 km du Pic du Midi, la mesure du champ électrique se caractérise par une large impulsion de plusieurs centaines de millisecondes sur laquelle viennent se superposer des variations rapides liées aux différents arcs en retour.

La mesure de la Figure 4.27 correspond à un coup de foudre détecté par Météorage à une distance d'environ 7 km du Pic du Midi. Il se composait de 6 arcs en retour dont les amplitudes étaient comprises entre -8,3 kA et -25,4 kA. Chacune des variations de champ électrique générées par ces arcs est identifiée par une flèche sur la Figure 4.27. La numérotation de ces flèches fait référence aux caractéristiques de chaque arc détaillées en ANNEXE F.7.

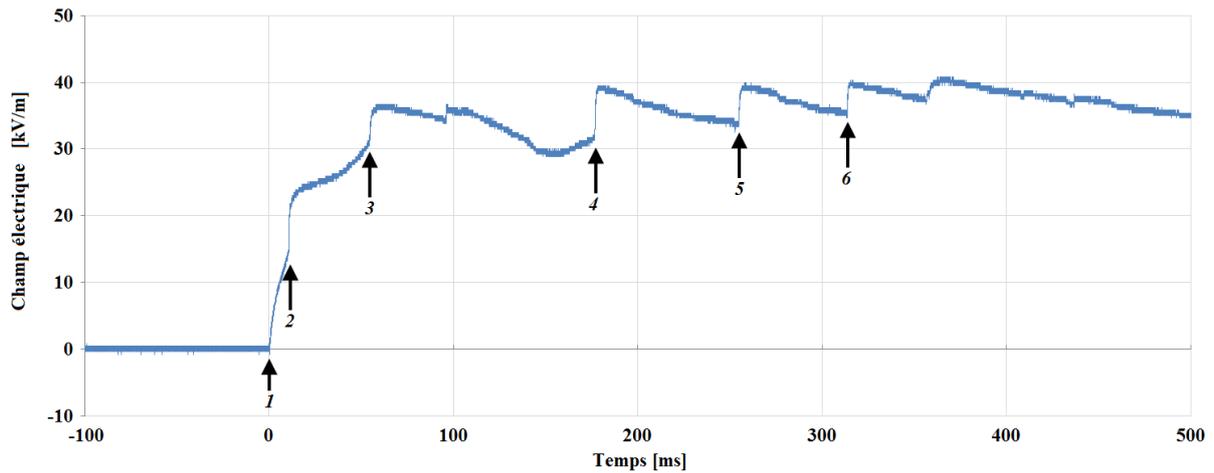


Figure 4.27 : Enregistrement par l'antenne « large bande » du champ électrique généré par un coup de foudre négatif à une distance inférieure à 10 km. Relevé du 11 juin 2014 à 16:46:39.

3.2.4. Défaut de mesure

L'analyse des nombreux enregistrements de champ électrique effectués dans le cadre de notre étude met en évidence une troisième catégorie d'allure de champ dans le cas de coups de foudre sur le Pic du Midi. L'allure générale de ces enregistrements se compose uniquement d'impulsions rapides, sans aucune composante continue. L'un de ces enregistrements est illustré Figure 4.28.

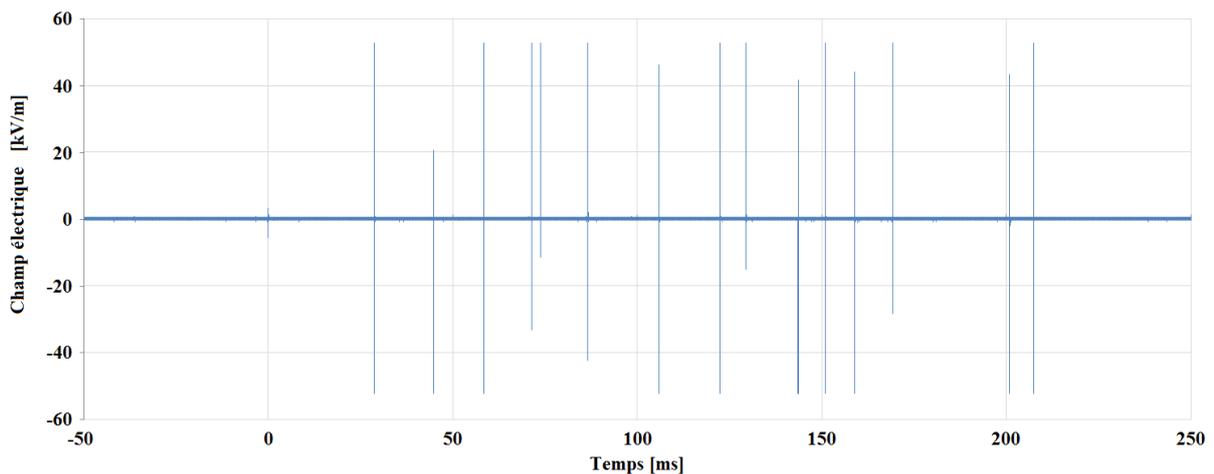


Figure 4.28 : Illustration du troisième type d'enregistrement de champ électrique dans le cas de coups de foudre sur le Pic du Midi. Relevé de l'antenne « large bande » du 1^{er} août 2014 à 15:41:52.

Par ailleurs, en analysant plus précisément chacune de ces impulsions, il peut être noté que la lente décroissance du champ, caractéristique des impulsions de champ

électrique liées à un arc en retour, n'apparaît pas (Figure 4.29). Les impulsions sont des variations très rapides de l'ordre de quelques microsecondes.

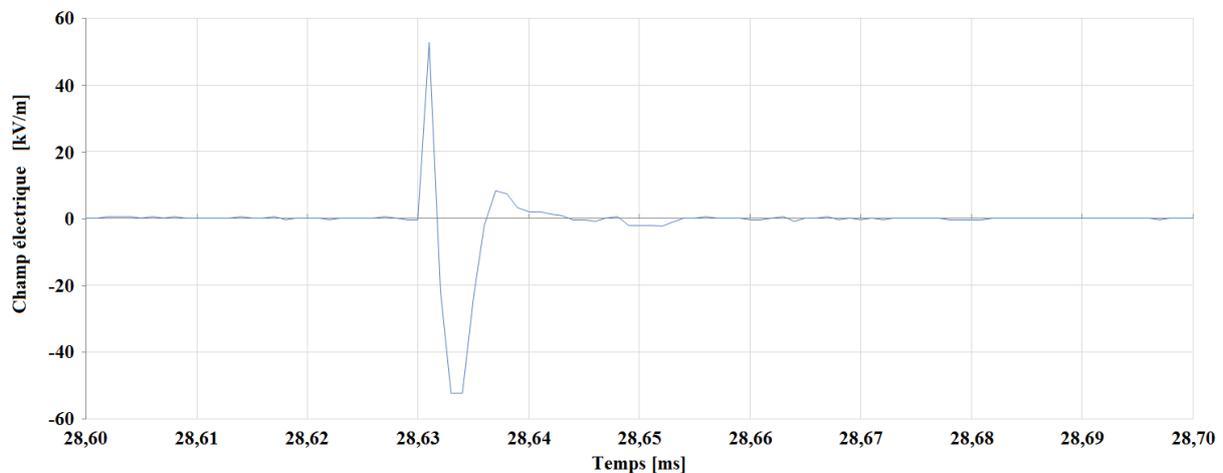


Figure 4.29 : Illustration des impulsions de champ liées à un arc en retour dans le cas du troisième type d'enregistrement de champ. Premier arc du coup de foudre du 1er août 2014 à 15:41:52.

Une explication envisagée de ce changement dans les mesures de champ électrique est que, malgré les trous d'évacuation, la pluie remplit l'intervalle entre les deux électrodes de l'antenne et induit, en parallèle de cette dernière, une résistance de fuite. Celle-ci aurait alors pour conséquence de modifier complètement la réponse de l'antenne et plus particulièrement en basses fréquences.

3.2.5. Les évolutions des mesures de champ électrique

3.2.5.1. Modification des antennes capacitives

Afin de s'affranchir des effets indésirables de la pluie sur nos antennes capacitives, il devra être envisagé de modifier leur géométrie. Une première solution serait de recouvrir les antennes d'une protection composée d'un matériau non conducteur (Figure 4.30). Comme on peut le voir Figure 3.13.a, cette méthode est notamment employée par Montanyà *et al.* dont le capteur de champ est placé sous un dôme plastique [Montanyà et al. 2012]. Il faudra cependant s'assurer qu'une telle protection n'entraîne aucune modification de la mesure du champ électrique.

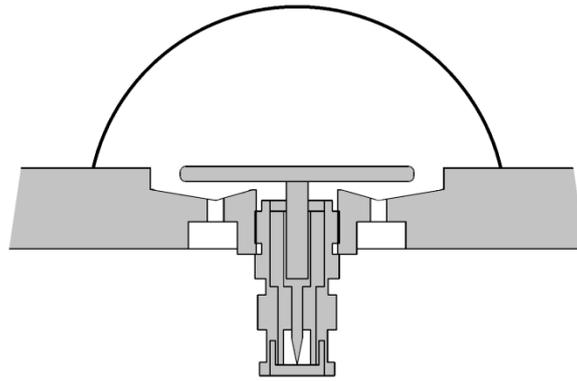


Figure 4.30 : Illustration de la solution consistant à protéger les antennes capacitives par un dôme plastique.

La seconde approche consiste à garder une distance suffisamment importante entre les deux électrodes afin que l'eau soit rapidement évacuée et qu'elle ne puisse pas s'accumuler. L'antenne mise en œuvre par Jerauld, dont un schéma en coupe est présenté Figure 4.31, utilise notamment ce principe [Jerauld 2007]. Une telle géométrie impliquera probablement de redimensionner le circuit de mise en forme associé.

