



HAL
open science

Localisation et quantification de la puissance acoustique des éclairs d'orages

Damien Bestard

► **To cite this version:**

Damien Bestard. Localisation et quantification de la puissance acoustique des éclairs d'orages. Acoustique [physics.class-ph]. Sorbonne Université, 2024. Français. NNT : 2024SORUS025 . tel-04558026

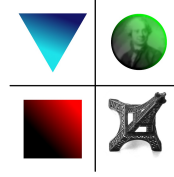
HAL Id: tel-04558026

<https://theses.hal.science/tel-04558026>

Submitted on 24 Apr 2024

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.



ECOLE DOCTORALE N°391 : SCIENCES MÉCANIQUES, ACOUSTIQUE,
ÉLECTRONIQUE ET ROBOTIQUE DE PARIS (SMAER)

SORBONNE UNIVERSITÉ

THÈSE SOUMISE EN VUE DE L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR EN
ACOUSTIQUE

**LOCALISATION ET QUANTIFICATION DE LA
PUISSANCE ACOUSTIQUE DES ÉCLAIRS D'ORAGES**

Damien BESTARD

Dirigée par : M. François COULOUVRAT
M. Thomas FARGES

Jury : M. Benjamin COTTÉ (rapporteur)
M. Serge SOULA (rapporteur)
Mme Clotilde AUGROS (examinatrice)
M. Didier DRAGNA (examineur)
M. Régis MARCHIANO (président)
M. Éric DEFER (invité)
M. Stéphane PÉDEBOY (invité)

Résumé

L'étude acoustique des éclairs d'orages s'inscrit dans le contexte de recherche de l'amélioration de la compréhension globale de l'atmosphère. En effet, les orages sont fortement associés à ses perturbations les plus extrêmes.

Les ondes acoustiques constituant le tonnerre sont un outil efficace pour caractériser la géométrie de la foudre à proximité du sol et à l'intérieur du nuage, en rendant également compte de la structure des charges électriques s'y trouvant, de façon complémentaire aux méthodes de détection électromagnétiques. Par ailleurs, le contenu spectral du tonnerre ainsi que son énergie présentent de fortes variabilités, qui ne sont que partiellement décrites par les modèles de source existants. Ces discussions théoriques sont alimentées depuis les années 1960 par des mesures de laboratoire et de terrain. Certains paramètres centraux comme l'énergie de la décharge, son taux de conversion acoustique et sa variabilité sont encore mal connus. En particulier, la puissance acoustique totale d'un éclair n'a été que peu mesurée jusqu'à présent, et de façon très approximative.

Ce travail de thèse propose une amélioration de la caractérisation de la puissance acoustique des éclairs d'orages, en mêlant les apports de la reconstruction acoustique basse fréquence avec une correction plus fine des effets de propagation. Cela permet d'ajouter à la géométrie 3D une dimension physique supplémentaire : la distribution de la puissance acoustique. Avec des données de terrain récoltées durant le projet HyMeX, nous développons une méthode d'évaluation de la puissance acoustique à partir des détections effectuées par corrélations croisées des signaux d'un réseau de microphones. Nous montrons que la puissance acoustique totale et sa distribution au sein de la géométrie 3D sont très variables. Une partie de cette variabilité semble s'expliquer significativement par les paramètres électriques de la décharge et par la structure de charges du nuage. A terme, l'amélioration de la validation expérimentale des conditions de propagation acoustique sera nécessaire pour caractériser plus précisément les mesures à la source, celles que nous avons effectuées présentant plusieurs contradictions inattendues avec les modèles existants de tonnerre.

Remerciements

Cette thèse s'est inscrite dans le cadre du LRC LETMA, une collaboration entre Sorbonne Université, le CNRS, le CEA et l'École Centrale de Lyon. La recherche est une œuvre collective riche et inattendue, c'est à cet aspect que je dédie les paragraphes qui vont suivre.

Je tiens tout d'abord à remercier mes deux encadrants, François Coulouvrat et Thomas Farges. Ce travail de thèse a été préfiguré par un stage de fin de Master réalisé sous leur direction intégralement à distance au printemps 2020, lors duquel j'ai déjà pu mesurer toute leur confiance et leur soutien. Durant les trois années suivantes, ils m'ont beaucoup apporté tant par leur rigueur, leur créativité et leur écoute, me permettant d'avancer dans un cadre solide, rassurant et convivial.

Je remercie ensuite l'ensemble du jury pour l'intérêt très vif qu'il a manifesté pour ce travail, et pour ces échanges aussi pointus que variés qui ont fait de cette soutenance un moment très riche scientifiquement. Je remercie fortement Benjamin Cotté et Serge Soula pour leur méticuleux travail de rapport qui a fourni les derniers éclairages dans la finalisation de ce travail. Merci grandement à Régis Marchiano qui, après m'avoir accueilli chaleureusement dans le Master d'Acoustique, a accepté de présider le jury de cette thèse. Je le remercie également pour les conseils avisés et bienveillants qu'il a pu me donner à chaque fois que l'occasion s'est présentée. Merci également à Eric Defer pour nos nombreux échanges, particulièrement importants pour m'aiguiller dans le traitement d'une partie significative des données nécessaires à la conduite de ces travaux.

Cette thèse s'est déroulée au sein de l'Institut Jean Le Rond d'Alembert, à savoir dans une ambiance et des conditions de travail incroyables. Merci au SAF pour sa réactivité sans faille, avec une mention spéciale décernée à Simona Otarasanu qui en est la responsable, dont je souhaite ici souligner la capacité à être partout en même temps, en ayant à la fois de la hauteur de vue et une présence humaine inévitablement marquante. Merci infiniment à mes colocataires du bureau 405, merci à toi Patricia pour ce surnom étrange que tu m'as donné mais aussi et surtout pour ton écoute et ta bienveillance. Et Cécilia, tu étais presque membre de ce bureau, ma playlist Spotify a d'ailleurs doublé de taille et se porte à merveille.

Je tiens ensuite à souligner l'importance qu'à eu le Master d'Acoustique dans mon parcours. Académiquement cela va de soi (se référer à l'intitulé de ce doctorat en cas de doute), humainement tout autant. Cela fait bientôt six ans que nous sommes l'Année Sans, et je suis aujourd'hui fier de chacun et chacune d'entre nous. Louise à l'heure où j'écris ça tu dois être en train d'écrire les dernières lignes de ton manuscrit alors courage ; Paul-Rémi tu es certainement en Belgique ou en Suisse ou plus loin encore, en Ardèche, alors courage ; Corto tu viens de commencer une thèse, alors courage. Odré, Matia, Eloi, je suis désolé pour ce qui vient d'arriver à vos prénoms.

Merci à ma famille, en particulier mes parents pour m'avoir permis d'être en mesure de m'épanouir par la culture, les sciences, la musique, et pourquoi pas un mélange des trois si on cherche un peu. Cette dernière année a été mouvementée, lunaire, mais je suis content de constater qu'on a tous pu garder les pieds sur Terre. Bravo à toi Mickaël, on est jumeaux mais tu m'a devancé sur la naissance, le manuscrit de thèse et la soutenance. J'ai rien compris à tes recherches sur l'optimisation sous contrainte mais j'ai pu bien optimiser mon pot de thèse par la suite. C'est déjà ça ! Et merci à toi Nico, j'ai adoré me former à l'animation et à la coopération à tes côtés, j'ai encore tant à apprendre à ce sujet mais je te dois déjà beaucoup.

Pour finir, j'ai promis de faire ce paragraphe sur des chats qui ont été importants pour moi. Alors merci à toi Comtesse, je ne sais pas si tu es un pilier ou le monument entier mais tu es incroyable. Merci à Van Gogh et Arya, qui font un travail formidable de sieste. Et enfin, un gigantesque merci à toi Suzie, tu es bien plus qu'un chat car tu es un chaton, le chaton qui fait des bibus, le chaton que j'aime. Merci de m'avoir présenté au monde de l'improvisation et d'incarner aussi bien cette spontanéité au jour le jour. Mon quotidien est aujourd'hui rempli de Grands Méchants Flous, Tomates Astrales, FMR Académie, et je suis honoré d'écrire ces dernières lignes de façon aussi loufoque, en finissant avec une phrase qui termine par un mot auquel personne ne auto-démodulation non linéaire.

Table des Matières

1 Introduction Générale	1
1.1 Contexte	1
1.1.1 Infrasons et atmosphère	1
1.1.2 Orages et atmosphère	3
1.2 Brève phénoménologie des orages	6
1.2.1 Formation du cumulonimbus et de sa structure de charge	6
1.2.2 Typologie d'éclairs et lien avec la structure du nuage	7
1.3 Mesurer le tonnerre	11
1.3.1 Propagation	11
1.3.2 Reconstruction 3D	13
1.3.3 Contenu spectral	16
1.4 Modèles de tonnerre	19
1.4.1 Modèles théoriques	19
1.4.2 Arcs électriques en laboratoire	20
1.4.3 Énergie des éclairs et énergie du tonnerre	25
Problématique et annonce du plan	30
2 Les campagnes SOP1 et EXAEDRE	31
Introduction	31
2.1 Dispositif expérimental	32
2.1.1 Mesures acoustiques	32
2.1.2 Réseaux de localisation des éclairs	32
2.1.3 Mesures ELF large bande	36
2.2 Orages étudiés	37
2.2.1 Sélection des évènements acoustiques	37
2.2.2 Détections par le LLS	38
2.2.3 Détections par le LMA	45
Conclusion	50
3 Méthodologie : de la reconstruction géométrique à l'évaluation de la puissance acoustique des sources	51
Introduction	52
3.1 Reconstruction acoustique	52
3.1.1 Mise en oeuvre	52
3.1.2 Discussion de la précision de la localisation	56

3.1.3	Discussion du réglage de PMCC	58
3.2	Description du calcul de la pression RMS par PMCC et de ses biais	63
3.2.1	Formalisation du filtrage et du fenêtrage	63
3.2.2	Évaluation et correction de l'amplification de la valeur RMS	65
3.3	Calcul de l'enveloppe de la pression RMS	71
3.3.1	À partir du signal d'un capteur ou d'un réseau de capteurs	71
3.3.2	À partir des détections PMCC	72
3.3.3	Résumé	76
3.4	Évaluation de la puissance acoustique	77
3.4.1	Calcul de la puissance acoustique	77
3.4.2	Discussion sur les différentes hypothèses de propagation	80
	Conclusion	85
4	Puissance acoustique des éclairs	87
	Introduction	87
4.1	Distribution spatiale de la puissance acoustique	88
4.1.1	Application à deux événements typiques d'EXAEDRE	88
4.1.2	Autres types d'éclairs	90
4.2	Puissance acoustique totale	95
4.2.1	Variabilité de la puissance acoustique totale	95
4.2.2	Comparaison avec les méthodes précédentes	99
4.3	Corrélation entre les paramètres acoustiques et électriques	103
	Conclusion	108
5	Stratification verticale de la puissance acoustique	111
	Introduction	112
5.1	Analyse par éclair	113
5.1.1	Deux cas de référence	113
5.1.2	Deux exemples de décharges intra-nuages positives	116
5.1.3	Deux exemples de décharges nuage-sol négatives	118
5.1.4	Deux exemples de décharges nuage-sol positives	120
5.1.5	Deux derniers cas plus complexes	122
5.1.6	Principales tendances identifiées dans ces cas individuels	124
5.2	Analyse par orage	125
5.2.1	Orage du 26 octobre 2012	125
5.2.2	Orage du 22-23 octobre 2012	129
5.2.3	Orage du 17 septembre 2018	130
5.2.4	Orage du 2 octobre 2018	134
5.3	Synthèse	136
5.3.1	Comparaison acoustique et VHF	136
5.3.2	Vers une catégorisation acoustique des éclairs ?	138

6 Conclusions et perspectives	143
Références	150
Liste des Figures	165
Liste des Tables	175
A Flashs de la base de données	179
A.1 Orage du 22 au 23 octobre 2012 - SOP1 :	182
A.2 Orage du 26 octobre 2012 - SOP1 :	185
A.3 Orage du 17 septembre 2018 - EXAEDRE :	188
A.4 Orage du 2 octobre 2018 - EXEDRE :	191
B Comparaison des réglages de PMCC	193
C Discussion sur les évènements ambigus	201
D Utilisation de la localisation 3D de la puissance acoustique pour évaluer le tonnerre	205
E Supporting Information du chapitre 4	211

CHAPITRE 1

Introduction Générale

Sommaire

1.1	Contexte	1
1.1.1	Infrasons et atmosphère	1
1.1.2	Orages et atmosphère	3
1.2	Brève phénoménologie des orages	6
1.2.1	Formation du cumulonimbus et de sa structure de charge	6
1.2.2	Typologie d'éclairs et lien avec la structure du nuage	7
1.3	Mesurer le tonnerre	11
1.3.1	Propagation	11
1.3.2	Reconstruction 3D	13
1.3.3	Contenu spectral	16
1.4	Modèles de tonnerre	19
1.4.1	Modèles théoriques	19
1.4.2	Arcs électriques en laboratoire	20
1.4.3	Énergie des éclairs et énergie du tonnerre	25
	Problématique et annonce du plan	30

1.1 Contexte

1.1.1 Infrasons et atmosphère

Au début du XX^e siècle, le contexte de la Première Guerre Mondiale provoque un intérêt nouveau pour les infrasons [Hood and Leventhall, 1971] - définis comme des vibrations de l'air composées de fréquences inférieures à 20 Hz, le seuil de perception humaine -,