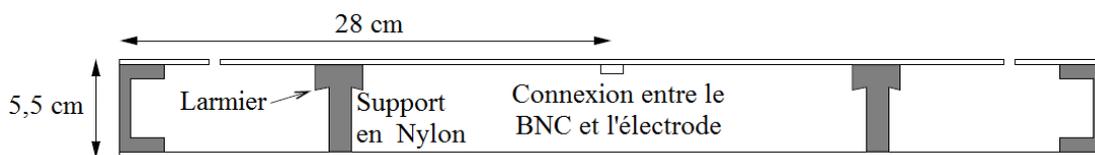


Figure 4.31 : Vue en coupe d'une antenne capacitive avec un dégagement important sous l'électrode de mesure [Jerauld 2007].

3.2.5.2. Une mesure en champ lointain

Au paragraphe III.3, nous avons présenté le développement et la calibration de trois antennes capacitives pour la mesure des variations rapides du champ électrique. Deux d'entre elles, l'antenne « rapide » et l'antenne « large bande » sont installées sur le site et sont opérationnelles. La troisième antenne, nommée « antenne lente », devra, quant à elle, être installée sur le toit de l'usine ABB à Bagnères-de-Bigorre, soit à une quinzaine de kilomètres du Pic du Midi. Sa bande passante, comprise entre 1 Hz et 500 Hz, permettra d'enregistrer les variations de champ liées à des arcs se produisant sur le Pic du Midi, mais dans un environnement électromagnétique beaucoup plus calme.

3.3. Les mesures de courant dans le paratonnerre de la DIMM

Concernant les mesures directes de courant au travers du paratonnerre de la plateforme DIMM, seules quatre impulsions ont été relevées au cours de notre étude. Ces quatre impulsions de courant sont illustrées Figure 4.32 et l'une d'entre elles (Figure 4.32.a) a déjà été présentée au Chapitre III. Pour une meilleure lisibilité, les courbes présentées ici sont issues d'un lissage des mesures expérimentales d'origine.

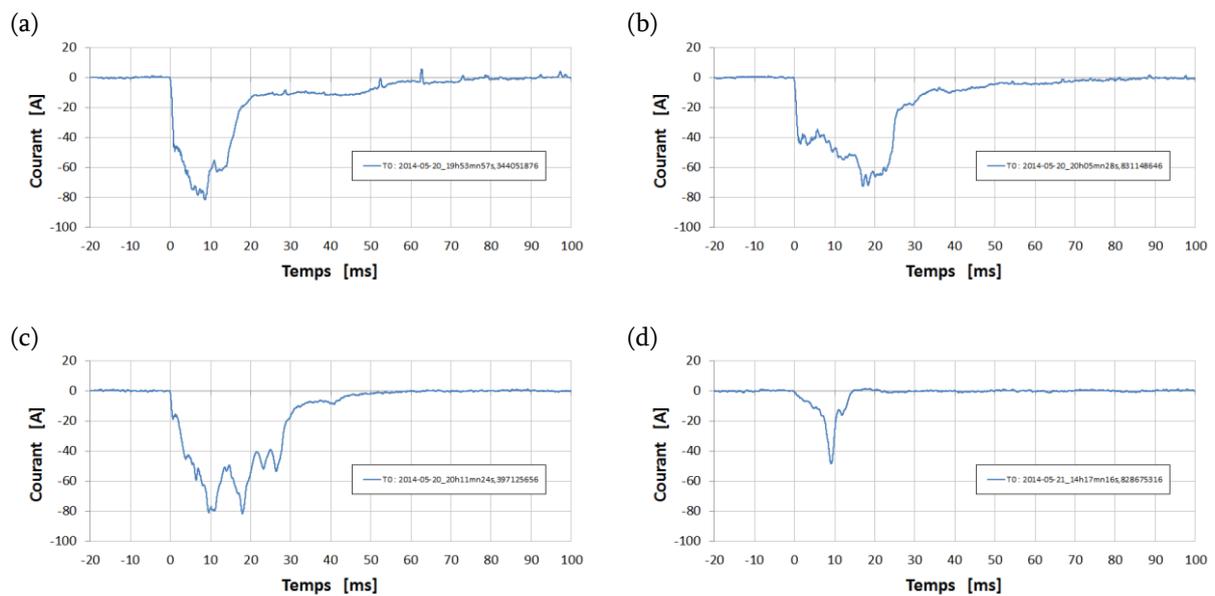


Figure 4.32 : Mesures d'impulsions de courant à travers le paratonnerre de la plateforme DIMM.

Les trois premières impulsions (Figure 4.32.a, b et c) présentent des amplitudes crête d'environ -80 A, des fronts de montée de l'ordre de la dizaine de millisecondes et des largeurs à mi-hauteur comprises entre 15 et 25 ms. Nous noterons également que ces trois impulsions semblent être suivies d'un courant persistant d'environ -10 A pendant des durées allant de 10 à 30 ms.

En comparaison avec les trois premières impulsions, la dernière (Figure 4.32.d) présente des caractéristiques plus faibles. En effet, son amplitude crête est de -47 A, son front de montée d'une dizaine de millisecondes et sa durée à mi-hauteur de quelques millisecondes. Par ailleurs, elle n'est suivie d'aucune phase de courant persistant.

Notons, par ailleurs, que l'intégration de ces signaux de courant donne des quantités de charges consommées variant de 200 mC à 1,6 C.

Concernant l'origine de ces impulsions de courant, il a été conclu au Chapitre III qu'elles étaient liées à l'émission d'un traceur avorté depuis la pointe du paratonnerre et donc à la conduction d'un courant au travers de celui-ci, et non à un courant induit par le rayonnement d'un coup de foudre proche. En effet, les caractéristiques des impulsions semblent être du même ordre de grandeur que celles rapportées par Rakov et Uman dans le cas de coups ascendants sans arc en retour. De même, ces courants expliqueraient les traces de fusion observées sur la pointe du paratonnerre (Figure 3.22). Enfin, la foudre ayant frappé le Pic du Midi à de nombreuses reprises au cours de l'étude, le nombre d'enregistrements de courant dans le paratonnerre aurait dû être bien supérieur à quatre si les impulsions mesurées étaient l'image du champ rayonné par des coups de foudre proche. Quoi qu'il en soit, seule l'observation (ou non) de traceurs à la pointe du paratonnerre permettrait de lever l'incertitude quant à l'origine de ces impulsions de courant.

3.4. Autres perspectives de l'instrumentation

3.4.1. Une extension du réseau de caméras

Nous venons d'analyser quatre enregistrements de courants, écoulés à travers le paratonnerre de la plateforme DIMM et nous en avons conclu que ces enregistrements étaient probablement liés à l'émission de traceurs ascendants depuis le paratonnerre. Nous avons également ajouté que seule l'observation réelle de tels phénomènes permettrait de confirmer l'origine de ces courants. Bien que le paratonnerre, et plus globalement la zone de la plateforme DIMM, soit filmé par une caméra semi-rapide et une caméra de vidéosurveillance, des décharges peu lumineuses telles que des traceurs ascendants ou des décharges couronne pourraient ne pas être visibles par les deux caméras en question du fait de leur recul d'environ 150 m. Il faudrait donc envisager d'installer à proximité du paratonnerre une caméra dirigée vers la pointe de ce dernier. Celle-ci serait d'autant plus

efficace, si elle était sensible aux rayonnements UV. Elle permettrait alors d'observer les éventuelles décharges émises à la pointe du paratonnerre et ainsi confirmer l'origine des courants mesurés à travers le paratonnerre.

Par ailleurs, que ce soit les deux caméras orientées vers l'antenne TDF (caméra rapide et caméra de vidéosurveillance) ou les deux caméras orientées vers la plateforme DIMM, leur recul d'environ 150 m limite leur champ de vision (vertical) à une centaine de mètres. Par conséquent, seule la partie basse d'un coup de foudre peut être observée. Il serait donc intéressant d'installer une caméra relativement loin du site afin, d'une part, d'observer l'ensemble du site, et d'autre part, de visualiser les décharges dans leur ensemble. La crête du Taoulet est située à environ 2 km du Pic du Midi et accueille la gare intermédiaire du téléphérique. Ce site offrant un accès aux réseaux électrique et informatique permettrait d'installer une caméra avec une vue directe sur le massif du Pic du Midi, et un recul suffisant. Cependant, une certaine réserve est à avoir quant à ce point d'observation dans la mesure où, durant un orage, la vue du Pic du Midi depuis cette crête peut régulièrement être masquée par des nuages.

3.4.2. Une mesure des courants écoulés par l'antenne

Dans le cadre de l'étude du foudroiement de structures élevées, ou de la foudre en général, la mesure du courant est un paramètre essentiel à la compréhension du phénomène. Le Tableau 1.4 de ce manuscrit énumérant un certain nombre de structures élevées montre que chacune d'elles est équipée de manière à mesurer les courants de foudre qu'elles écoulent. Actuellement, notre installation au Pic du Midi ne permet pas de mesurer le courant traversant l'antenne TDF. Seul le paratonnerre de la plateforme DIMM est équipé de sondes Rogowski.

Une des évolutions majeures à apporter à l'expérimentation est un moyen de mesurer les courants de foudre dans l'antenne TDF. La solution initialement envisagée consistait à équiper la structure de l'antenne, ou tout du moins une portion, d'une ceinture de Rogowski, comme le sont notamment la tour Säntis, en Suisse, et la tour CN,

au Canada [Romero et al. 2012; Hussein et al. 2004]. Cette approche demande donc d'avoir un accès direct à la structure de l'antenne pour y installer des capteurs. Or, au Pic du Midi, l'administration responsable de l'antenne TDF n'autorise ni l'accès à la structure de l'antenne, ni l'installation d'équipements.

La seconde solution serait alors de réaliser une mesure à distance du champ magnétique rayonné par le courant traversant l'antenne. Le courant de foudre pourrait alors être déduit par intégration de la mesure du champ magnétique par B-dot. Cette méthode, qui est notamment mise en œuvre à la tour Peissenberg, en Allemagne ou au Camp Blanding, en Floride, nous permettrait d'obtenir une mesure fiable du courant et ainsi de valider l'estimation du courant réalisée à partir des enregistrements vidéo et présentée à la partie IV.3.1.3 [Manhardt et al. 2010; Jerauld 2007].

3.4.3. La fiabilisation de l'instrumentation

Au cours de notre étude, de gros efforts ont été réalisés dans le but de fiabiliser l'expérimentation. Nous pouvons signaler, par exemple, que des onduleurs ont été installés pour s'affranchir des coupures d'alimentation qui peuvent se produire sur le site durant un orage. Malgré ces efforts, le travail de fiabilisation de l'instrumentation est à poursuivre dans le but d'obtenir pour chaque coup de foudre frappant le site, des mesures du champ électrique, des mesures de courant, notamment ceux écoulés à travers l'antenne TDF, ainsi que des enregistrements vidéo des différentes décharges. Un système de redémarrage à distance des systèmes informatiques pourrait notamment être installé afin de ne pas avoir à se déplacer en cas de défaillance d'un appareil et ainsi être plus réactif vis-à-vis du dépannage de l'instrumentation.

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté dans ce manuscrit avait pour objectif d'évaluer le risque de foudroiement d'un site. Un modèle de protection a donc été développé dans le but de calculer les probabilités que chaque point d'une structure soit foudroyé. Cette méthode a notamment été appliquée au site du Pic du Midi de Bigorre, au sommet duquel un ensemble de diagnostics électriques et optiques a été installé pour l'étude des phénomènes mis en jeu dans le foudroiement d'une structure en altitude.

La première étape de notre méthode, basée sur le modèle électrogéométrique, a consisté à évaluer les probabilités de foudroiement d'une structure par des coups descendants. Dans le cas du Pic du Midi, l'application de cette méthode a mis en avant deux sites particulièrement vulnérables dans le cas de ce type de décharges : l'antenne TDF et le paratonnerre de la plateforme DIMM.

L'analyse statistique des données du réseau de détection qui s'en est suivi a apporté les paramètres nécessaires au calcul de probabilités globales tenant compte des coups descendants et ascendants. Cette analyse a montré notamment que les coups de foudre observés sur le site comportent en moyenne 4,36 arcs, présentent majoritairement une intensité d'environ -10 kA et sont à 99,5 % de type ascendant. En intégrant ces paramètres aux probabilités, seule l'antenne TDF maintient une probabilité de foudroiement conséquente, liée principalement aux coups ascendants se développant depuis sa pointe.

Les probabilités précédemment évaluées au moyen de notre modèle ont été comparées avec les résultats fournis par le modèle électrogéométrique préconisé par la norme. Cette confrontation souligne, d'une part, la concordance des deux méthodes, mais également les apports de notre modèle en mettant en évidence les zones les plus vulnérables de la structure. Notre modèle montre notamment que, dans une approche analytique de protection foudre, il n'est peut-être pas nécessaire de protéger la totalité des

points vulnérables, contrairement à ce que sous-entend l'application du modèle électrogéométrique et ceci dans le cas de structures « complexes ».

Dans une optique simplificatrice du code de calcul et du fait de la représentation matricielle utilisée dans notre modèle, l'hypothèse a été faite que les traceurs descendants ont une trajectoire strictement verticale. La conséquence de cette conjecture est double : d'une part, nous minimisons les probabilités de foudroiement des structures élevées et d'autre part, les coups de foudre latéraux sur ces mêmes structures ne sont pas pris en compte.

Il conviendrait donc de mettre en œuvre une représentation par éléments finis afin de considérer toutes les zones vulnérables d'une structure. Par ailleurs, l'émission de traceurs ascendants sous l'influence d'un traceur descendant, pourrait être mise en œuvre par un modèle physique de création et de propagation de traceurs. Il conviendrait également d'optimiser le code de calcul afin de réduire la durée de son exécution. Enfin, l'influence des paramètres géoclimatiques, tels que la direction des vents dominants ou la topographie du sol, sur le foudroiement du site pourrait être investiguée dans l'optique d'une intégration au modèle de protection.

Finalement, les probabilités de foudroiement fournies par le modèle sont globalement en accord avec les observations recueillies sur le site, qui correspondent à un foudroiement quasi systématique de l'antenne TDF, au détriment du paratonnerre situé sur la plateforme DIMM.

L'instrumentation du Pic du Midi, qui est à ce jour opérationnelle et entièrement automatisée, a nécessité la mise en place de divers moyens de diagnostics spécifiques, tels que des sondes de courant, des capteurs de champ et un réseau de caméras. La mesure des variations rapides de champ électrique a notamment nécessité le développement et la

calibration d'antennes capacitives. Un système automatique d'acquisition, de stockage et de synchronisation des mesures, géré par un programme LabVIEW, a également été mis en œuvre.

Ainsi, plusieurs impacts sur l'antenne TDF ont été clairement filmés grâce au réseau de caméras. Le développement de traceurs ascendants a notamment pu être enregistré au moyen de la caméra rapide. À partir de ces enregistrements vidéo, les différents modes de propagation des traceurs ascendants, qu'il soit positif ou négatif, ont pu être analysés et l'allure des courants de foudre correspondants a été déduite de l'évolution de la luminosité de ces traceurs. Concernant les mesures de champ électrique, plusieurs milliers d'enregistrements ont été obtenus grâce aux antennes capacitives pour des coups de foudre situés même à 50 km du Pic du Midi. Au moyen de ces enregistrements, nous avons montré qu'il existait deux mécanismes initiateurs du coup de foudre ascendant possibles, et qu'un coup de foudre pouvait se développer soit sous l'influence seule du champ statique, soit être initié par une décharge lointaine.

En termes de perspectives, plusieurs évolutions et améliorations peuvent être envisagées. Une mesure directe par sonde de Rogowski du courant écoulé à travers l'antenne TDF ne pouvant pas être mise en œuvre, la conception d'une antenne cadre pour la mesure des variations du champ magnétique induit devra être envisagée. Par ailleurs, les efforts visant à fiabiliser l'ensemble de l'instrumentation devront être poursuivis dans l'optique d'acquérir durant toute une campagne l'ensemble des données disponibles. Le réseau de caméra devra être réorganisé et complété afin d'observer, d'une part, la globalité des coups de foudre frappant le site et d'autre part, les décharges qui peuvent être émises à la pointe du paratonnerre. Nous pouvons également envisager l'installation de plusieurs caméras filmant le site sous différents angles, dans le but de visualiser en 3-dimensions le développement de coups de foudre. Enfin, des améliorations mécaniques des antennes capacitives devront être envisagées.

Finale­ment, du fait de la proportion très importante que représentent les coups ascendants sur le foudroiement du Pic du Midi, ce dernier n'est pas pleinement adapté à la validation de notre modèle. Il conviendrait, par consé­quent, de l'appliquer à une structure ou un bâtiment en plaine où le pourcentage de coups ascendants est faible, voire nul. Le taux de foudroiement du site sera également un paramètre important pour obtenir des données exploitables en quantité suffisante. En revanche, le Pic du Midi reste un site très efficace pour valider le fonctionnement d'une expérimentation ou développer et calibrer des instruments liés aux phénomènes de la foudre.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- AIT-AMAR, S. 2004. Modélisation de la protection contre la foudre par paratonnerre. Thèse de doctorat.
- AIT-AMAR, S. AND BERGER, G. 2004. A 3-D numerical model of negative lightning leader interception. Applications to the collection volume construction. *Proc. 27th International Conference on Lightning Protection*, 357–362.
- AIT-AMAR, S. AND BERGER, G. 2006. Attractive radius of elevated building. *Proc. 28th International Conference on Lightning Protection*, 2.
- AIT-AMAR, S. AND BERGER, G. 2009. A modified version of the rolling sphere method. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* 16, 3, 718–725.
- BECERRA, M. 2012. Self-consistent leader inception and propagation model - SLIM-: Response to some criticism. *Proc. 31st International Conference on Lightning Protection*.
- BERGER, G. AND GALLIN, L.-J. 2010. Lightning protection design of a 3D-building using finite element method. *International Conference on Grounding and Earthing*.
- BERGER, K. 1967. Novel observations on lightning discharges: Results of research on Mount San Salvatore. *Journal of the Franklin Institute* 283, 6, 478–525.
- BERNARDI, M., DELLERA, L., GARBAGNATI, E., AND SARTORIO, G. 1996. Leader progression model of lightning: Updating of the model on the basis of recent test results. *Proc. 23rd International Conference on Lightning Protection*, 399–407.
- BEROUAL, A., RAKOTONANDRASANA, J.-H., AND FOFANA, I. 2010a. Predictive dynamic model of the negative lightning discharge based on similarity with long laboratory sparks - Part 1: Physical process and modeling. *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on* 17, 5, 1551–1561.
- BEROUAL, A., RAKOTONANDRASANA, J.-H., AND FOFANA, I. 2010b. Predictive dynamic model of the negative lightning discharge based on similarity with long laboratory sparks - Part 2: Validation. *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on* 17, 5, 1562–1568.
- BHAVIKA, B. 2007. The influence of terrain elevation on lightning density in South Africa. Mini thesis for the degree of Master of Science.
- BONDIUO, A. AND GALLIMBERTI, I. 1994. Theoretical modelling of the development of the positive spark in long gaps. *Journal of Physics D: Applied Physics* 27, 6, 1252–1266.
- BONNET, M. 2004. Evolutions des mesures du foudroiement.
<http://www.meteorage.fr/meteorage/nos-references/publications-et-recherches>.