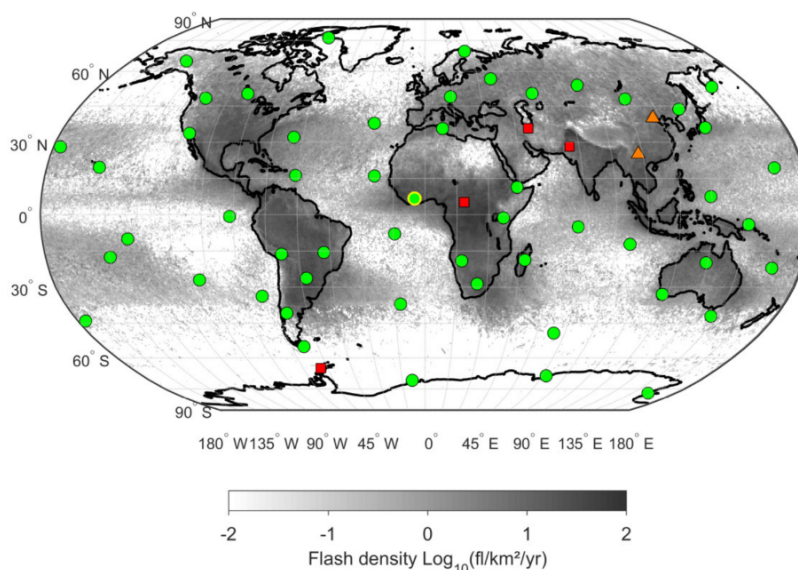


Figure 1.1: Extrait de [Farges et al. \[2021\]](#). Emplacement des soixante stations de mesure des infrasons de l'IMS de l'organisation du TICE (cercles) par rapport à la densité annuelle des éclairs (niveau de gris) mesurée depuis l'espace par l'instrument LIS à bord du satellite TRMM (à l'aide de l'ensemble de données sur la climatologie de la foudre de [Cecil et al. \[2014\]](#)). La couleur des marqueurs correspond au statut des stations de mesure des infrasons de l'IMS : vert pour certifié, orange pour installé ou en construction et rouge pour planifié. La station IS17 utilisée dans la référence est mise en évidence par un cercle jaune, près du centre de la carte. Notez que l'une des stations n'est pas représentée ici car son emplacement fait l'objet de discussions.

conduisant à de nombreuses études durant la période [1914 – 1918] à propos des tirs d'armes à feu. Pour détecter ces vibrations, des méthodes telles que l'utilisation de bougies, de plaques de métal suspendues, de microphones à fils chauffants sont utilisées. L'intérêt pour les infrasons s'est renouvelé dans les années 1960 avec le développement de nouveaux procédés permettant leur génération contrôlée et améliorant leur détection [[Gavreau et al., 1966](#); [Green and Dunn, 1968](#); [Stephens, 1969](#)]. Aujourd'hui, la mise en oeuvre du système international de surveillance (IMS, *International Monitoring System*, voir figure 1.1) dans le cadre du Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires (TICE, en anglais CTBT pour *Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty*) a largement contribué à augmenter le nombre de stations de détection infrasonore opérationnelles fonctionnant en continu sur l'ensemble du globe, fournissant une base de données considérable avec une capacité de détection accrue des phénomènes atmosphériques violents, c'est-à-dire dégageant une énergie d'au moins 1 kt TNT, soit 4.2 TJ [[Pichon et al., 2019](#)].

Parmi ces phénomènes, on trouve les éruptions volcaniques, les tremblements de terre, les explosions de météorite et les orages, émettant tous - entre autres - de grandes quantités d'infrasons. Avec une moyenne de 44 éclairs par seconde en permanence dans le monde

[Christian et al., 2003], caractériser la foudre en tant que source acoustique est un enjeu important dans l'exploitation des mesures infrasonores de l'IMS. Par ailleurs les infrasons, par leur propagation à grande échelle dans la basse, moyenne et haute atmosphère, ainsi que leur sensibilité aux conditions atmosphériques locales, fournissent des informations importantes sur les paramètres dynamiques de l'atmosphère. L'atmosphère moyenne, incluant la stratosphère et la mésosphère, est un système dynamique complexe [Council, 1986]. Ses variations à court terme ont des conséquences immédiates sur les conditions météorologiques (vent, température, humidité), car ses interactions avec la troposphère sont nombreuses. Actuellement, l'état moyen et la variabilité de l'atmosphère moyenne sont mal connus et donc peu contraints dans les modèles numériques de prévision météorologique. Il a été montré que l'amélioration de la compréhension de ces variations au sein de l'atmosphère moyenne permettait d'améliorer la prédictabilité à court et moyen terme des conditions météorologiques dans la troposphère.

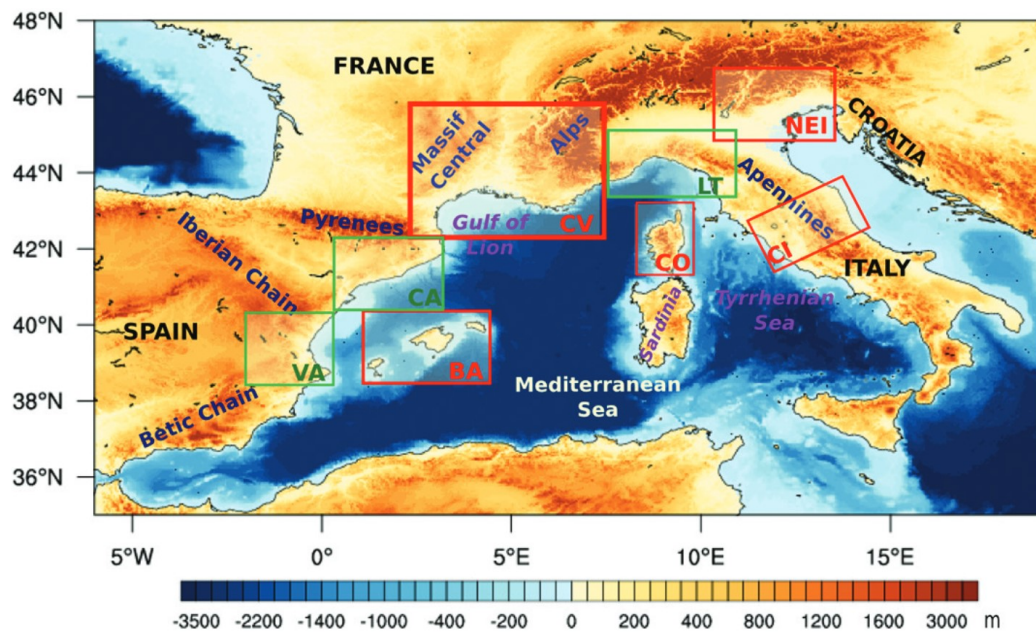
1.1.2 Orages et atmosphère

La compréhension des orages est cruciale dans la caractérisation de l'atmosphère à court et à long termes. À court terme, la détection des éclairs complète très efficacement les mesures radar et par satellite permettant la prévision immédiate des événements météorologiques extrêmes. La fréquence des éclairs dans une zone informe sur l'intensité de la convection s'y produisant [Deierling and Petersen, 2008]. La rapide augmentation de cette activité à l'échelle d'une cellule orageuse décrit une activité interne importante, annonciatrice de phénomènes sévères comme des tornades, de la grêle, ou de fortes précipitations. Ainsi Gatlin and Goodman [2010] proposent un algorithme capable de prédire l'arrivée de tornades à partir de l'intensification relative de l'activité électrique totale, environ vingt minutes à l'avance. Schultz et al. [2011] montrent que cet algorithme est plus performant avec l'activité électrique totale qu'avec des éclairs nuage-sol uniquement. Les orages informent aussi des variations atmosphériques à plus long terme, les éclairs étant même depuis 2018 considérés comme une variable climatique essentielle [Taori et al., 2021]. L'augmentation des températures globales entraînerait une augmentation du taux d'éclairs, eux-mêmes libérant des gaz à effet de serre (les oxydes d'azote, Price et al. [1997]).

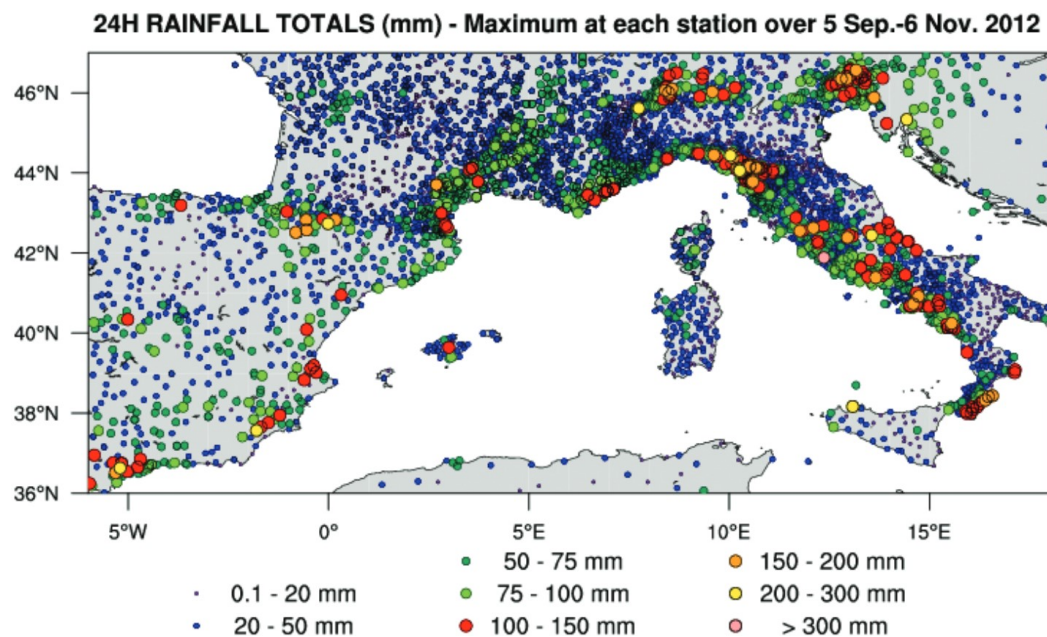
L'observation mondiale de la foudre à des fins scientifiques et climatiques est encore limitée. Le système global d'observation du climat (GCOS, *Global Climate Observing System*, valorisant la mise à disposition publique des données nécessaires aux études climatiques) et la commission de climatologie (CCI, *Commission for Climatology*), deux collaborations internationales instituées respectivement en 1992 et en 1929 [Zillman, 2009] et incluant l'organisation météorologique mondiale (WMO, *World Meteorological Organization*), ont mis en place une équipe dédiée (TTLOCA, *Task Team for Lightning Observations for Climate Applications*) en octobre 2017. Un peu plus tôt, en 2010, s'est initié le projet HyMeX (HYdrological cycle in the Mediterranean EXperiment, [Drobinski et al., 2014]) pour une durée de dix ans. Le but était d'étudier le cycle de l'eau dans le bassin méditerranéen, cette région étant

spécifique par sa forte sensibilité au changement climatique global due à la dynamique des climats subtropicaux et des latitudes moyennes qui s’y rejoignent, et donc par de forts enjeux scientifiques et sociétaux. La configuration de mer quasi-fermée entourée par une grande quantité de montagnes, rivières et littoraux densément peuplés, génère un fort couplage entre les dynamiques océaniques, atmosphériques et hydriques, ainsi qu’une forte interaction avec les activités anthropiques. Nous rappelons ici en figure 1.2 deux cartes issues des travaux de [Ducrocq et al. \[2014\]](#). La première (figure 1.2a) illustre la présence de forts reliefs à proximité du littoral (jusqu’à 3000 m d’altitude) ayant pour effet de faciliter la condensation et les processus de convection. La seconde (figure 1.2b) présente, pour plusieurs stations, le maximum de pluviométrie reçue en 24 h sur la période du 5 septembre au 6 novembre 2012. On observe une grande occurrence de journées à plus de 100 – 150 mm, ce qui n’est pas rare pour le bassin méditerranéen, dans lequel des précipitations intenses couplées à la présence de bassins versants petits et escarpés typiques de cette zone, conduisent souvent à de soudaines crues et inondations.

Ces interactions se font à des échelles très différentes en simultané, avec une interaction non-linéaire entre les phénomènes de ces différentes échelles. Cela en fait un système particulièrement instable et donc imprévisible, duquel peuvent émerger des événements météorologiques extrêmes occasionnant de forts dommages humains et matériels (fortes pluies, sécheresses, cyclones, incendies...). Parmi les nombreuses campagnes de mesures effectuées durant le projet HyMeX, deux ont inclus des mesures acoustiques d’éclairs. La première, SOP1 (*Special Observation Period 1*, [[Ducrocq et al., 2014](#); [Defer et al., 2015](#)]), s’est déroulée du 5 septembre au 6 novembre 2012 sur toute la Méditerranée nord-occidentale et son pourtour. Elle a documenté une vingtaine d’épisodes de pluie parmi lesquels deux orages dans les Cévennes, dans le sud de la France continentale, ayant bénéficié de mesures acoustiques que nous re-traitons dans ce manuscrit : la nuit du 22 au 23 octobre et le soir du 26 octobre 2012. La seconde, EXAEDRE (*EXploitation de nouvelles données sur l’électricité atmosphérique pour la recherche et l’environnement*, [EXAEDRE \[2018\]](#)), s’est déroulée en Corse du 13 septembre au 10 octobre 2018. Cette campagne était dédiée d’une part à la consolidation de l’exploitation opérationnelle des observations de SOP1 et l’ajout de mesures aéroportées dans les cumulonimbus, et d’autre part à des simulations numériques de l’activité électrique des différents orages mesurée sur cette période. Nous analysons acoustiquement deux d’entre eux, ayant eu lieu durant les après-midi du 17 septembre et du 2 octobre 2018. Une présentation plus détaillée de ces deux campagnes et des quatre orages que nous avons étudiés est effectuée dans le chapitre 2.



(a) La région de la Méditerranée occidentale avec les sites HyMeX, en particulier Cévennes-Vivarais (CV) et Corse (CO).