- BOURSCHEIDT, V., PINTO JR, O., PINTO, I.R., AND NACCARATO, K.P. 2007. The influence of topography on cloud-to-ground lightning characteristics at south Brazil. *Proc. 11th International Symposium on Lightning Protection (SIPDA)*.
- BOURSCHEIDT, V., PINTO JUNIOR, O., NACCARATO, K.P., AND PINTO, I.R.C.A. 2009. The influence of topography on the cloud-to-ground lightning density in south Brazil. *Atmospheric Research* 91, 2–4, 508–513.
- CAMPOS, L.Z.S., SABA, M.M.F., SCHUMANN, C., AND SCHULZ, W. 2011. Characterization of M components in positive lightning from high-speed video and electric field data. *Proc. 3rd International Symposium of Winter Lightning*.
- CHOWDHURI, P. AND KOTAPALLI, A.K. 1989. Significant parameters in estimating the striking distance of lightning strokes to overhead lines. *Power Engineering Review, IEEE* 9, 7, 83–84.
- COMPTE-RENDU. 1884. Observations on the Pic du Midi. *Journal of the Franklin Institute* 117, 6, 466.
- COORAY, V. AND BECERRA, M. 2009. Attachment of lightning flashes to grounded structures. In: *Lightning protection*. V.Cooray, United Kingdom.
- COORAY, V. AND BECERRA, M. 2012. Attractive radii of vertical and horizontal conductors evaluated using a self consistent leader inception and propagation model—SLIM. *Atmospheric Research* 117, 64–70.
- COORAY, V., RAKOV, V., AND THEETHAYI, N. 2007. The lightning striking distance—Revisited. *Journal of electrostatics* 65, 5, 296–306.
- CORRÊA, G.M., TEIXEIRA, A.M.N., PEREIRA, L.C., ET AL. 2008. Improvements of the facilities for lightning research at Morro do Cachimbo station. *Proc. 29th International Conference on Lightning Protection*.
- DECARIA, A.J. AND BABIJ, M.J. 2003. A map of lightning strike density for southeastern Pennsylvania, and correlation with terrain elevation. *Digital Mapping Techniques '03—Workshop Proceedings. US Geological Survey Open-File Report*, 03–471.
- DELLERA, L., GARBAGNATI, E., AND PIGINI, A. 1981. A lightning model based on the similarity between lightning phenomena and long laboratory sparks. *Proc. 16th International Conference on Lightning Protection*.
- DIENDORFER, G. 2010. LLS performance validation using lightning to towers. *Impulse* 1, 7.5, 11.
- DIENDORFER, G., MAIR, M., AND SCHULZ, W. 2002. Detailed brightness versus lightning current amplitude correlation of flashes to the Gaisberg tower. *Proc. 26th International Conference on Lightning Protection*.

- DIENDORFER, G., MAIR, M., SCHULZ, W., AND HADRIAN, W. 2000. Lightning current measurements in Austria—Experimental setup and first results. *Proc. 25th International Conference on Lightning Protection*, 44–47.
- DIENDORFER, G., SCHULZ, W., AND SCHERNEY, C. 1997. Areas of increased lightning flash density on mountain tops. *Lightning and mountains*.
- DIENDORFER, G., SCHULZ, W., UMPRECHT, H., AND PICHLER, H. 2010. Effect of tower initiated lightning on the ground stroke density in the vicinity of the tower. *Proc. 21st International Lightning Detection Conference / 3rd International Lightning Meteorology Conference*.
- DIENDORFER, G., ZHOU, H., AND PICHLER, H. 2011. Review of 10 years of lightning measurement at the Gaisberg tower in Austria. *Proc. 3rd International Symposium of Winter Lightning*.
- DISSING, D. AND VERBYLA, D.L. 2003. Spatial patterns of lightning strikes in interior Alaska and their relations to elevation and vegetation. *Canadian Journal of Forest Research* 33, 5, 770–782.
- FIEUX, R., GARY, C., HAMELIN, J., HUBERT, P., HUTZLER, B., AND MEESTERS, A. 1976. Eclairs déclenchés à la station de Saint Privat d’Allier. *Proc. 13th International Conference on Lightning Protection*.
- FOFANA, I. 1996. Modélisation de la décharge positive dans les grands intervalles d’air. Thèse de doctorat.
- FUCHS, F. 1998. Lightning current and LEMP parameters of upward discharges measured at the Peissenberg tower. *Proc. 24th Int. Conf. on Lightning Protection*, 17–22.
- GALLIMBERTI, I. 1979. The mechanism of the long spark formation. *Journal de Physique Colloques* 40, C7.
- GALLIMBERTI, I., BACCHIEGA, G., BONDIU-CLERGERIE, A., AND LALANDE, P. 2002. Fundamental processes in long air gap discharges. *Comptes Rendus Physique* 3, 10, 1335–1359.
- GALLIN, L.-J. 2010. Campagne d’étude in situ du foudroiement d’un bâtiment complexe pour une meilleure compréhension des écueils liés à la protection foudre. Rapport de stage.
- GARY, C. 1994. *La foudre: des mythologies antiques à la recherche moderne*. Masson.
- GRZYBOWSKI, S. AND SONG, Y. 2004. Experimental study of rod height and impulse polarity impact on the protection zone. *Proc. 27th International Conference on Lightning Protection*, 372–377.

- GUIMARÃES, M., ARAUJO, L., PEREIRA, C., MESQUITA, C., AND VISACRO, S. 2014. Assessing currents of upward lightning measured in tropical regions. *Atmospheric Research*.
- HEIDLER, F. AND HOPF, C. 1996. A new method of lightning electric field measurement. *Proc. 23rd International Conference on Lightning Protection*.
- HEIDLER, F., MANHARDT, M., AND STIMPER, K. 2013. Upward positive lightning measured at the Peissenberg tower, Germany. *Proc. 12th International Symposium on Lightning Protection (SIPDA)*.
- HOUZE JR, R.A. 1994. *Cloud dynamics*. Academic press.
- HUSSEIN, A. 2009. CN Tower Lightning Parameters. *Proc. 10th International Symposium on Lightning Protection (SIPDA)*.
- HUSSEIN, A.M., JANISCHEWSKYJ, W., MILEWSKI, M., SHOSTAK, V., CHISHOLM, W., AND CHANG, J.S. 2004. Current waveform parameters of CN tower lightning return strokes. *Journal of Electrostatics* 60, 2–4, 149–162.
- HUSSEIN, A.M., JAN, S., TODOROVSKI, V., MILEWSKI, M., CUMMINS, K.L., AND JANISCHEWSKYJ, W. 2010. Influence of the CN Tower on the lightning environment in its vicinity. *2010 ILDC*.
- HUSSEIN, A.M. AND KAZAZI, S. 2013. Characteristics of a tall-structure severe lightning storm. *Proc. 12th International Symposium on Lightning Protection (SIPDA)*.
- IEC 62305-1. 2006. Protection against lightning – Part 1: General principles. *International Standard*.
- ISHII, M., SAITO, M., MIKI, T., ET AL. 2014. Observation of lightning at Tokyo Skytree. *Proc. 23rd International Lightning Detection Conference*.
- ISRAELSSON, S. AND TAMMET, H. 2001. Variation of fair weather atmospheric electricity at Marsta Observatory, Sweden, 1993–1998. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics* 63, 16, 1693–1703.
- JERAULD, J.E. 2007. Properties of natural cloud-to-ground lightning inferred from multiple-station measurements of close electric and magnetic fields and field derivatives. Thèse de doctorat.
- JORDAN, D.M., IDONE, V.P., ORVILLE, R.E., RAKOV, V.A., AND UMAN, M.A. 1995. Luminosity characteristics of lightning M components. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)* 100, D12, 25695–25700.
- JORDAN, D.M., RAKOV, V.A., BEASLEY, W.H., AND UMAN, M.A. 1997. Luminosity characteristics of dart leaders and return strokes in natural lightning. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 102, D18, 22025–22032.

- KANEY, B.T., HOWARD, K.W., MADDOX, R.A., AND LANGSTON, C. 2001. Investigation of lightning and terrain in the Four Corners region (Arizona, Colorado, New Mexico and Utah), summer monsoon season 1995-1999. <http://www.nssl.noaa.gov/projects/kaney/>.
- KERAUNOS. 2014. Bilan de l'activité orageuse du 1er trimestre 2014 : l'un des plus orageux et instables de ces 60 dernières années. <http://www.keraunos.org/actualites/fil-infos/2014/avril/bilan-orages-instabilite-janvier-fevrier-mars-2014-premier-trimestre.html>.
- KRIDER, E.P., WEIDMAN, C.D., AND NOGGLE, R.C. 1977. The electric fields produced by lightning stepped leaders. *Journal of Geophysical Research* 82, 6, 951–960.
- LALANDE, P. 1996. Etude des conditions de foudroiement d'une structure au sol. Thèse de doctorat.
- LALANDE, P. AND DELANNOY, A. 2012. Numerical Methods for Zoning Computation. *Journal Aerospace Lab*, 10.
- LU, W., ZHANG, Y., CHEN, L., ET AL. 2010. Attachment processes of two natural downward lightning flashes striking on high structures. *Proc. 30th International Conference on Lightning Protection*.
- MACH, D.M. AND RUST, W.D. 1997. Two-dimensional speed and optical risetime estimates for natural and triggered dart leaders. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 102, D12, 13673–13684.
- MALAN, D.J. 1952. Les décharges dans l'air et la charge inférieure positive d'un nuage orageux. *Annales de Géophysique*, 385.
- MALLICK, S., RAKOV, V.A., TSALIKIS, D., ET AL. 2014. On remote measurements of lightning return stroke peak currents. *Atmospheric Research* 135, 306–313.
- MANHARDT, M., HEIDLER, F., AND STIMPER, K. 2010. Enhanced Lightning Measuring Setup at the Peissenberg Tower and First Results. *Proc. 30th International Conference on Lightning Protection*, 16.
- MAZUR, V. AND RUHNKE, L.H. 2003. Determining the striking distance of lightning through its relationship to leader potential. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)* 108, D14.
- MCEACHRON, K.B. 1939. Lightning to the Empire State Building. *Journal of the Franklin Institute* 227, 2, 149–217.
- METEORAGE. 2013a. La foudre en France en 2012. <http://www.meteorage.fr/actualites/la-foudre-en-france-en-2012>.