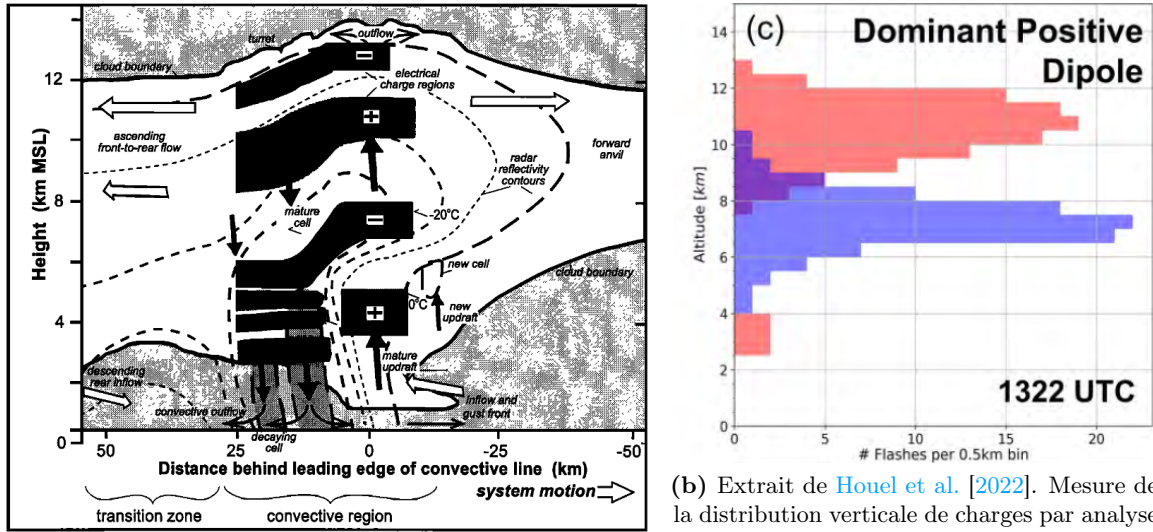
(b) Pluies maximales sur 24 heures à chaque station, du 5 septembre au 6 novembre 2012, basées sur les observations des pluviomètres reçues en temps quasi-réel pendant SOP1.

Figure 1.2: Cartes extraites de [Ducrocq et al. \[2014\]](#), représentant (a) la topographie du bassin méditerranéen - particulièrement enclavée - ainsi que l'emplacement des différents sites d'observation de HyMeX ; (b) les précipitations maximales en 24 heures dans cette région pendant la campagne SOP1.

1.2 Brève phénoménologie des orages

1.2.1 Formation du cumulonimbus et de sa structure de charge

Si le lien entre les orages et la condensation du contenu en eau de l'atmosphère a été évoqué pour la première fois par [Espy \[1841\]](#), c'est finalement à la sortie de la seconde guerre mondiale que la première description détaillée d'un orage est proposée, suite à la naissance du *Thunderstorm Project* motivé par les difficultés des avions à survoler les zones d'orages [[Byers and Braham, 1949](#)]. Les méthodes employées lors de ce projet sont considérées comme ayant largement fondé les travaux plus récents [[Council, 1986](#)]. Le mécanisme de formation des cumulonimbus est récapitulé par [Kessler \[1982\]](#). La surface de la Terre est chauffée par le soleil, augmentant la température de l'air à basse altitude et diminuant ainsi sa densité. Cet air chaud et plus léger s'élève alors par poussée d'Archimède. Plus la parcelle d'air en mouvement est grande, plus elle est ralentie par l'inertie de l'air ambiant, et moins elle s'y dissipe rapidement. Ce fort lien avec le chauffage radiatif de la surface terrestre explique l'augmentation du taux d'orages aux périodes d'ensoleillement les plus forts et durables, aux moments où le soleil est le plus haut et où les journées sont les plus longues : à l'équinoxe de printemps durant l'après-midi, proche de l'équateur. Les basses températures en altitude liées à la sortie de l'hiver augmentent d'autant plus l'écart de température avec le sol et donc le forçage vertical. La hauteur maximale de convection augmente également : en gagnant en altitude, la parcelle d'air chauffée se dilate et se refroidit, continuant de monter tant qu'elle reste plus chaude que son environnement. La condensation du contenu en eau dans la parcelle d'air étant une réaction exothermique, cela ralentit son refroidissement par rapport à une détente adiabatique et augmente donc son altitude maximale d'ascension. C'est ce qui explique que les cumulonimbus montent jusque 12 km en n'étant pas limités par l'isotherme 0 °C (correspondant à environ 4 km d'altitude). Si les conditions atmosphériques sont réunies, notamment avec de forts vents en altitude entretenant la convection - car permettant aux précipitation de ne pas tomber dans le canal ascendant où elles se sont formées -, le système peut atteindre une forme de stabilité. Le nuage va alors s'électrifier principalement par les collisions entre les hydrométéores [[Mansell et al., 2005](#)], qui sont constitués de l'ensemble des particules d'eau solide ou à l'état d'eau liquide surfondue (état liquide instable ayant une température pouvant descendre à -40 °C) de tailles variables, formées lors du refroidissement du contenu en eau du nuage lors de son ascension. Les collisions vont libérer des charges, de polarisation dépendant de la température et du contenu local en eau liquide surfondue. Par advection et sédimentation, ces charges vont se regrouper et se structurer en couches de charges à différentes altitudes [[Williams, 1985](#)]. Cette vision simplifiée de stratification des zones de charges correspond principalement aux zones à proximité des zones d'ascendance, mais cette structure peut varier dans le reste du nuage et tout au long de la vie de l'orage [[Bruning et al., 2014](#); [Stolzenburg et al., 1998](#)], (voir figure 1.3.a) La structure dite "normale" consiste en trois couches de charges : une couche négative au centre entourée de deux couches positives, la plus haute étant la plus chargée. Les altitudes dépendent de celles des isothermes,



(a) Extrait de [Stolzenburg et al. \[1998\]](#). Modèle conceptuel de la structure de charges dans la région convective d'un orage.

(b) Extrait de [Houel et al. \[2022\]](#). Mesure de la distribution verticale de charges par analyse Chargepol des pulses VHF mesurés par un LMA. Bleu : -. Rouge : +.

Figure 1.3: Structure de charges dite en "tripôle normal" (PNP). (a) schéma en vue verticale montrant la localisation de cette structure dans la zone convective d'une cellule orageuse, (b) estimation de la structure d'une cellule orageuse de la campagne EXAEDRE. L'axe des altitudes des deux figures est similaire.

la couche positive supérieure correspondant à $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$, la couche négative entre $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$, et la couche positive inférieure entre $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. On obtient ainsi une structure en tripôle positif-négatif-positif, abrégé en PNP dans la suite du manuscrit (voir figure 1.3.b). La couche positive du bas du nuage sera appelée couche P inférieure, tandis que la couche positive du haut du nuage sera appelée couche P supérieure.

Des structures dites "anormales" ont également été observées [[Lang et al., 2004](#); [Wiens et al., 2005](#)], avec soit une couche positive centrale dominante (et donc deux couches négatives supérieures et inférieures de part et d'autre), soit une couche positive dominante à basse altitude (là où elle est classiquement très faible). La structure dite normale et les différentes configurations de structures anormales sont présentées sur la figure 1.4. Les trois premières catégories sont présentées par [Fuchs et al. \[2015\]](#), la quatrième est un ajout de [Coquillat et al. \[2022\]](#) après en avoir fait l'observation via les données SAETTA collectées en Corse.

1.2.2 Typologie d'éclairs et lien avec la structure du nuage

Au fur et à mesure de l'électrification du nuage, le champ électrique s'accroît. Passé un certain seuil, un éclair peut se déclencher. La valeur théorique de ce seuil est d'environ 10^3 kV.m^{-1} . En réalité, l'électrification du nuage génère un champ électrique inférieur d'un ordre de grandeur. L'explication d'un déclenchement malgré cet écart reste actuellement encore un problème ouvert. L'hypothèse admise la plus récente est l'intensification très

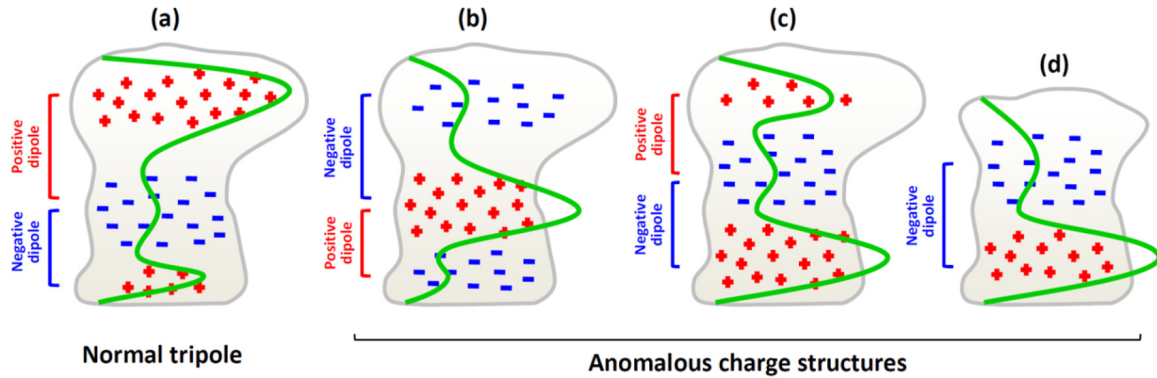


Figure 1.4: Extrait de [Coquillat et al. \[2022\]](#), adapté de [Fuchs et al. \[2015\]](#) : structures de charges dans la zone de convection d'un cumulonimbus, dans différents scénarios : (a) tripôle normal, (b) tripôle inversé, (c) tripôle "bottom heavy", (d) dipôle négatif.

localisée du champ électrique générant une ionisation de l'air à proximité et se propageant ainsi de proche en proche sous forme de traceur (*leader* en anglais). Cette ionisation successive est connue sous le nom d'avalanche électronique [[Solomon et al., 2001](#)]. La forte augmentation locale du champ électrique est potentiellement due à un effet de pointe, intervenant dans un phénomène appelé effet corona [[Crabb and Latham, 1974](#)]. Un second phénomène faisant intervenir des particules relativistes a été évoqué par [Dawson and Winn \[1965\]](#), mais il semble ne pas être suffisamment significatif d'après les simulations numériques [[Dwyer, 2010](#)]. Enfin, la décharge a lieu lorsque le traceur (*leader*) relie deux couches de charges de polarités opposées, au milieu desquelles il a été initié [[Kasemir, 1960](#); [Mazur and Ruhnke, 1993](#)].

Il existe deux familles principales de décharges électriques pouvant se produire : entre le nuage et le sol (CG, *Cloud-to-Ground*), dans le nuage ou entre les nuages (IC, *IntraCloud*). Une décharge relie des couches de polarités différentes. Si la décharge relie le sol (alors chargé négativement) à une couche positive, on l'appelle CG+, car la couche positive étant ici *au-dessus* de la couche négative, on parle par convention de dipôle positif. De même, si la décharge relie le sol (alors chargé positivement) à une couche négative on l'appelle CG-. Si la décharge est à l'intérieur du nuage avec la couche négative au-dessus (dipôle négatif), on l'appelle IC-, si c'est avec la couche positive au-dessus (dipôle positif) on l'appelle IC+. Dit autrement, que ce soit un CG ou un IC, la polarité de la décharge est définie comme étant la polarité effective des charges transmises dans la direction du sol.

Dans le cas d'une structure normale, on observe donc les CG- entre le sol et le milieu du nuage (couche N centrale) généralement autour de 5 km d'altitude sous nos latitudes; les CG+ s'observent entre le sol et le haut du nuage (couche positive supérieure), généralement autour de 10 km d'altitude sous nos latitudes (voir figure 1.3). Les IC+ sont générés entre la couche positive supérieure et la couche négative centrale et se propagent ensuite horizontalement dans ces deux couches alors que les IC- sont générés entre la couche centrale négative et la

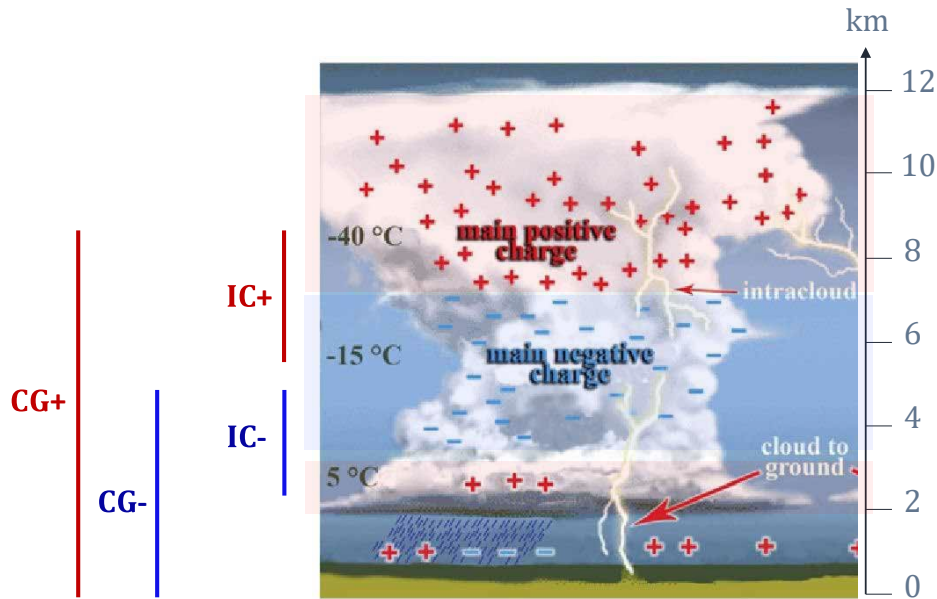


Figure 1.5: Représentation très simplifiée, pour les quatre types de décharges que nous analysons dans ce manuscrit, de leur extension verticale et zones d'apparition typiques pour une structure de tripôle normal. Les altitudes sont données à titre indicatif et correspondant aux valeurs typiques des latitudes moyennes. Adapté de [Dwyer and Uman \[2014\]](#).

couche inférieure positive. Une décharge CG démarre de façon identique à un IC, dont il est la prolongation vers le sol [\[Bruning et al., 2014\]](#). Cela signifie que, pour une structure de nuage identique, un CG+ a la même altitude d'initialisation qu'un IC+, tandis qu'un CG- est initié à la même altitude qu'un IC-. La disposition de ces quatre types de décharges est récapitulée schématiquement sur la figure 1.5.