- METEORAGE. 2013b. Bilan de foudroiement : 1er semestre 2013.
<http://www.meteorage.fr/actualites/bilan-de-foudroiement-1er-semester-2013>.
- METEORAGE. 2013c. Un mois de juillet très foudroyé.
<http://www.meteorage.fr/actualites/un-mois-de-juillet-tres-foudroye>.
- METEORAGE. 2014a. Bilan de foudroiement annuel de 2013.
<http://www.meteorage.fr/actualites/une-annee-atypique-et-contrastee-avec-un-mois-de-juillet-record>.
- METEORAGE. 2014b. Bilan de foudroiement du premier semestre 2014.
<http://www.meteorage.fr/actualites/bilan-de-foudroiement-du-premier-semester-2014>.
- METWALLY, I.A. AND HEIDLER, F. 2007. Computation of collection area and probability of lightning strikes to structures using the electrogeometric model. *European Transactions on Electrical Power* 17, 6, 582–596.
- MIKI, M., SHINDO, T., RAKOV, V.A., ET AL. 2002. Characterization of the initial stage of upward-initiated lightning. *Proc. 26th International Conference on Lightning Protection*.
- MONTANYÀ, J., ROMERO, D., HERMOSO, J.R., AND SOLA, G. 2006. First Steps on The “Eagle Nest” Instrumented Tower in Spain. *Proc. 28th International Conference on Lightning Protection, ICLP*, 284–287.
- MONTANYÀ, J., VAN DER VELDE, O., ROMERO, D., ET AL. 2012. Two upward lightning at the Eagle Nest tower. *Proc. 31st International Conference on Lightning Protection, IEEE*, 1–4.
- MOSADDEGHI, A., SHOORY, A., RACHIDI, F., ET AL. 2010a. Lightning electromagnetic fields at very close distances associated with lightning strikes to the Gaisberg tower. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)* 115, D17.
- MOSADDEGHI, A., SHOORY, A., RACHIDI, F., ET AL. 2010b. Vertical and radial electric fields from leaders and return strokes associated with lightning strikes to the Gaisberg tower. *Proc. 30th International Conference on Lightning Protection*.
- NF EN 62305-2. 2006. Protection contre la foudre - Evaluation du risque. *Norme Française*.
- OGAWA, T. 1995. Lightning currents. *Handbook of atmospheric electrodynamics 1*, 93–136.
- ORTEGA, P. 1992. Comportement diélectrique de grands intervalles d’air soumis à des ondes de tension de polarité positive ou négative. Thèse de doctorat.

- ORTEGA, P. 2007. De la décharge de laboratoire à la décharge atmosphérique. HDR.
- ORTEGA, P., DOMENS, P., AND GIBERT, A. 1994a. Predictive modelling of positive leader propagation under standard and oscillatory impulse shapes. *Journal of Physics D: Applied Physics* 27, 6, 1233.
- ORTEGA, P., DOMENS, P., GIBERT, A., HUTZLER, B., AND RIQUEL, G. 1994b. Performance of a 16.7m air rod-plane gap under a negative switching impulse. *Journal of Physics D: Applied Physics* 27, 11, 2379.
- ORVILLE, R.E. AND HUFFINES, G.R. 1999. Lightning ground flash measurements over the contiguous United States: 1995–97. *Monthly Weather Review* 127, 11, 2693–2703.
- PARKER, N.G. AND KRIDER, E.P. 2003. A Portable, PC-Based System for Making Optical and Electromagnetic Measurements of Lightning. *Journal of Applied Meteorology* 42, 6, 739–751.
- PEDEBOY, S. 2012. Identification of the multiple ground contacts flashes with lightning location systems. *CIGRE C4 Colloquium on Power Quality and Lightning*.
- PETROV, N.I., PETROVA, G., AND WATERS, R.T. 2000. Determination of attractive area and collection volume of earthed structures. *Proc. 25th International Conference on Lightning Protection*, 374–379.
- PIERCE, E.T. 1974. Atmospheric Electricity—Some Themes. *Bulletin of the American Meteorological Society* 55, 10, 1186–1194.
- PINTO JR, O., PINTO, I., GOMES, M., ET AL. 1999. Cloud-to-ground lightning in southeastern Brazil in 1993. *Journal of Geophysical Research* 104, D24, 31–369.
- PRENTICE, S.A. AND MACKERRAS, D. 1977. The ratio of cloud to cloud-ground lightning flashes in thunderstorms. *Journal of Applied Meteorology* 16, 5, 545–550.
- RAKOV, V.A. 2003. A review of positive and bipolar lightning discharges. *Bulletin of the American Meteorological Society* 84, 6, 767–776.
- RAKOV, V.A., CRAWFORD, D.E., RAMBO, K.J., SCHNETZER, G.H., UMAN, M.A., AND THOTTAPPILLIL, R. 2001. M-component mode of charge transfer to ground in lightning discharges. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)* 106, D19, 22817–22831.
- RAKOV, V.A. AND LUTZ, A.O. 1990. A new technique for estimating equivalent attractive radius for downward lightning flashes. *Proc. 20th International Conference on Lightning Protection*, 5.

- RAKOV, V.A., THOTTAPPILLIL, R., UMAN, M.A., AND BARKER, P.P. 1995. Mechanism of the lightning M-component. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)* 100, D12, 25701–25710.
- RAKOV, V.A. AND UMAN, M.A. 2007. *Lightning: Physics and Effects*. Cambridge University Press.
- RAKOV, V.A., UMAN, M.A., RAMBO, K.J., ET AL. 1998. New insights into lightning processes gained from triggered-lightning experiments in Florida and Alabama. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)* 103, D12, 14117–14130.
- RAKOV, V.A., UMAN, M.A., AND RAMBO, K.J. 2005. A review of ten years of triggered-lightning experiments at Camp Blanding, Florida. *Atmospheric Research* 76, 1–4, 503–517.
- REAP, R.M. 1986. Evaluation of cloud-to-ground lightning data from the western United States for the 1983-84 summer seasons. *Journal of Climate and Applied Meteorology* 25, 6, 785–799.
- REESS, T. 1997. Contribution à l'étude expérimentale et théorique des décharges électriques de polarité négative dans l'air à pression atmosphérique. Thèse de doctorat.
- REESS, T., ORTEGA, P., GIBERT, A., DOMENS, P., AND PIGNOLET, P. 1995. An experimental study of negative discharge in a 1.3 m point-plane air gap: the function of the space stem in the propagation mechanism. *Journal of Physics D: Applied Physics* 28, 11, 2306.
- REESS, T., PAILLOL, J., GIBERT, A., AND DOMENS, P. 1998. A study of the mean charge consumption of long sparks in air as a function of the gap length and the impulse shape. *Journal of Physics D: Applied Physics* 31, 14, 1712–1722.
- RIZK, F.A. 1989. A model for switching impulse leader inception and breakdown of long air-gaps. *Power Delivery, IEEE Transactions on* 4, 1, 596–606.
- RIZK, F.A. 1990. Modeling of transmission line exposure to direct lightning strokes. *Power Delivery, IEEE Transactions on* 5, 4, 1983–1997.
- RIZK, F.A. 1994a. Modeling of lightning incidence to tall structures. Part I: Theory. *Power Delivery, IEEE Transactions on* 9, 1, 162–171.
- RIZK, F.A. 1994b. Modeling of lightning incidence to tall structures. Part II: Application. *Power Delivery, IEEE Transactions on* 9, 1, 172–193.
- ROMERO, C. 2012. Instrumentation of the Sântis Tower for Lightning Current Measurement. Thèse de doctorat.

- ROMERO, C., PAOLONE, M., RUBINSTEIN, M., ET AL. 2012. A system for the measurements of lightning currents at the Säntis Tower. *Electric Power Systems Research* 82, 1, 34–43.
- RUBINSTEIN, M., RACHIDI, F., UMAN, M.A., THOTTAPPILLIL, R., RAKOV, V.A., AND NUCCI, C.A. 1995. Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)* 100, D5, 8863–8872.
- SANTAMARÍA, F., VEGA, F., AND ROMAN, F. 2006. Experimental Analysis of a Parallel Plate Antenna Used in Lightning Electric Field Measurements. *Proc. 28th International Conference on Lightning Protection*.
- SAUNDERS, C. 2008. Charge Separation Mechanisms in Clouds. *Space Sci Rev* 137, 335–353.
- SCHULZ, W. AND DIENDORFER, G. 1999. Lightning characteristics as a function of altitude evaluated from lightning location network data. *Proc. International Conference on Lightning and Static Electricity*, 1–4.
- SCHULZ, W. AND DIENDORFER, G. 2006. Flash multiplicity and interstroke intervals in Austria. *Proc. 28th International Conference on Lightning Protection*.
- SMORGONSKIY, A., BERGER, G., PEDEBOY, S., RACHIDI, F., AND RUBINSTEIN, M. 2014. On the influence of topography on lightning incidence in the region of Pic du Midi. *International Conference on Grounding and Earthing*.
- SMORGONSKIY, A., RACHIDI, F., RUBINSTEIN, M., AND DIENDORFER, G. 2013a. On the relation between lightning flash density and terrain elevation. *Proc. 12th International Symposium on Lightning Protection (SIPDA)*.
- SMORGONSKIY, A., RACHIDI, F., RUBINSTEIN, M., DIENDORFER, G., AND SCHULZ, W. 2013b. On the proportion of upward flashes to lightning research towers. *Atmospheric Research* 129–130, 110–116.
- SMORGONSKIY, A., RACHIDI, F., RUBINSTEIN, M., AND KOROVKIN, N. 2012. On the evaluation of the effective height of towers: The case of the Gaisberg tower. *Proc. 31st International Conference on Lightning Protection, IEEE*, 1–4.
- SOULA, S., IACOVELLA, F., VAN DER VELDE, O., ET AL. 2014. Multi-instrumental analysis of large sprite events and their producing storm in southern France. *Atmospheric Research* 135–136, 415–431.
- TRAPP, N. 1979. Die Blitzmess-station auf dem Peissenberg. *Proc. 15th International Conference on Lightning Protection*.

- UMAN, M.A. 2008. *The art and science of lightning protection*. Cambridge University Press.
- VAN WAGTENDONK, J.W. AND CAYAN, D.R. 2008. Temporal and spatial distribution of lightning strikes in California in relation to large-scale weather patterns. *Fire Ecology* 4, 1.
- WANG, D., RAKOV, V.A., UMAN, M.A., ET AL. 1999. Characterization of the initial stage of negative rocket-triggered lightning. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)* 104, D4, 4213–4222.
- WARNER, T.A., CUMMINS, K.L., AND ORVILLE, R.E. 2011. Upward lightning observations from towers in Rapid City, South Dakota and comparison with National Lightning Detection Network data, 2004–2010. *Proc. 3rd International Symposium of Winter Lightning*.
- WATERS, R.T. 2004. Lightning phenomena and protection systems. In: *Advances in High Voltage Engineering*. A. Haddad and D. Warne, 77–138.
- WILSON, C.T.R. 1921. Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 73–115.
- WWW.ALL-FREE-PHOTOS.COM. Observatoire du Pic du Midi de Bigorre - France. <http://www.all-free-photos.com/show/showphoto.php?idph=PI13914&lang=fr>.
- ZHOU, H. 2013. Experimental observations and theoretical modeling of lightning interaction with tall objects. Thèse de doctorat.
- ZHOU, H., DIENDORFER, G., THOTTAPPILLIL, R., PICHLER, H., AND MAIR, M. 2012. Measured current and close electric field changes associated with the initiation of upward lightning from a tall tower. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)* 117, D8.
- ZHOU, H., THEETHAYI, N., DIENDORFER, G., THOTTAPPILLIL, R., AND RAKOV, V.A. 2010. On estimation of the effective height of towers on mountaintops in lightning incidence studies. *Journal of Electrostatics* 68, 5, 415–418.

ANNEXES

ANNEXE A.

Développement mathématique pour le calcul des critères d'amorçage de coups ascendants au sommet de structures élevées

D'après Rizk, le critère général de création et de propagation d'un coup ascendant est donné par :

$$U_i(z) \geq U_{at} + \Delta U_t(z) \quad (A.1)$$

Où $U_i(z)$ est le potentiel induit à chaque position z de la tête du traceur ascendant au cours de sa propagation, U_{at} la valeur du potentiel critique d'amorçage d'un traceur et $\Delta U_t(z)$ la chute de tension à la position z le long du traceur. Ces trois paramètres sont tels que :

$$U_i(z) = \int_0^z E_a(z).dz \quad (A.2)$$

En supposant que le traceur ascendant, de longueur l_z , se propage verticalement vers le nuage, la chute de tension correspondante le long de celui-ci est :

$$\Delta U_t(z) = l_z \cdot E_\infty + x_0 \cdot E_\infty \cdot \ln\left(\frac{E_i}{E_\infty}\right) \quad (A.3)$$

Où $E_i = 400$ kV/m, $E_\infty = 3$ kV/m et $x_0 = 5$ m sont respectivement les valeurs généralement admises du champ d'initiation d'un streamer positif en tête du traceur, du champ de propagation du traceur positif et d'un pas de propagation du traceur ascendant [Rizk 1994a].

En remplaçant les équations (A.2) et (A.3) dans l'équation (A.1), il vient le développement suivant :

$$\int_0^z E_a(z).dz \geq U_{at} + l_z.E_\infty + x_0.E_\infty.\ln\left(\frac{E_i}{E_\infty}\right)$$

$$\int_0^h E_a(z).dz + \int_0^{l_z} E_a(l).dl \geq U_{at} + l_z.E_\infty + x_0.E_\infty.\ln\left(\frac{E_i}{E_\infty}\right)$$

$$\int_0^h E_a(z).dz \geq U_{at} + x_0.E_\infty.\ln\left(\frac{E_i}{E_\infty}\right) + l_z.E_\infty - \int_0^{l_z} E_a(l).dl$$

$$\int_0^h E_a(z).dz \geq U_{at} + x_0.E_\infty.\ln\left(\frac{E_i}{E_\infty}\right) + l_z.\left[E_\infty - \frac{1}{l_z} \int_0^{l_z} E_a(l).dl\right]$$

$$\int_0^h E_a(z).dz \geq U_{at} + x_0.E_\infty.\ln\left(\frac{E_i}{E_\infty}\right) - l_z.\left[\left(\frac{1}{l_z} \int_0^{l_z} E_a(l).dl\right) - E_\infty\right]$$

$$U_i \geq U_{at} + x_0.E_\infty.\ln\left(\frac{E_i}{E_\infty}\right) - l_z.[E'_a - E_\infty] \quad (A.4)$$

Avec U_i le potentiel induit au sommet de la structure, définit par l'équation (2.11) de ce manuscrit et E'_a le champ électrique ambiant moyen le long du trajet du traceur ascendant, tel que :

$$E'_a = \frac{1}{l_z} \int_0^z E_a(l).dl \quad (A.5)$$

ANNEXE B.

Détermination de la réponse dynamique de l'antenne capacitive

En supposant, dans un premier temps, que le circuit de mise en forme est une charge purement capacitive, la réponse de l'antenne et de son circuit est :

$$V_s(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} E_n(\omega) \quad (A.6)$$

Pour analyser la réponse dynamique du dispositif, la constante de temps d'intégration doit être introduite par l'ajout d'une résistance R_{int} en parallèle avec la capacité C_{int} . L'impédance de charge prend alors la forme suivante :

$$Z_c(\omega) = j \cdot \frac{R_{\text{int}} \cdot 1/jC_{\text{int}}\omega}{R_{\text{int}} + 1/jC_{\text{int}}\omega} = \frac{R_{\text{int}}}{1 + j \cdot R_{\text{int}} \cdot C_{\text{int}}\omega} \quad (A.7)$$

On en déduit donc :

$$Z(\omega) = \frac{Z_a(\omega) \cdot Z_c(\omega)}{Z_a(\omega) + Z_c(\omega)} = \frac{\frac{1}{jC_a\omega} \left(\frac{R_{\text{int}}}{1 + j \cdot R_{\text{int}} \cdot C_{\text{int}}\omega} \right)}{\frac{1}{jC_a\omega} + \frac{R_{\text{int}}}{1 + j \cdot R_{\text{int}} \cdot C_{\text{int}}\omega}} = \frac{R_{\text{int}}}{1 + j \cdot R_{\text{int}} \cdot (C_a + C_{\text{int}}) \cdot \omega} \quad (A.8)$$

Et

$$V_s(\omega) = j \cdot \frac{R_{\text{int}}}{1 + j \cdot R_{\text{int}} \cdot (C_a + C_{\text{int}}) \cdot \omega} \cdot \omega \cdot \varepsilon_0 \cdot A \cdot E_n(\omega) \quad (A.9)$$

Ou encore en factorisant au dénominateur $j \cdot R_{\text{int}} \cdot (C_a + C_{\text{int}}) \cdot \omega$:

$$V_s(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_a + C_{\text{int}}} \cdot E_n(\omega) \cdot \frac{1}{1 + 1/(j \cdot R_{\text{int}} \cdot (C_a + C_{\text{int}}) \cdot \omega)} \quad (A.10)$$

Comme $C_{\text{int}} \gg C_a$, on obtient :

$$V_s(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \frac{1}{1 + 1/(j \cdot R_{\text{int}} \cdot C_{\text{int}} \cdot \omega)} \cdot E_n(\omega) \quad (\text{A.11})$$

Ou encore :

$$V_s(\omega) = G(\omega) \cdot E_n(\omega) \quad (\text{A.12})$$

Avec

$$G(\omega) = \frac{G_\infty}{1 + \frac{\omega_c}{j \cdot \omega}} \quad (\text{A.13})$$

Si $\omega \gg \omega_c = \frac{1}{R_{\text{int}} \cdot C_{\text{int}}}$, $G(\omega)$ tend vers $G_\infty = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}}$ et $V_s(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(\omega)$

Pour un temps $0 \leq t \leq \tau = R_{\text{int}} \cdot C_{\text{int}}$, la réponse du dispositif est directement proportionnelle à la composante normale du champ électrique :

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} E_n(t) \quad (\text{A.14})$$

ANNEXE C.