Les CG représentent environ 25 % des décharges, moins de 10 % d'entre elles étant de polarité positive [\[Orville and Huffines, 1999; Rakov and Uman, 2003; Rakov, 2013\]](#). Une partie infime des CG+ peut également conduire à la génération d'événements lumineux transitoires (TLE) se produisant entre le haut du nuage et la basse ionosphère (entre 40 km et 90 km d'altitude), nommés sprites [\[Farges and Blanc, 2010; Rakov, 2013; Soula et al., 2015\]](#). Ils sont associés à des décharges présentant (i) une composante intra-nuageuse avec une forte extension horizontale, et (ii) dans l'arc en retour, une longue phase de courant continu (décroissance relativement lente du courant dans le canal après la décharge initiale). Un des quatre orages étudiés dans ce manuscrit présente plusieurs CG+ de ce type.

Les taux d'IC/CG± donnés plus haut sont typiques, mais la quantité et la proportion des différentes catégories de décharges produites varient très fortement durant le cycle de vie d'une cellule orageuse, qui connaît plusieurs phases :

1. **La phase de développement.** On y observe la formation du cumulonimbus par convection à partir d'un cumulus, la circulation est donc essentiellement composée d'un mouvement ascendant. Les premiers IC (généralement positifs) apparaissent à la fin de cette phase, qui se définit par l'arrivée des premières précipitations.
2. **La phase mature.** Le nuage s'étend verticalement jusqu'à deux fois la hauteur du cumulus initial, le blocage de l'ascendance par la tropopause le conduit à prendre sa forme caractéristique d'enclume par extension horizontale. Un fort courant descendant apparaît localement à cause des précipitations, là où se trouvait le courant ascendant de la phase précédente. C'est durant cette phase que l'activité électrique est la plus forte (typiquement plusieurs dizaines de flash par minute, cette valeur étant très variable), et que le champ électrique devient assez fort sous le nuage pour permettre l'apparition de CG (généralement négatifs),
3. **La phase de dissipation.** La circulation verticale s'estompe peu à peu au même titre que l'activité électrique, après un pic de production des CG, ne laissant ensuite plus que quelques IC et de légères précipitations, avant de disparaître totalement. C'est durant cette phase que la production de CG+ est la plus importante, en raison de la disparition progressive des charges de la couche positive inférieure et de la couche négative centrale, permettant des connexions à plus haute altitude.

La durée totale d'existence d'une cellule orageuse est de l'ordre d'une à trois heures environ [Byers and Braham, 1948], et un orage se constitue de plusieurs cellules suivant chacune son cycle de vie. La présente description de l'activité électrique associée aux différentes phases est valable dans le cas d'une structure normale (tripôle PNP). Un bon indicateur d'une structure de charges inversée peut être une sur-représentation de CG positifs en dehors de la phase de dissipation [Lang et al., 2004; Wiens et al., 2005]. Une trop grande quantité de charges dans la couche basse du nuage, comme cela peut être le cas pour les structures anormales dites "bottom heavy" (figure 1.4), peut par ailleurs inhiber, voire bloquer, la production de CG, donnant des orages produisant essentiellement des IC- [Kolmašová et al., 2020].

Une décharge transporte une grande quantité de courant (d'une valeur maximale typique de 10^4 A [Orville, 1990; Price et al., 1997]), rayonnant des ondes électromagnétiques dans une large gamme de fréquences (des très basses fréquences, en anglais *Very Low Frequencies* ou VLF [3 – 30] kHz ; aux très hautes, en anglais *Very High Frequencies* ou VHF [3 – 30] MHz) et chauffant le canal par effet Joule, à environ 30 000 °K [Orville, 1968; Dwyer and Uman, 2014]. Ce chauffage brutal sur un canal d'un diamètre d'environ 10 cm va générer un choc fort dans l'air environnant. Ce choc se transforme en choc faible avant de se propager sous forme d'onde acoustique [Few et al., 1967]. Les diverses conversions d'énergie associées à ces phénomènes se font dans des proportions encore très incertaines. Toutes ces considérations sont présentées dans la section suivante.

1.3 Mesurer le tonnerre

Le son a été historiquement le premier moyen de mesurer les éclairs. Dès le début du XX^e siècle, [Schmidt \[1914\]](#) s'intéresse au tonnerre, encore très peu étudié à l'époque. Cet article est l'une des premières manifestations d'un intérêt pour l'étude du tonnerre, que son auteur lie d'emblée aux théories physiques et résultats expérimentaux disponibles. Parmi ceux-ci, les études des ondes de choc résultant d'étincelles par Mach [[Mach and von Weltrubský, 1878](#); [Mach and Gruss, 1878](#)], et celles portant sur la mesure de propagation de chocs issus d'explosion dans l'atmosphère [[Dörr, 1913](#)]. [Schmidt \[1914\]](#) décrit aussi la présence d'infrasons ainsi que le côté fortement impulsif du signal. Les mesures acoustiques sont à l'époque encore très rudimentaires, mais donnent toutefois certains ordres de grandeur assez proches de ce qui est aujourd'hui admis (notamment les bandes de fréquences d'intérêt, qu'il localise à [15 – 25] Hz et [101 – 115] Hz, la première plus intense que la seconde, ce qui peut se rapprocher des résultats ultérieurs de [Holmes et al. \[1971\]](#) discutés en section [1.3.3](#)). Le raisonnement qualitatif est quant à lui particulièrement intéressant puisqu'il tente d'interpréter les mesures acoustiques de terrain par (i) différents phénomènes mécaniques et électriques mis en jeu autour de la décharge, (ii) la géométrie du canal de foudre, (iii) la propagation du tonnerre en lien avec la structure atmosphérique. Ces idées se retrouvent grandement dans les développements théoriques et expérimentaux poursuivis dans les années 1960 et se prolongent encore aujourd'hui (voir les sections [1.3.2](#) et [1.4.3](#)). L'amélioration technique des modes de mesure acoustiques, électromagnétiques et optiques ainsi que le développement des capacités modernes de traitement numérique du signal et l'apparition récente de systèmes de détection d'éclairs d'échelle régionale voire mondiale (voir [1.1](#)) ont enfin grandement favorisé l'expansion de ce champ de recherche dans les dernières décennies. Depuis les années 1960 et le regain d'intérêt pour les infrasons (voir section [1.1](#)), le tonnerre est étudié dans toute la gamme du spectre acoustique pour tenter d'en interpréter théoriquement l'origine physique. Les basses fréquences (moins de 200 Hz) sont particulièrement utilisées dans le but de reconstruire la géométrie de la foudre. La présente section a pour objectif de récapituler l'état actuel des connaissances relatives aux mesures acoustiques des éclairs d'orages.

1.3.1 Propagation

Le tonnerre est depuis longtemps connu pour être audible jusqu'à environ 25 km, voir [Humphreys \[1940\]](#). [Fleagle \[1949\]](#) le démontre théoriquement par la déviation des ondes par la réfraction atmosphérique, en modélisant un profil linéaire de température et de cisaillement du vent. Pour un profil de température typique décroissant avec une pente de 7.5°/km, et une source de tonnerre située à 4 km d'altitude, la portée maximale est bien 25 km (voir figure [1.6](#)). Cette limite de distance est particulièrement importante : la première carte mondiale de l'activité orageuse en 1953, proposée par l'Organisation Météorologique Mondiale, se basait sur la perception auditive humaine du tonnerre [[World Meteorological](#)

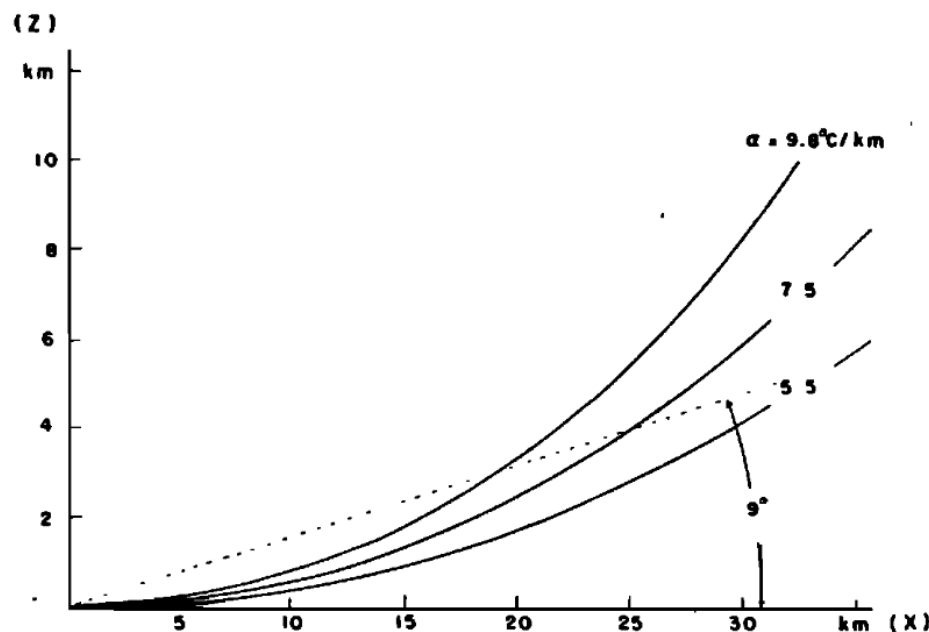


Figure 1.6: Extrait de [Fleagle \[1949\]](#). Trajectoire des rayons tangents à la surface de la terre à la position de l'observateur pour $T = 300^\circ\text{K}$ et $\alpha = 9.8, 7.5, 5.5^\circ\text{C/km}$. Les coordonnées sont les suivantes : distance horizontale (x) et distance verticale (z).

[Organization, 1953](#)]. Ce type de représentation a été exploité récemment dans une étude de [Lavigne et al. \[2019\]](#) comparant la variation du nombre de jours de tonnerre par an, l'activité électrique et les précipitations à l'échelle mondiale mesurées sur ces 50 dernières années. Cela a permis de montrer des corrélations claires par régions, variant selon les saisons, et ayant un lien probable (toujours à l'étude) avec le réchauffement climatique.

Par des détections infrasonores recoupées à des localisations électromagnétiques d'éclairs, il a été montré que la détection du tonnerre par des réseaux de microbaromètres pouvait redevenir possible après 250 km jusqu'à 500 km en raison de la réflexion des infrasons sur la stratopause à 50 km d'altitude ou dans la thermosphère autour de 100 km d'altitude [[Farges and Blanc, 2010](#); [Farges et al., 2021](#)], après une zone d'ombre où la détection au sol est effectivement impossible entre 100 km et 250 km (voir figure 1.7). Les éléphants pourraient ainsi s'en servir pour se diriger vers les zones de fortes précipitations liées aux orages [[Kelley and Garstang, 2013](#)]. Avec les infrasons des éclairs, il est aussi possible de sonder les différentes couches de l'atmosphère et ses variabilités. [Farges et al. \[2021\]](#) montrent que le changement d'azimut des infrasons des éclairs (d'est en ouest) quatre fois par an reproduit la variabilité de l'oscillation semi-annuelle des vents dans la stratosphère en zone tropicale.

Dans sa partie audible, le tonnerre ne peut être mesuré qu'à moins de 25 km avec des amplitudes de pression acoustique de l'ordre d'un dixième à plusieurs dizaines de Pascal. Le

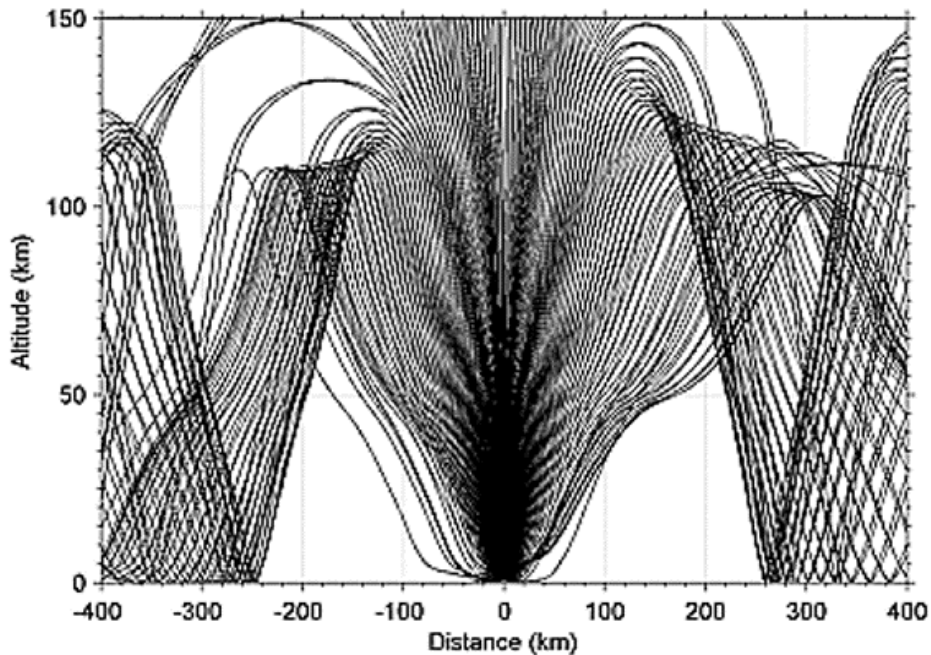


Figure 1.7: Extrait de [Farges and Blanc \[2010\]](#). Propagation par tracé de rayons pour une source acoustique de 4 km de hauteur. La distance négative (resp. positive) correspond à une propagation vers le sud-ouest (resp. nord-est).

signal reçu dure généralement quelques secondes à une minute, pour un contenu fréquentiel étendu dans tout le spectre audible (voir figure 1.8). Cette distance de 25 km définit la limite spatiale de la plupart des études sur la localisation acoustique des éclairs à partir du tonnerre, que nous allons désormais présenter.