Détermination de la forme générale de la réponse de l'antenne capacitive

D'après ANNEXE B, la réponse dynamique de l'antenne peut être exprimée de la manière suivante :

$$V_s(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \frac{1}{1 + 1/(j \cdot R_{\text{int}} \cdot C_{\text{int}} \cdot \omega)} \cdot E_n(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \frac{j \cdot R_{\text{int}} \cdot C_{\text{int}} \cdot \omega}{1 + j \cdot R_{\text{int}} \cdot C_{\text{int}} \cdot \omega} \cdot E_n(\omega)$$

En utilisant le formalisme symbolique de Laplace, il vient :

$$V_s(p) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \frac{p\tau}{1 + p\tau} \cdot E_n(p) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \frac{p}{p + 1/\tau} \cdot E_n(p)$$

$$V_s(p) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \frac{p + (1/\tau) - (1/\tau)}{p + 1/\tau} \cdot E_n(p) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \frac{(p + 1/\tau) - (1/\tau)}{p + 1/\tau} \cdot E_n(p)$$

$$V_s(p) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \left[1 - \frac{1/\tau}{p + 1/\tau} \right] \cdot E_n(p) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(p) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \frac{1/\tau}{p + 1/\tau} \cdot E_n(p)$$

La transformation inverse conduit à mener le calcul suivant (L^{-1} désignant l'opérateur de transformée de Laplace inverse) :

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(t) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot L^{-1} \left\{ \frac{1/\tau}{p + 1/\tau} \cdot E_n(p) \right\}$$

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(t) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \left[L^{-1} \left\{ \frac{1/\tau}{p + 1/\tau} \right\} * L^{-1} \{ E_n(p) \} \right]$$

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(t) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \left[\frac{\exp(-t/\tau) \cdot \Gamma(t)}{\tau} * L^{-1} \{ E_n(p) \} \right]$$

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(t) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot \left[\frac{\exp(-t/\tau) \cdot \Gamma(t)}{\tau} * \frac{1}{2\pi j} \int_{-\infty}^{+\infty} E_n(p) \cdot \exp(pt) \cdot dp \right]$$

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(t) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{\tau \cdot C_{\text{int}}} \cdot \left[\exp(-t/\tau) \cdot \Gamma(t) * \frac{1}{2\pi j} \int_{-\infty}^{+\infty} E_n(p) \cdot \exp(pt) \cdot dp \right]$$

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(t) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{\tau \cdot C_{\text{int}}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\exp(-(t-\theta)/\tau) \cdot \Gamma(t-\theta) \cdot \frac{1}{2\pi j} \int_{-\infty}^{+\infty} E_n(p) \cdot \exp(p\theta) \cdot dp \right) \cdot d\theta$$

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(t) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{\tau \cdot C_{\text{int}}} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \int_0^t \left(\exp(\theta/\tau) \cdot \frac{1}{2\pi j} \int_{-\infty}^{+\infty} E_n(p) \cdot \exp(p\theta) \cdot dp \right) \cdot d\theta$$

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(t) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{\tau \cdot C_{\text{int}}} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \int_0^t \left(\frac{1}{2\pi j} \int_{-\infty}^{+\infty} E_n(p) \cdot \exp(p\theta) \cdot dp \right) \cdot \exp(\theta/\tau) \cdot d\theta$$

Soit la forme générale de la réponse du dispositif :

$$V_s(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{C_{\text{int}}} \cdot E_n(t) - \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{\tau \cdot C_{\text{int}}} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \int_0^t E_n(\theta) \cdot \exp\left(\frac{\theta}{\tau}\right) \cdot d\theta \quad (A.15)$$

ANNEXE D.

Détermination de la réponse de l'antenne capacitive dans le cas où l'impédance de charge est une résistance pure.

Dans le cas de la mesure de la dérivée du champ électrique, l'impédance de charge Z_c est une résistance pure R .

L'impédance interne de l'antenne correspond à sa propre capacité : $Z_a(\omega) = \frac{1}{j.C_a.\omega}$ et le câble de connexion est adapté, ce qui implique que son impédance peut être négligée.

La tension de sortie de l'antenne est telle que :

$$V_s(\omega) = Z(\omega).I(\omega) = \frac{Z_a(\omega).Z_c(\omega)}{Z_a(\omega) + Z_c(\omega)}.I(\omega) \quad (A.16)$$

$$V_s(\omega) = \frac{R_c / j.C_a.\omega}{R_c + 1 / j.C_a.\omega}.I(\omega) = \frac{R_c}{1 + j.R_c.C_a.\omega}.I(\omega) \quad (A.17)$$

Sachant que $I(\omega) = j\omega.\varepsilon_0.A.E_n(\omega)$ et en notant $DE_n(\omega)$ la transformée de Fourier de la dérivée de la composante normale du champ, il vient :

$$V_s(\omega) = \frac{\varepsilon_0.A.R_c}{1 + j.R_c.C_a.\omega} j\omega.E_n(\omega) \quad (A.18)$$

$$V_s(\omega) = \varepsilon_0.A.R_c.\frac{1}{1 + j.R_c.C_a.\omega} DE_n(\omega) \quad (A.19)$$

Ou encore :

$$V_s(\omega) = H(\omega).DE_n(\omega) \quad (A.20)$$

Avec :

$$H(\omega) = H_0 \frac{1}{1 + j \cdot \frac{\omega}{\omega c'}} \quad (A.21)$$

Si $\omega \ll \omega c' = \frac{1}{R_c \cdot C_a}$, $H(\omega)$ tend vers $H_0 = \varepsilon_0 \cdot A \cdot R_c$ et $V_s(\omega) = \varepsilon_0 \cdot A \cdot R_c \cdot DE_n(\omega)$

Ce qui correspond, pour un temps $t \geq \tau = R_c \cdot C_a$, à une réponse directement proportionnelle à la dérivée de la composante normale du champ électrique :

$$V_s(t) = \varepsilon_0 \cdot A \cdot R_c \cdot \frac{dE_n(t)}{dt} \quad (A.22)$$

On remarque que la relation $\omega c'$ représente, du point de vue d'un capteur de dérivée de champ, une fréquence de coupure haute, mais par contre, une fréquence de coupure basse du point de vue du champ électrique lui-même.

L'équation (A.22) représente donc la réponse idéale d'une antenne de mesure de dérivée de champ. On observe que cette réponse est directement proportionnelle à la surface active de l'antenne ainsi qu'à la résistance de charge. La capacité de l'antenne n'intervient alors pas.

ANNEXE E.

Méthode d'établissement du Bode expérimentale

Ce paragraphe présente la méthode employée pour le tracé des diagrammes de Bode expérimentaux des antennes « lente », « large bande » et « rapide ».

Dans le cas de nos essais, la fréquence f de l'impulsion utilisée, est donnée par la durée de son front de montée t_f , telle que :

$$f = \frac{0,35}{t_f} \quad (A.23)$$

La durée du front de montée est définie comme l'intervalle de temps séparant les instants où l'amplitude de l'impulsion vaut 10 % et 90 % de sa valeur finale.

Il a donc été considéré que l'atténuation des antennes correspondait au rapport de la tension de sortie du circuit de mise en forme avec l'amplitude du champ électrique à l'instant où l'impulsion de champ atteint 90 % de sa valeur finale, comme illustré sur la Figure A2.1.

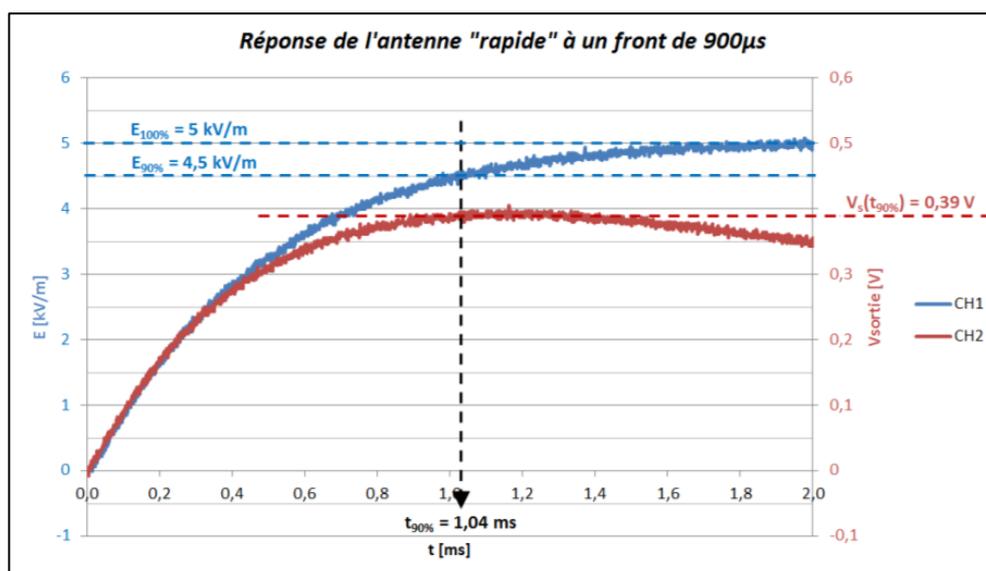


Figure A4.1 : Illustration du calcul de l'atténuation de l'antenne rapide à un front de 900 µs.

Sur cette figure, la valeur finale de l'impulsion de champ (courbe bleue) est de 5kV/m, l'amplitude de l'impulsion à 90 % est donc de 4,5 kV/m. Cette valeur est atteinte au bout de 1,04 ms. À cet instant, l'amplitude de la tension de sortie du circuit de mise en forme est de 0,39V. L'atténuation vaut donc $8,7 \cdot 10^{-5}$ soit un gain de -81 dB.

Le front de l'impulsion étant de 900 μ s, la fréquence associée est de 389 Hz.

En utilisant cette méthode pour différents fronts d'impulsions, il est possible d'obtenir le gain pour différentes fréquences et ainsi de retracer le diagramme de Bode de chacune des antennes.

ANNEXE F.