1.3.2 Reconstruction 3D

Le principe général de la reconstruction acoustique d'un éclair à partir de mesures acoustiques a été proposé par [Few \[1970\]](#) et [Few and Teer \[1974\]](#). Le canal de foudre est décomposé en un ensemble de sources individuelles de tonnerre selon le principe de Huygens. Les retards temporels entre les différents microphones d'un réseau espacés de quelques dizaines de mètres permettent de déterminer les angles d'azimut et d'élévation de chaque arrivée acoustique *cohérente* et *consistante* au réseau (ces termes seront définis plus précisément dans le chapitre 3), tandis que la différence entre le temps d'arrivée acoustique et le temps d'émission (unique d'un point de vue acoustique) fournit la distance de propagation entre le barycentre du réseau et chaque source. Cette reconstruction acoustique a notamment constitué la première visualisation de la structure d'un éclair à l'intérieur du nuage d'orage (voir figure 1.9a). Elle a permis de montrer que la majorité des éclairs mesurés étaient principalement d'extension horizontale (voir 1.9.b d'après [Teer and Few \[1974\]](#)) montrant la reconstruction d'un événement de type CG- avec l'arc en retour montant jusqu'à la couche N

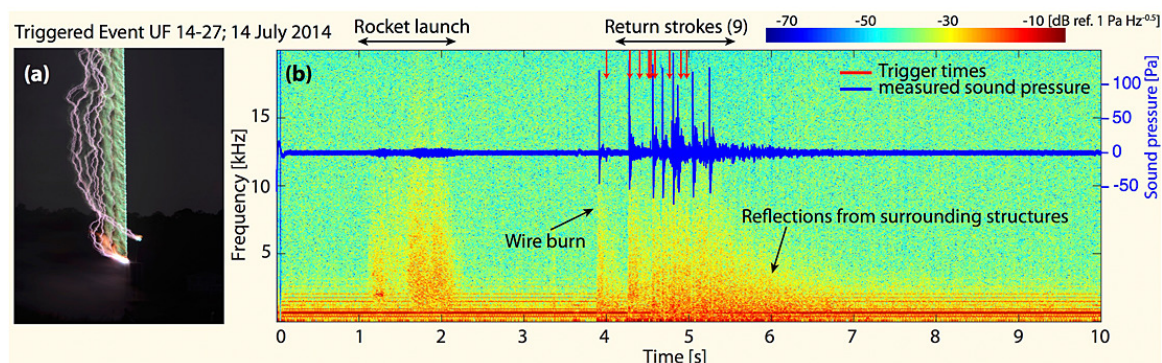
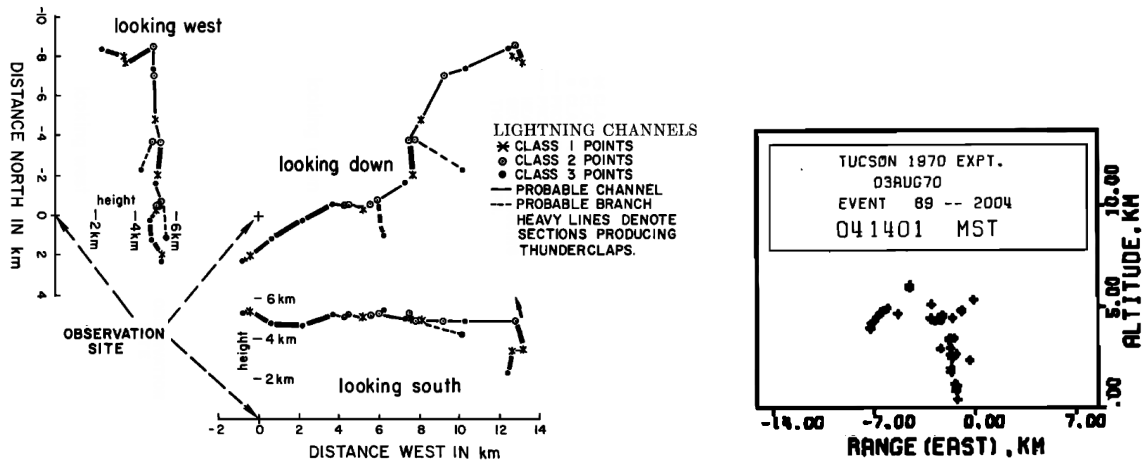


Figure 1.8: Extrait de Dayeh et al. [2015]. (a) A gauche : photographie avec une exposition de six secondes d'un éclair déclenché, montrant la combustion du fil de cuivre lancé par fusée dans le nuage pour déclencher l'éclair (couleur verte) et les neuf arcs en retour qui ont suivi (couleur violette). (b) Spectrogramme de l'enregistrement acoustique montrant les larges bandes de fréquences associées aux différentes étapes, telles que mesurées par le premier microphone du réseau acoustique situé à 95 m de distance. L'enregistrement de la série temporelle de l'événement est superposé (couleur bleue). Bande [1 Hz – 20 kHz].

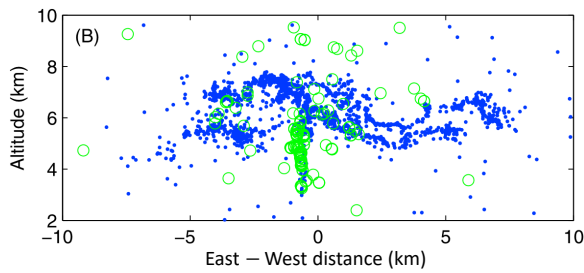
vers 5 km et l'extension horizontale sur 8 km) ce qui est cohérent avec le fait que la majorité des décharges sont des IC, et que chaque CG est issu initialement d'un IC, voir section 1.2.2. MacGorman et al. [1981] confirment ce résultat et vont plus loin, regroupant les analyses des éclairs individuels en une analyse statistique sur plusieurs dizaines d'évènements de plusieurs orages. Un calcul de la distribution verticale du nombre de sources acoustiques met en évidence une structure stratifiée en altitude (voir figure 1.10a), similaire à ce qui a été établi précédemment par la détection de pulses électromagnétiques VHF [Proctor, 1971, 1976; Taylor, 1978], tout en confirmant sa forte extension horizontale.

Jusqu'alors, la méthode initiale de reconstruction acoustique utilisait le tracé de rayons pour localiser les sources, tentant ainsi de prendre en compte l'hétérogénéité en températures et en vents de l'atmosphère, en particulier par les profils verticaux de température et de vitesse du vent. Few [1970] suggère d'ailleurs d'utiliser la superposition des sources acoustiques aux photographies pour inférer le profil de vent et de température qui permet d'ajuster au mieux la géométrie reconstruite. Néanmoins, de bons résultats ont été trouvés par Arechiga et al. [2011] pour une propagation simple supposant une vitesse du son constante et homogène sans vent, avec une validation sur un éclair déclenché (voir figure 1.9c) par comparaison aux détections électromagnétiques dans la gamme VHF par un LMA (*Lightning Mapping Array*, voir [Rison et al., 1999] et chapitre 2). Ceci a été confirmé par la suite, pour des éclairs naturels (voir figure 1.9d) par Gallin et al. [2016], avec un bon accord vis-à-vis des localisations au sol des décharges par LLS (*Lightning Location System*, dans les bandes VLF [3 – 30] kHz et LF [30 – 300] kHz, voir chapitre 2). Par une statistique portant sur 56 évènements naturels de la campagne SOP1, l'étude montre que ce procédé simplifié présente

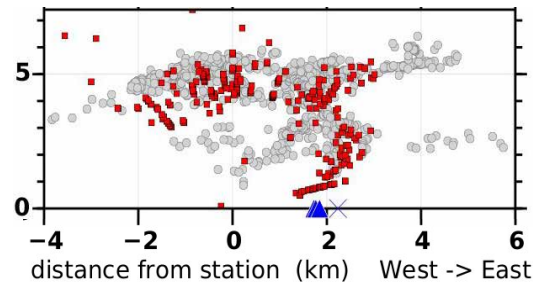


(a) Extrait de [Few \[1970\]](#). Première reconstruction acoustique 3D d'un éclair. Les points sont reliés entre eux après localisation. Classe 1, 2, 3 : point hautement probable, probable et acceptable.

(b) Extrait de [Teer and Few \[1974\]](#). Reconstruction d'un événement de type CG-

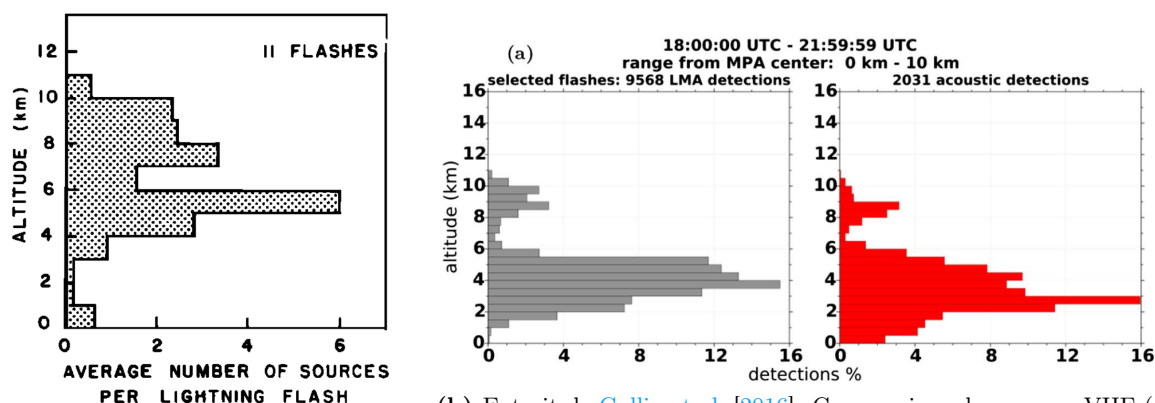


(c) Extrait de [Arechiga et al. \[2011\]](#). Éclair déclenché. Bleu : sources VHF. Vert : sources acoustiques.



(d) Extrait de [Gallin et al. \[2016\]](#). Éclair naturel. Gris : sources VHF. Rouge : sources acoustiques. Bleu : localisation au sol par LLS.

Figure 1.9: Évolution de la méthode de reconstruction acoustique des éclairs.



(a) Extrait de [MacGorman et al. \[1981\]](#). Données de 11 éclairs d'un orage du 3 août 1970 en Arizona.

(b) Extrait de [Gallin et al. \[2016\]](#). Comparaison des sources VHF (à gauche) et acoustique (à droite) pour 56 éclairs du 26 octobre 2012 dans les Cévennes.

Figure 1.10: Distribution verticale des détections acoustiques moyenne pour plusieurs flashes à moins de 10 km, avec la méthode (a) de tracé de rayons et (b) avec propagation en ligne droite (cette dernière comparée aux sources VHF).

de meilleurs résultats qu'en utilisant le tracé de rayons, car les données atmosphériques sont mal connues (à l'échelle spatio-temporelle nécessaire). La distribution verticale du nombre de sources acoustiques, ainsi que la distribution verticale des sources VHF des mêmes éclairs, présentent bien la structure en deux couches principales chargées dans les nuages (N et P supérieure), pour des sources à des distances inférieures à 10 km (voir [Gallin et al. \[2016\]](#) rappelé en figure 1.10b). En-deçà de cette distance, la méthode acoustique permet en outre de bien détecter les sources proches du sol des arcs en retour des CG, que voient mal les méthodes de détection VHF.

1.3.3 Contenu spectral

La largeur spectrale du tonnerre issu d'un CG est montrée de façon particulièrement claire par [Dayeh et al. \[2015\]](#). Avec un microphone large bande ($[20 - 20000]$ Hz) distant d'environ 100 m d'un système de déclenchement d'éclairs par fusée, ils mesurent le spectrogramme représenté figure 1.8. En lui superposant le signal de pression dont les pics temporels indiquent la réception des 9 arcs en retour successifs, on identifie pour chaque CG un fort élargissement du spectre jusqu'à environ 10 kHz. Une composante basse fréquence intense est visible, semblable en apparence à du bruit car en partie continue. Mais l'analyse par imagerie acoustique, effectuée par l'ensemble des 15 microphones d'une antenne linéaire (incluant le microphone décrit précédemment, l'espacement est de 1 m), permet d'identifier un contenu basse fréquence plus intense en particulier sous 100 Hz. Son intensité mesurée au capteur se situe entre 100 dB et 120 dB, ce qui correspond à un intervalle entre 120 dB et 140 dB au niveau du canal de foudre après compensation de la propagation.

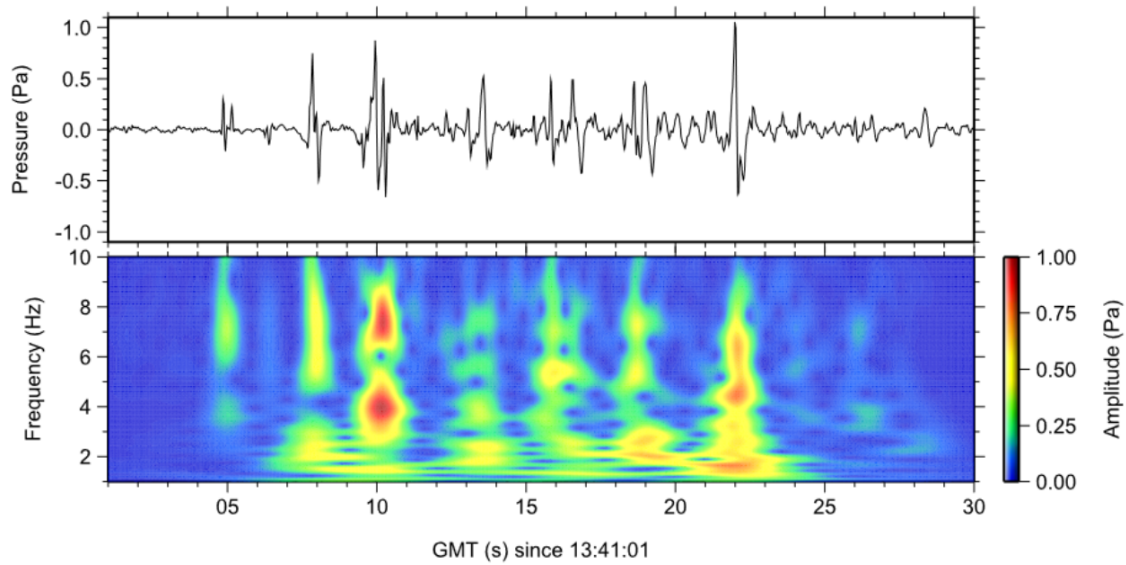
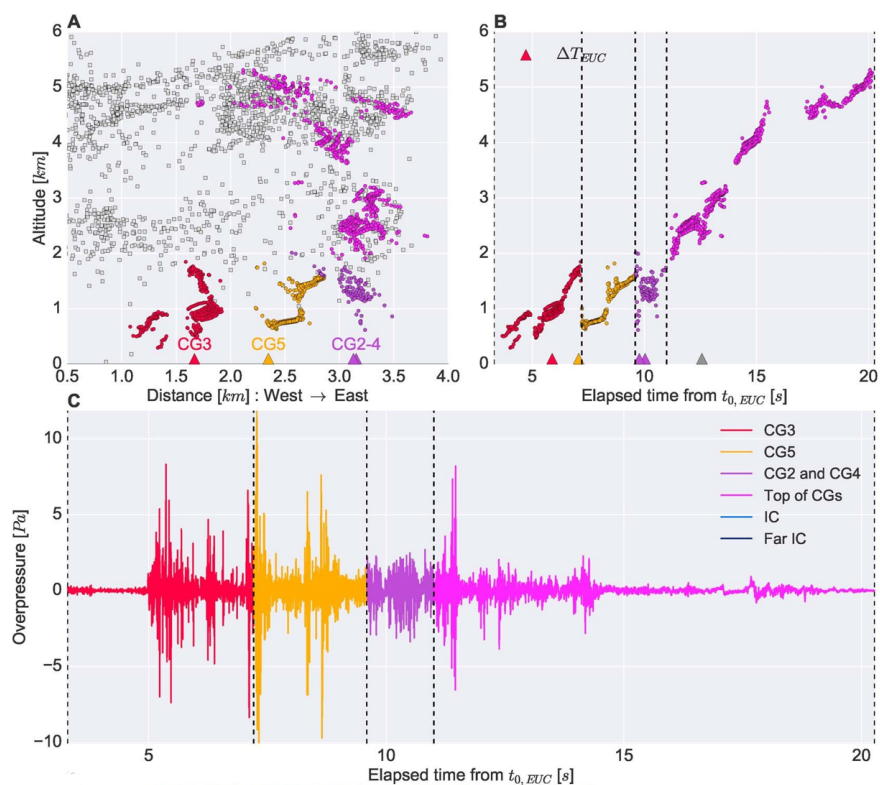


Figure 1.11: Extrait de [Assink et al. \[2008\]](#). Meilleur faisceau infrasonore typique lors d'une activité de foudre à proximité. Le faisceau présente plusieurs ondes de souffle, qui sont associées à des éclairs. Le graphique du bas montre la représentation temps-fréquence du faisceau dans la bande [1 – 10] Hz.

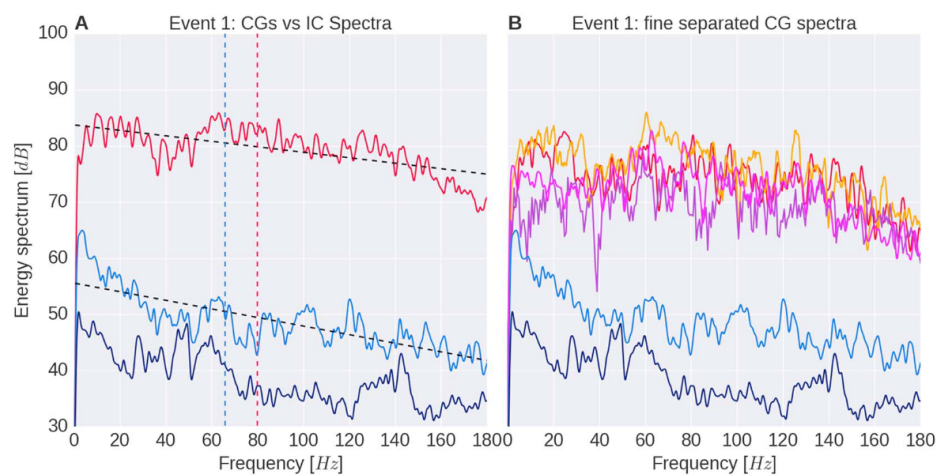
L'importance de la composante acoustique basse fréquence du tonnerre a été montrée également par [Assink et al. \[2008\]](#) pour des éclairs naturels, au moyen de deux réseaux infrasonores espacés de 145 km (chacun comprenant 6 microbaromètres dans un rayon de respectivement 40 m et 160 m). Ces auteurs mesurent le signal dans la bande [1 – 10] Hz et y identifient une plage de fréquences dominante entre 1 et 5 Hz atteignant 1 Pa (voir figure 1.11).

[Holmes et al. \[1971\]](#) analysent 40 spectres d'éclairs mesurés au centre de New Mexico à 3000 m d'altitude. Aucune puissance significative n'est détectée au-delà de 500 Hz. Les pics de fréquence, variables selon les éclairs, sont observés entre 0 et 125 Hz, le plus bas est identifié dans la bande [0 – 4.3] Hz. Sur 24 spectres de CG, une distribution de la localisation du pic principal est effectuée, par pas de 20 Hz. La majorité d'entre eux se situe dans les bandes [0 – 20] Hz et [40 – 60] Hz (8 cas pour chaque). La bande [100 – 120] Hz est la seconde bande la plus représentée, mais avec seulement 3 cas.

L'importance de l'émission du contenu infrasonore du tonnerre par l'arc en retour est mise en évidence par [Lacroix et al. \[2018\]](#). L'analyse a porté sur 27 éclairs enregistrés durant la campagne SOP1. Ils ont été reconstruits acoustiquement en 3D, permettant d'identifier 36 arcs en retour parmi ces 27 éclairs, et d'en extraire le signal de pression correspondant (voir figure 1.12b). Une observation fondamentale à noter est que tous les signaux issus des CG contiennent une forte composante infrasonore, entre 75 et 90 dB pour les éclairs à moins de 16 km du capteur (dans la bande [0.5 – 180] Hz). L'intensité reçue provenant des CG



(a) Reconstitutions acoustiques d'un événement, avec une discrimination précise des différentes parties de l'éclair - seuls les CG sont représentés ici -. (A) Projection Ouest-Est en fonction de l'altitude ; (B) Heure d'arrivée en fonction de l'altitude ; (C) Signal acoustique. En gris : détections VHF du HyLMA, triangles : détections du LLS EUCLID, points colorés : détections acoustiques. Sur A,B,C chaque couleur identifie une partie différente de la décharge.



(b) (A) Spectre du même événement CG qu'en figure (a). En rouge : pour l'ensemble des arcs en retour. En bleu clair et bleu foncé : pour un IC et un IC lointain - non représentés dans la reconstruction -. (B) Spectre du même événement, avec la séparation affinée des différents CG de la reconstruction. La courbe rouge du graphe (A) est maintenant remplacée par quatre courbes correspondant aux quatre CG du même événement (rouge, jaune, violet, magenta).

Figure 1.12: Extrait de [Lacroix et al. \[2018\]](#). Séparation du contenu spectral des différentes parties d'un éclair.

est supérieure à celle des IC de 10 à 40 dB, même pour des événements pour lesquels la partie IC est reçue en premier car plus proche. Ces observations permettent d'établir que la majorité de la production infrasonore d'un éclair provient de l'arc en retour, indiquant que le mécanisme dominant est bien la génération d'onde de choc produite par le chauffage intense du canal de foudre, selon le modèle en chaîne de perles, brièvement décrit dans la section 1.4.1. Les résultats de [Lacroix et al. \[2018\]](#) indiquent que le modèle électrostatique de génération du tonnerre (voir section 1.4.1), bien que possible, n'est pas dominant dans la production d'infrasons. On peut noter aussi que [Beasley et al. \[1976\]](#) rapporte une mauvaise corrélation spatiale et temporelle entre les signaux électromagnétiques et infrasonores, concluant à l'absence d'origine électrostatique des infrasons.

1.4 Modèles de tonnerre

La fin de cette introduction présente d'une part la revue des modèles théoriques permettant de décrire la génération de tonnerre par un canal de foudre (section 1.4.1), d'autre part une présentation des résultats expérimentaux importants dans le domaine des décharges électriques contrôlées et présentant un bon accord aux modèles (section 1.4.2), et enfin les tentatives de lier les modèles et les expériences sur étincelles aux situations à grande échelle, par le prisme de l'énergie injectée à la source (section 1.4.3).

1.4.1 Modèles théoriques

Dans la littérature, les mesures acoustiques de l'énergie totale d'un éclair sont principalement basées sur le modèle de [Few \[1969\]](#). Ce modèle décrit le canal de foudre comme un minuscule volume de gaz autour du canal ionisé dans lequel cette énergie totale est injectée instantanément (sans en préciser l'origine). Il en résulte une forte augmentation de la température et de la pression qui se propage sous la forme d'une onde de choc fort dans l'air environnant, de phase uniquement positive, sur quelques centimètres autour du canal. Après quelques centimètres d'extension, le choc fort se transforme en choc faible. L'amplitude a alors diminué de 2 ordres de grandeur et une phase négative apparaît. Quand l'amplitude a diminué de 2 ordres de grandeur supplémentaires et que la phase négative devient symétrique avec la phase positive - après une extension radiale de l'ordre du mètre, on entre dans le régime acoustique et l'onde se propage alors linéairement dans l'atmosphère [[Brode, 1959](#); [Few et al., 1967](#)]. La prise en compte de la tortuosité du canal conduit à considérer les éclairs comme un ensemble de sources ponctuelles régulièrement réparties le long de la géométrie du canal (modèle dit "en chaîne de perles"), chaque source étant décrite par ce modèle de transition choc fort-choc faible.

Ce modèle hydrodynamique de choc en "chaîne de perles" est très performant pour expliquer la partie audible du spectre du tonnerre mais est à ce stade défaillant pour expliquer son contenu élevé infrasonore (voir figure 1.12b). Plusieurs auteurs [Colgate \[1967\]](#); [Few et al.](#)

[1967]; Pasko et al. [1997] ont ainsi développé un modèle de relaxation électrostatique du nuage proposé initialement par Wilson [1921]. La dilatation qui a lieu au moment de l'équilibrage des charges par l'éclair générerait des infrasons. Toutefois, ce modèle a été récemment montré incompatible avec la localisation des principales sources d'émission infrasonore dans les arcs en retour [Lacroix et al., 2018] (voir section 1.3.3).

Le modèle de Few est également lié à la tortuosité du canal de foudre. L'influence de celle-ci sur l'émission acoustique a été étudiée par plusieurs auteurs. Pour les décharges nuage-sol négatives (CG-), la tortuosité a été quantifiée par les observations de [Hill, 1968; Levine and Gilson, 1984; Glassner, 2000]. Cette description est utilisée par Ribner and Roy [1982] pour proposer un modèle numérique du tonnerre, en supposant une distribution uniforme de sources ponctuelles le long du canal tortueux, chacune émettant la même onde "en N" de choc faible déterminée empiriquement. Les formes d'ondes temporelles de pression et les spectres qui en résultent sont comparées aux observations. Lacroix et al. [2019] étendent cette approche en utilisant une forme d'onde temporelle d'entrée résultant de simulations couplant hydrodynamique, chimie et transfert radiatif dans une géométrie cylindrique unidimensionnelle [Ripoll et al., 2014a,b], pour trois énergies différentes injectées de 4, 28 et 60 J.cm⁻¹ (voir figure 1.13). La prise en compte des interférences, négligées par le modèle de Few [1969], permet cette fois-ci de rendre compte convenablement du contenu infrasonore du tonnerre : soixante-douze arcs en retour simulés de géométrie générée aléatoirement, sont comparés à 36 arcs en retour mesurés à des distances comprises entre 300 m et 20 km. Un bon accord est trouvé pour les énergies injectées (voir figure 1.13), et la dépendance par rapport à la distance montre l'existence de deux régimes de propagation : une divergence cylindrique en champ proche en-deçà de ~ 3600 m, et une divergence sphérique en champ lointain au-delà. Les spectres synthétiques générés par ce modèle montrent que le contenu infrasonore théorique est finalement compatible avec celui mesuré. Le modèle en "chaîne de perles" tel que formulé par Lacroix et al. [2019] semble donc expliquer globalement les émissions acoustiques des éclairs.