Détails des paramètres détectés par Météorage*ANNEXE F.1. Paramètres liés au coup de foudre du 1^{er} août 2014 à 15:41:52.*

num.	date	nano	lat.	long.	intens.	dist.	rise	width	Nuage- sol
	jj/mm/aaaa hh:mm:ss				[kA]	[km]	[µs]	[µs]	
1	01/08/2014 15:41:52	267102332	42,8711	0,0861	8	8,6	9,8	13,6	non
2	01/08/2014 15:41:52	268878662	42,8727	0,0718	6,8	9,1	8	2	non
3	01/08/2014 15:41:52	277163554	42,878	0,0875	8,5	7,9	14,6	2	non
4	01/08/2014 15:41:52	286417271	42,8665	0,0839	7,1	9,1	16	1	non
5	01/08/2014 15:41:52	967108371	42,9399	0,1399	-12,6	0,3	2,8	21,2	oui
6	01/08/2014 15:41:52	983180463	42,9394	0,1413	-6,6	0,2	2	1,8	oui
7	01/08/2014 15:41:52	996934154	42,9387	0,1406	-12,4	0,2	2,6	19,8	oui
8	01/08/2014 15:41:53	9754998	42,9396	0,1412	-9,3	0,3	2,6	18	oui
9	01/08/2014 15:41:53	12159688	42,9396	0,1415	-9,3	0,3	3,2	21,6	oui
10	01/08/2014 15:41:53	25089723	42,9401	0,1406	-9,3	0,3	2,4	21,2	oui
11	01/08/2014 15:41:53	44377029	42,939	0,1406	-9,9	0,2	2,4	21,4	oui
12	01/08/2014 15:41:53	60820301	42,9386	0,1395	-21,2	0,2	4	22,4	oui
13	01/08/2014 15:41:53	67854564	42,9396	0,1418	-13,9	0,3	2,8	24,6	oui
14	01/08/2014 15:41:53	82045972	42,9394	0,141	-6,7	0,2	2,2	1,6	non
15	01/08/2014 15:41:53	89478414	42,9394	0,1397	-16	0,3	3,6	21,8	oui
16	01/08/2014 15:41:53	97246806	42,9386	0,1403	-10,6	0,2	2,2	21,4	oui
17	01/08/2014 15:41:53	107714374	42,9388	0,141	-9,4	0,2	2,4	16,4	oui
18	01/08/2014 15:41:53	139344460	42,9411	0,1392	-14,5	0,4	3	25,8	oui
19	01/08/2014 15:41:53	145871976	42,9382	0,1403	-7,2	0,1	2,2	16	oui

ANNEXE F.2. Paramètres liés au coup de foudre du 23 juin 2014 à 00:28:22.

num.	date	nano	lat.	long.	intens.	dist.	rise	width	Nuage-sol
	jj/mm/aaaa hh:mm:ss				[kA]	[km]	[µs]	[µs]	
1	23/06/2014 00:28:22	130912125	42,9344	0,1485	14,9	0,7	12	12,6	oui
2	23/06/2014 00:28:22	336082032	42,9229	0,1587	-28,1	2,1	10,8	30,2	oui
3	23/06/2014 00:28:22	336084132	42,9271	0,1592	-31,8	1,9	9,4	30,2	oui

ANNEXE F.3. Paramètres liés au coup de foudre du 22 mai 2014 à 02:00:59.

num.	date	nano	lat.	long.	intens.	dist.	rise	width	Nuage-sol
	jj/mm/aaaa hh:mm:ss				[kA]	[km]	[µs]	[µs]	
1	22/05/2014 02:00:59	36046545	42,9387	0,1397	-11,4	0,2	3,2	1,8	non
2	22/05/2014 02:00:59	40485338	42,9367	0,14	-9,8	0,1	2,6	11,8	non
3	22/05/2014 02:00:59	48983949	42,937	0,1389	-7,2	0,2	2,6	12,2	oui
4	22/05/2014 02:00:59	66273187	42,9362	0,1395	-9,5	0,2	2,4	12,4	oui
5	22/05/2014 02:00:59	80250476	42,9362	0,1393	-10,5	0,2	2,4	12,8	oui
6	22/05/2014 02:00:59	86309388	42,9361	0,1392	-8,5	0,2	2,2	12,6	oui
7	22/05/2014 02:00:59	118250726	42,9381	0,1399	-15,5	0,1	2,8	12,6	oui
8	22/05/2014 02:00:59	126321552	42,938	0,1402	-14	0,1	2,6	1,6	non
9	22/05/2014 02:00:59	159142492	42,9382	0,14	-19,4	0,1	26,4	12,2	oui
10	22/05/2014 02:00:59	164648073	42,9378	0,1401	-15,4	0,1	14	12	non
11	22/05/2014 02:00:59	167759116	42,9372	0,1391	-9,4	0,2	2,6	11,4	oui
12	22/05/2014 02:00:59	193263563	42,9358	0,141	-7,7	0,2	2,2	1,6	oui
13	22/05/2014 02:00:59	229507187	42,938	0,14	-16,1	0,1	2,8	1,6	non
14	22/05/2014 02:00:59	238148687	42,938	0,1402	-25	0,1	3,4	12,8	oui
15	22/05/2014 02:00:59	245754101	42,9386	0,14	-12,6	0,2	2,6	12,8	oui
16	22/05/2014 02:00:59	272662103	42,9384	0,1396	-11,7	0,2	2,2	13,2	oui
17	22/05/2014 02:00:59	272967094	42,9355	0,141	-7,9	0,2	2,6	1,6	non
18	22/05/2014 02:00:59	276459173	42,9364	0,1386	-5,4	0,2	2,2	13,2	oui
19	22/05/2014 02:00:59	290382598	42,9361	0,1389	-8,9	0,2	2,2	1,6	non
20	22/05/2014 02:00:59	300670479	42,9363	0,1393	-9,3	0,2	2,4	13,2	oui
21	22/05/2014 02:00:59	307246421	42,9364	0,1389	-9	0,2	2,4	12,2	oui
22	22/05/2014 02:00:59	344362257	42,9382	0,1405	-12	0,1	2,6	12,8	oui

ANNEXE F.4. Paramètres liés au coup de foudre du 8 août 2014 à 21:55:44

num.	date	nano	lat.	long.	intens.	dist.	rise	width	Nuage- sol
	jj/mm/aaaa hh:mm:ss				[kA]	[km]	[µs]	[µs]	
1	08/08/2014 21:55:44	324402553	43,0265	0,7429	11,7	49,9	13,40	18,00	oui
2	08/08/2014 21:55:44	700997135	42,9550	0,6495	-10,1	41,4	3,40	11,40	non
3	08/08/2014 21:55:44	886864048	42,9179	0,6428	-11,8	40,9	26,00	1,40	non
4	08/08/2014 21:55:44	889134780	42,9371	0,1407	-11,6	0	3,2	1,6	non
5	08/08/2014 21:55:44	902386798	42,9354	0,1393	-7,7	0,3	2,8	11,4	oui
6	08/08/2014 21:55:44	906698402	42,9367	0,1395	-7,1	0,1	2,8	9,2	non
7	08/08/2014 21:55:44	921202019	42,9364	0,1403	-8	0,1	2,4	1,8	non
8	08/08/2014 21:55:44	975722811	42,939	0,14	-20,1	0,2	3	24,4	oui
9	08/08/2014 21:55:45	7276795	42,9397	0,1404	-12,3	0,3	2,8	13,8	oui
10	08/08/2014 21:55:45	30671906	42,9345	0,1395	-7	0,3	2,2	1,6	non
11	08/08/2014 21:55:45	46367082	42,9352	0,1395	-7,4	0,3	2,2	1,8	non
12	08/08/2014 21:55:45	59685309	42,9384	0,1415	-7,6	0,1	2,2	1,6	oui
13	08/08/2014 21:55:45	101664768	42,9414	0,1392	-16,5	0,5	3,2	24	oui
14	08/08/2014 21:55:45	137716730	42,9386	0,1405	-9,8	0,2	2,6	14,4	oui
15	08/08/2014 21:55:45	203322753	42,9401	0,1379	-28,1	0,4	4,6	18	oui
16	08/08/2014 21:55:45	237246515	42,9394	0,1403	-13,9	0,2	15,6	24,4	oui
17	08/08/2014 21:55:45	259632685	42,9387	0,1407	-10,4	0,2	2,4	13,6	oui
18	08/08/2014 21:55:45	291795275	42,9391	0,1399	-19,8	0,2	3,2	21,6	oui
19	08/08/2014 21:55:45	325845612	42,9361	0,1397	-8,5	0,2	2,6	1,6	non
20	08/08/2014 21:55:45	399107654	42,9386	0,1408	-11,8	0,1	2,2	1,6	non
21	08/08/2014 21:55:45	430619218	42,9385	0,1402	-10,8	0,2	2,2	1,6	non
22	08/08/2014 21:55:45	548006329	42,9362	0,1377	-15,8	0,3	7,2	21,8	oui
23	08/08/2014 21:55:45	567890069	42,9393	0,1398	-14,6	0,2	2,8	19,6	oui
24	08/08/2014 21:55:45	664341389	42,9374	0,1372	-22,4	0,3	7	14	oui
25	08/08/2014 21:55:45	707631401	42,9351	0,1399	-9,9	0,3	2,2	1,8	non

ANNEXE F.5. Paramètres liés au coup de foudre du 25 juillet 2014 à 01:02:33.

num.	Date	nano	lat.	long.	intens.	dist.	rise	width	Nuage- sol
	jj/mm/aaaa hh:mm:ss				[kA]	[km]	[µs]	[µs]	
1	25/07/2014 01:02:33	275880164	42,7064	0,0154	9,9	27,6	30,2	2,6	non

ANNEXE F.6. Paramètres liés au coup de foudre du 16 septembre 2014 à 20:05:50.

num.	Date	nano	lat.	long.	intens.	dist.	rise	width	Nuage- sol
	jj/mm/aaaa hh:mm:ss				[kA]	[km]	[µs]	[µs]	
1	16/09/2014 20:05:50	423425927	42,7684	0,1166	-12,9	18,9	8,00	13,80	oui

ANNEXE F.7. paramètres liés au coup de foudre du 11 juin 2014 à 16:46:39.

num.	date	nano	lat.	long.	intens.	dist.	rise	width	Nuage- sol
	jj/mm/aaaa hh:mm:ss				[kA]	[km]	[µs]	[µs]	
1	11/06/2014 16:46:41	340772060	42,9345	0,2113	-25,4	5,7	7,80	1,20	non
2	11/06/2014 16:46:41	351237016	42,9241	0,2156	-12,0	6,2	7,80	25,00	oui
3	11/06/2014 16:46:41	395121641	42,9548	0,2434	-8,3	8,5	4,60	12,20	oui
4	11/06/2014 16:46:41	517366023	42,9111	0,2358	-14,9	8,2	11,60	30,20	oui
5	11/06/2014 16:46:41	595448596	42,9164	0,2389	-9,7	8,3	2,60	23,00	oui
6	11/06/2014 16:46:41	654319746	42,9168	0,2380	-19,7	8,2	4,60	18,80	oui