1.4.2 Arcs électriques en laboratoire

Caractériser les éclairs par des mesures de terrain présente de fortes incertitudes en raison de la grande fluctuation des conditions atmosphériques, impactant donc la propagation acoustique. Des études en laboratoire peuvent également être conduites afin de gagner en contrôle expérimental. De manière notable dans l'étude de l'atmosphère, Wilson [1925], a fondé le domaine de la physique atmosphérique des hautes énergies grâce à sa "chambre à nuage", permettant de photographier la trajectoire d'électrons produits dans une reconstitution d'atmosphère à petite échelle (lui valant alors le Prix Nobel de 1927). L'extrapolation à taille réelle - et surtout la confirmation de cette observation pour des événements naturels - n'a pas été immédiate, il aura fallu 75 ans pour que l'existence d'un rayonnement énergétique provenant des éclairs fasse consensus (mesuré dans le domaine des rayons X, voir la revue de

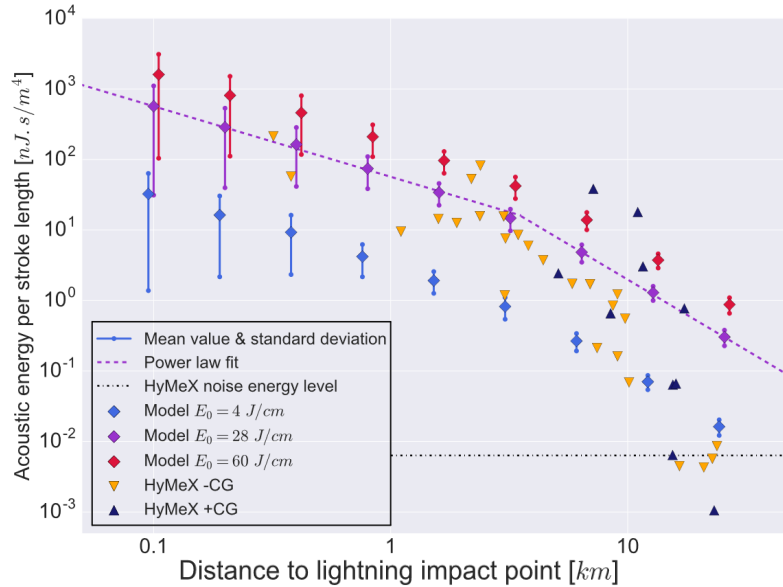
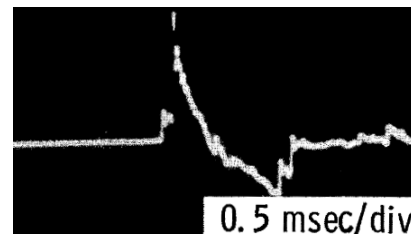
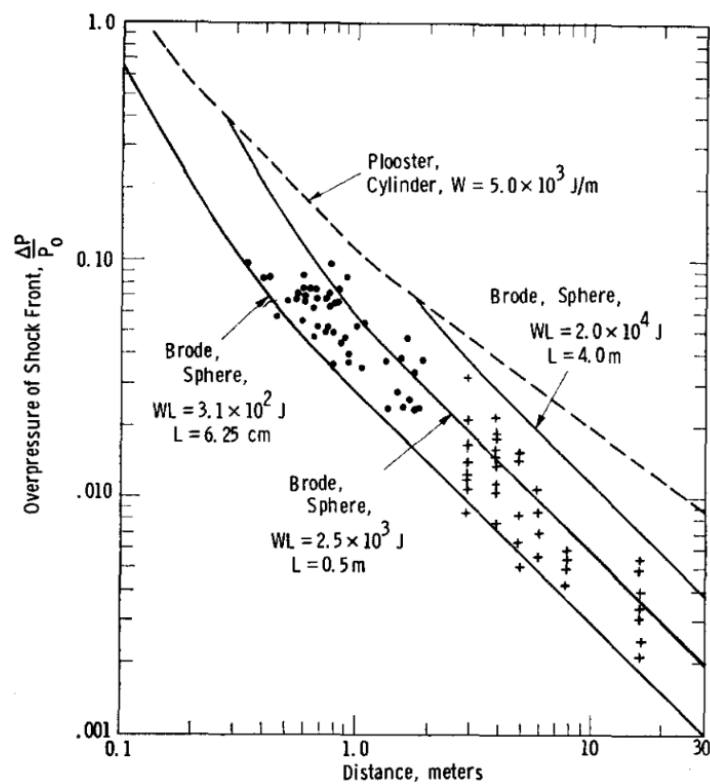


Figure 1.13: Extrait de [Lacroix et al. \[2019\]](#). Comparaison statistique entre les résultats numériques d'un modèle de canal de foudre de tortuosité aléatoire (losanges = valeur moyenne ; pas vertical = écart-type) et les données expérimentales (triangles) pour l'énergie acoustique mesurée au microphone par longueur d'arc.

[Dwyer and Uman \[2014\]](#), citant entre autres [[Brunetti et al., 2000](#); [Chubenko et al., 2000](#); [Eack et al., 2000](#)]). Les études en laboratoire permettent de générer de manière contrôlée des étincelles assimilables en partie à des éclairs CG (avec toutefois un facteur d'échelle de 1/1000), en s'affranchissant des profils de vents et de température durant la propagation des ondes acoustiques émises. On peut relever également l'avantage pratique évident en citant les propos de [Few \[1970\]](#) : *Getting close enough to a lightning channel to measure an individual pressure pulse would be extremely difficult (and dangerous)*.

Des expériences sur des étincelles de 4 m de haut sont effectuées notamment par [[Kridner et al., 1968](#); [Few, 1969](#); [Uman et al., 1970](#)], les résultats sont analysés dans la section 1.4.3, en lien avec les modèles de [[Few et al., 1967](#); [Few, 1970](#)] décrits dans la section précédente. Nous nous concentrons ici sur la description de l'allure de la forme d'onde et sur sa variabilité. Ces expériences montrent notamment la dilatation temporelle de la forme de l'onde de choc et sa baisse d'amplitude, résultant de sa propagation non-linéaire, pour des distances de l'ordre de 30 cm à 15 m (voir figure 1.14).

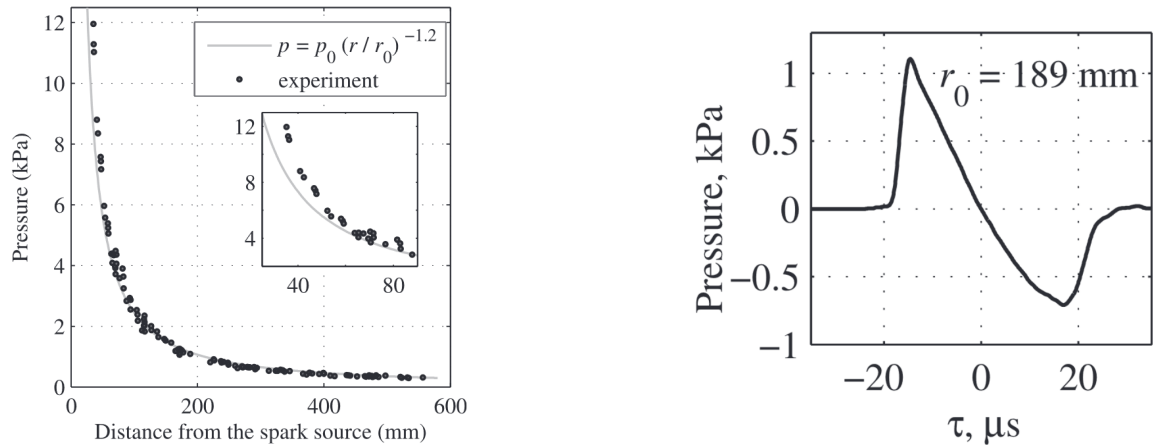
Ce comportement se retrouve dans les expériences plus récentes de [Karzova et al. \[2015\]](#) sur une décharge contrôlée bien plus petite, de 21 mm de hauteur, à une tension de 15 kV. Le pic de pression est mesuré à une distance de 25 cm à environ 1 kPa, et environ dix fois moins à 1.75 m (voir figure 1.15).



(a) Suppression du front de choc en fonction de la distance par rapport à l'étincelle. Les points représentent les données obtenues avec le microphone piézoélectrique ; les croix les données obtenues avec le microphone à condensateur. Les valeurs théoriques pour les ondes de choc cylindriques et sphériques sont également indiquées.

(b) Onde de choc typique enregistrée à 16.5 m de l'étincelle, à mi-hauteur. Les réflexions au sol arrivent environ 2 ms après le signal direct ; (a) $\Delta P/P_0 = 0.0050$, délai de déclenchement de l'oscilloscope 48 ms.

Figure 1.14: Extrait de Uman et al. [1970].



(a) Étude expérimentale de la décroissance de pression durant la propagation non-linéaire.

(b) Forme d'onde mesurée à $r = 189$ mm.

Figure 1.15: Extrait de [Karzova et al. \[2015\]](#), pour des étincelles de hauteur $h = 2$ cm. En (a), valeurs expérimentales (marqueurs) de la pression positive maximale à différentes distances radiales de la source d'étincelles. La courbe pleine correspond à la dépendance $p = p_0(r/r_0)^{-1.2}$ de la formule de Reed, avec $p_0 = 3.72$ kPa à la distance $r_0 = 70.5$ mm. Un zoom des données à de petites distances de propagation est donné dans l'encadré. En (b) pression temporelle mesurée à $r = 189$ mm.

Enfin, [Salze et al. \[2022\]](#) a effectué des expériences permettant de quantifier la variabilité de cette forme d'onde selon la géométrie de l'étincelle. Ils mesurent des étincelles générées avec un écartement de 75 cm, et initiées avec une énergie électrique estimée à 450 J avec 7 % de variabilité. En photographiant chaque décharge (avec un temps de pose de 1 ms) en simultané des mesures acoustiques, les changements de forme temporelle de l'onde de choc sont apparus comme fortement liés aux variations de la géométrie des décharges. Plus la forme est proche d'une droite, plus l'onde de pression se rapproche de l'aspect d'une onde en N (voir figure 1.16). Ces fluctuations liées aux variations de forme sont plus significatives pour les microphones les plus proches (formes d'onde bleues, la bleu foncé correspondant à une distance de 2 m) que pour les plus lointains (formes d'onde vertes et jaunes, la jaune correspondant à une distance de 6 m).

Une longueur minimale d'étincelle de 75 cm générée avec un apport initial de 450 J correspond à une densité linéique d'énergie de 6 J.cm^{-1} , une valeur comparable à la borne inférieure de l'étendue des valeurs trouvées par [Depasse \[1994\]](#) soit 10 J.cm^{-1} . L'onde est mesurée acoustiquement avec une énergie acoustique autour de 1 J à 2 m du bas de la décharge, soit un taux de conversion de 0.20 %, également très proche de la valeur trouvée par [Holmes et al. \[1971\]](#) de 0.18% (voir section 1.4.3 pour ces deux comparaisons). La mesure acoustique présente une variabilité de 33 à 36 %, relativement stable pour des distances de mesure variant de 2 m à 6 m, indiquant donc que la variabilité est ici plus liée à la source qu'à la propagation.

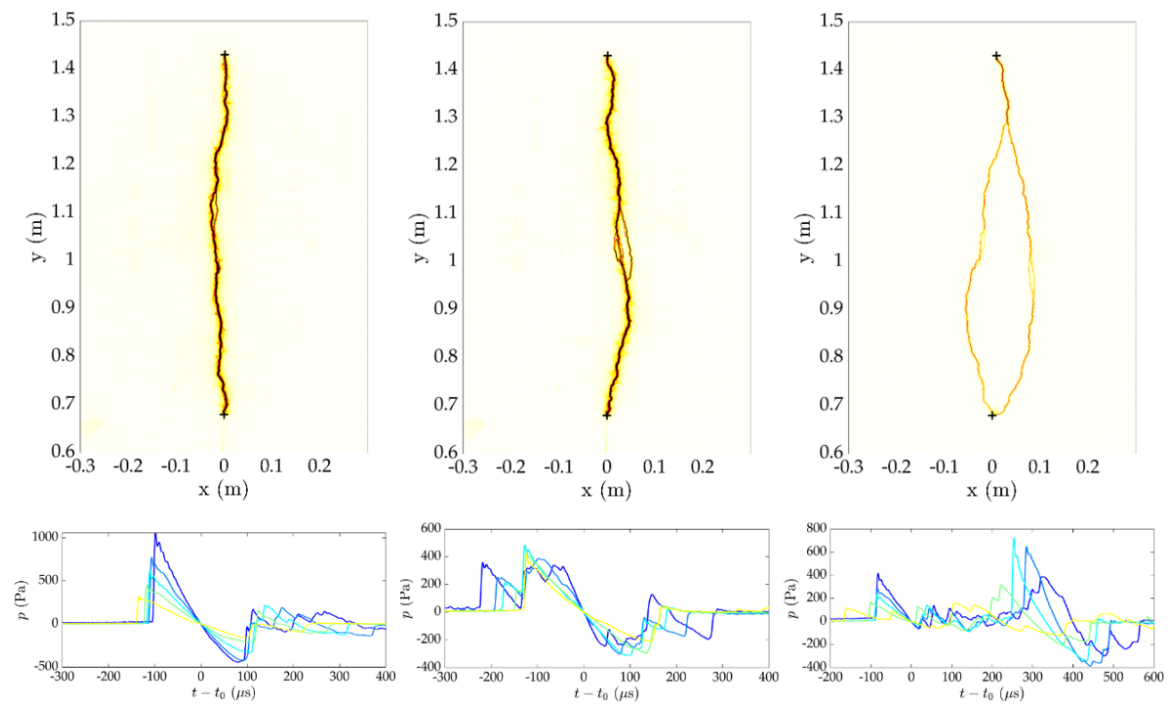


Figure 1.16: Extrait de [Salze et al. \[2022\]](#). Exemples de géométries d'étincelles (en haut) avec les formes d'ondes de pression associées (en bas). À gauche : formes d'onde épurées. Au centre : formes d'onde à deux chocs. À droite : ondes en N doublées. Chaque couleur représente le signal d'un microphone de plus en plus éloigné (du bleu foncé pour le plus proche au jaune pour le plus lointain).

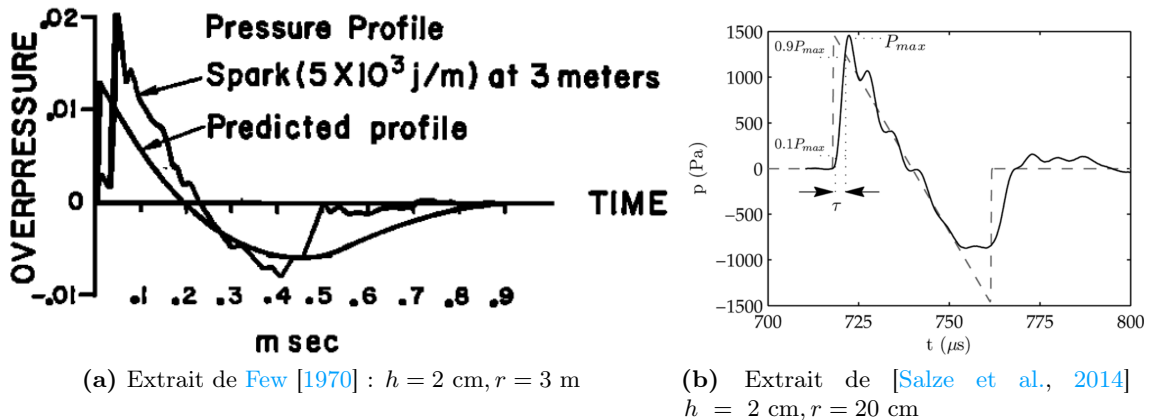


Figure 1.17: Formes d’ondes de pression issues de mesures d’étincelle en laboratoire, comparées avec la forme d’onde issue d’un modèle de propagation de choc, paramétré par l’énergie totale à la source par longueur d’arc (J/m).

On observe globalement sur ces exemples que la forme d’onde générée est, dans chaque expérience réalisée, constituée d’un choc initial de compression suivi d’une raréfaction. La comparaison des mesures des formes d’ondes acoustiques issues d’étincelles, à des formes issues de calculs ou de modèles physiques de source, donne généralement des résultats convaincants.

Les mesures directes en laboratoire peuvent donc donner efficacement des indications sur la source dont elles sont issues, à condition toutefois de disposer d’un modèle physique de la décharge, pour la caractériser en tant que source acoustique mais également en tant que phénomène physique. Une grande partie de la variabilité peut s’expliquer par la géométrie de la décharge, mais également par les paramètres du modèle, notamment l’énergie à la source (voir figure 1.17). Il faut toutefois garder à l’esprit qu’un modèle décrivant convenablement une étincelle est loin d’être suffisant pour décrire un éclair, que ce soit en raison du changement d’échelle dont les conséquences sont encore à déterminer, ou en raison de la complexité de la propagation atmosphérique par temps d’orage. La section suivante (1.4.3) introduit plus en détails les différents modèles existant, liant la physique de l’éclair à la génération d’une onde acoustique, notamment via son aspect énergétique.

1.4.3 Énergie des éclairs et énergie du tonnerre

Les éclairs peuvent être décrits par de nombreuses variables, notamment leur énergie totale par unité de longueur (E_l) appelée aussi énergie injectée, qui est utilisée dans les modèles théoriques et numériques de tonnerre [[Few et al., 1967](#); [Few, 1970](#); [Lacroix et al., 2019](#)] décrits dans la section 1.4.1. Elle peut être estimée expérimentalement par plusieurs méthodes (optique, acoustique ou électromagnétique), mais sa valeur reste encore très discutée. Dans leur livre, [Rakov and Uman \[2003\]](#) résument les résultats des estimations précédentes dans

leur tableau 12.1, rappelé ici dans la table 1.1, montrant que ce paramètre s'étend sur quatre ordres de grandeur, de 2 J.cm^{-1} [Plooster, 1971; Borovsky, 1998] à $20\,000 \text{ J.cm}^{-1}$ [Uman, 1987].

La mesure directe de l'énergie totale d'un éclair naturel n'est pas aisée, même aujourd'hui (seules quelques tours dans le monde sont équipées pour mesurer directement le courant électrique circulant dans un arc en retour, à condition qu'il y soit en contact direct - à la façon d'un paratonnerre voir [Berger et al., 1975; Anderson et al., 1975; Berger, 1978]). Pour exploiter l'étendue des données disponibles (voir section 1.1), il est plus adapté de disposer de modèles liant des observables plus accessibles - comme l'amplitude et le spectre acoustique - aux paramètres décrivant l'initiation de la décharge.

Le modèle en "chaîne de perles" fournit une relation entre le pic de fréquence mesurable f_m du spectre de puissance du tonnerre, et l'énergie totale injectée par unité de longueur, E_l supposée uniformément distribuée le long de l'arc électrique :

$$f_m = 0.63 c_0 \sqrt{P_{atm}/E_l} \quad (1.1)$$

où P_{atm} et c_0 sont la pression et la vitesse du son ambiantes.

La première mesure directe de l'énergie totale injectée linéique E_l a été réalisée pour des étincelles de quatre mètres de long dans l'air dont la puissance et l'énergie électriques d'entrée (environ 50 J.cm^{-1}) ont été contrôlées ([Kridler et al., 1968; Dawson et al., 1968], voir aussi section 1.4.2). Avec ce dispositif, Dawson et al. [1968] obtiennent empiriquement la relation $f_m = c_0 \sqrt{P_{atm}/E_l}$, très similaire à celle proposée par Few [1969]. Kridler et al. [1968] étudient le même type d'arcs tout en quantifiant leur puissance optique rayonnée. Connaissant l'énergie totale absorbée, ils calculent une efficacité optique de 0.8 %. Ils utilisent ensuite ce facteur pour déduire l'énergie totale par unité de longueur E_l d'un éclair naturel à partir d'une observation optique, trouvant une valeur de 2300 J.cm^{-1} . Cependant, cette valeur repose sur l'hypothèse discutable d'une efficacité optique constante, applicable à la fois aux étincelles et aux éclairs naturels.

Holmes et al. [1971] calculent l'énergie acoustique à la source E_{ac} de vingt-quatre éclairs naturels à partir de mesures par microphone en intégrant temporellement le flux acoustique mesuré, en supposant (i) que le signal de chaque fenêtre temporelle émane d'une source ponctuelle unique, en accord avec Few [1969], et (ii) une atmosphère homogène et non absorbante. La formule utilisée (pp.2110) est

$$E_{ac} = 4\pi \int_{t_0}^{+\infty} P(t)[c_0(t - t_0)]^2 dt \quad (1.2)$$

où $P(t) = p^2(t)/(\rho_0 c_0)$ est l'intensité acoustique instantanée mesurée au capteur à l'instant t , $p(t)$ étant le champ de pression temporel mesuré au capteur et $R(t) = c_0(t - t_0)$ est la distance entre le capteur et la source reçue à l'instant t , évaluée par le temps de propagation

Source	Courant crête, kA	Énergie injectée E_l , J.m^{-1}	Taux de conversion en énergie cinétique, <i>i.e</i> part de E_l se retrouvant sous forme d'énergie cinétique, %	Taux d'énergie rayonnée, <i>i.e</i> part de E_l ne se retrouvant pas sous forme d'énergie interne, %	Commentaires
[Hill, 1971, 1977]	21	1.5×10^4 ($\sim 3 \times 10^3$)	9 (à 25 μs)	~ 2 (à 25 μs)	La sous-estimation de la conductivité électrique a sur-estimé l'énergie injectée d'un facteur 5, la valeur corrigée est donnée entre parenthèses.
Plooster [1971]	20	2.1×10^3	4 (à 35 μs)	~ 50 (à 35 μs)	Mécanisme de transport radiatif brut ajusté au profil de température attendu.
Paxton et al. [1986]	20	4×10^3	2 (à 64 μs)	69 (à 64 μs)	Opacités individuelles température-dépendantes pour différents intervalles de longueurs d'onde.
[Dubovoy et al., 1991a,b, 1995]	20	3×10^3	—	25 (à $\sim 55 \mu\text{s}$)	Opacités individuelles température-dépendantes pour 10 intervalles de longueurs d'onde. Prise en compte de l'effet de pincement magnétique.
Borovsky [1998]	—	$2 \times 10^2 - 1 \times 10^4$	—	—	Énergie électrostatique stockée dans un canal vertical supposant une densité linéique de charge de $100 - 500 \mu\text{C m}^{-1}$.
Krider et al. [1968]	<i>Single-stroke flash</i>	2.3×10^5	—	0.38	
[Uman, 1987; Uman et al., 2002]	—	$(1-10) \times 10^5$	—	—	A partir de considérations électrostatiques (ramenant 5 C d'une hauteur de 5 km vers le sol, supposant une différence de potentiel de $10^8 - 10^9$ V entre la Terre et le centre de charge.)

Table 1.1: Reproduit de [Rakov and Uman, 2003, Table 12.1 p.397] et traduit en français.

pour un signal émis à l'instant t_0 et se propageant à la vitesse du son c_0 , le terme en $R^2(t)$ compensant l'atténuation géométrique en $1/R$ du champ de pression d'une source sphérique. Les auteurs soulignent d'ailleurs que, compte-tenu des hypothèses simplificatrices sous-jacentes à ce modèle, la quantité ainsi estimée n'est qu'une estimation rudimentaire de l'énergie acoustique (*"Because many of the above assumptions are not always valid, the values presented must be considered as a rough estimate of the total acoustic energy"*). Un des objectifs principaux de cette thèse est de revenir sur ces approximations et de fournir une estimation plus fiable. Les énergies acoustiques E_{ac} obtenues sur 24 éclairs mesurés en 1967 et 1968 (4 IC et 20 CG) varient entre 1.1 et 17 MJ, soit sur environ un ordre de grandeur, avec des valeurs en moyenne plus faibles pour les IC que pour les CG. Cette approche est également utilisée par [Johnson et al. \[2011\]](#) sur vingt-quatre éclairs, montrant une variabilité de l'énergie du tonnerre plus importante, de deux ordres de grandeur.

Pour valider ces mesures, [Holmes et al. \[1971\]](#) appliquent le modèle de Few (voir Eq.(1.1)), reliant la fréquence (mesurée) du pic du spectre acoustique f_{max} à l'énergie totale injectée par unité de longueur E_l . Pour obtenir cette dernière, le taux de conversion en énergie acoustique doit être déterminé. Ceci est fait en partant de l'énergie estimée par [Kridler et al. \[1968\]](#) sur un arc électrique de 4 m de long en laboratoire (2300 J.cm^{-1}), et en extrapolant cette énergie totale à un éclair entier, supposé long de 4 km et composé de plusieurs décharges successives, la première plus intense étant supposée égale à la somme de toutes les autres, soit au final une énergie totale de 1,8 GJ. Un taux de conversion, ou efficacité acoustique, de 0.18 % en énergie acoustique est déduit en comparant cette énergie totale (donc transposée d'un arc électrique à un éclair), avec la moyenne des énergies acoustiques déduites par la formule 1.2 pour 11 éclairs mesurés. Une valeur comparable de 0.42 % est proposée par Few dans sa thèse [[Few, 1968](#)]. Néanmoins, cette valeur reste très controversée (voir [[Rakov and Uman, 2003](#), section 11.2.4 p.377] et le tableau rappelé ici Table 1.1, mentionnant des valeurs allant jusqu'à 20 %). En utilisant ce taux de conversion, [Holmes et al. \[1971\]](#) comparent le pic de fréquence mesuré directement sur le signal avec celui déduit de la mesure de l'énergie acoustique, avec un bon accord (écart d'un facteur deux au plus) sur six cas. Pour d'autres cas, l'influence du vent est avancée. Pour le cas des pics de fréquence très bas (autour de quelques Hz), incompatibles avec le modèle hydrodynamique de choc, [Holmes et al. \[1971\]](#) invoquent le modèle électrostatique proposé initialement par [Wilson \[1921\]](#), comme indiqué plus haut. Toutefois, celui-ci a été récemment montré incompatible avec la localisation des principales sources d'émission infrasonore dans les arcs en retour [[Lacroix et al., 2018](#)].

[Depasse \[1994\]](#) estime l'énergie totale linéique E_l de douze éclairs déclenchés en utilisant le spectre de puissance mesuré avec un microphone situé à 70 m de distance, et la relation de Few 1.1 entre fréquence et énergie. Il obtient des valeurs comprises entre 10 et 1000 J.cm^{-1} . Notons que la borne inférieure est ici aussi très comparable aux 6 J.cm^{-1} mesurée par [Salze et al. \[2022\]](#) en laboratoire, ainsi qu'à la gamme $4 - 60 \text{ J.cm}^{-1}$ explorée par [Lacroix et al. \[2019\]](#) pour comparer le modèle de Few avec les mesures SOP1. [Depasse \[1994\]](#)

montre également une bonne corrélation (avec un facteur de corrélation de 0.78) entre l'énergie acoustique par unité de volume mesurée au microphone E_{vol} et l'énergie spécifique $E_e = \int I^2(t)dt$, où $I(t)$ est le courant électrique circulant dans le canal de foudre. Il s'agit de la première tentative convaincante de corrélation entre les énergies acoustique et électrique d'un éclair. Une corrélation similaire (avec un facteur de corrélation de 0.978) a été obtenue récemment par Wang et al. [2022] pour un éclair unique déclenché, conduisant à treize arcs en retour successifs observés acoustiquement à 130 m. D'autres corrélations avec la surpression maximale ou la durée du signal acoustique, d'une part, et le courant crête, d'autre part, sont également signalées par ces derniers auteurs. Depasse [1994] observe également des corrélations presque aussi bonnes (facteur de corrélation de 0.76) d'une part entre l'énergie linéique E_l et l'énergie spécifique E_e , et d'autre part entre l'énergie acoustique par unité de volume au microphone E_{vol} et le courant crête I_{max} . Ce dernier paramètre est d'autant plus intéressant qu'il est accessible à la mesure pour les éclairs naturels (voir chapitre 2) et sera corrélé avec nos mesures de puissance acoustique au chapitre 4.

Lacroix et al. [2018] décrivent une corrélation possible entre l'énergie acoustique reçue et la variation du moment de charge (CMC, voir la section 2.1.3) ou la variation instantanée du moment de charge (iCMC), mais uniquement pour sept décharges nuage-sol positives intenses (CG+), qui conduisent toutes à des sprites (voir [Soula et al., 2015], et définition section 1.2.2) entre 40 km et 90 km d'altitude. Novoselov et al. [2022] observent également une corrélation entre le déplacement vertical de capteurs sismiques enregistrant le tonnerre et le courant crête, toujours pour les CG+ uniquement.

Arechiga et al. [2011] utilisent les détections électromagnétiques de deux éclairs déclenchés dans la gamme des radiofréquences (RF), fournies par un réseau de détection des éclairs (LMA), qui se compose d'antennes en réseau qui détectent et localisent les impulsions RF produites par des événements d'ionisation dans les traceurs [Rison et al., 1999]. Ces détections LMA sont ensuite considérées comme des sources identiques d'impulsions acoustiques déterminées empiriquement, le signal résultant étant comparé au signal mesuré. Anderson et al. [2014] reconstruit la géométrie tortueuse de six éclairs naturels (deux CG et quatre intra-nuages IC), avec une séparation des canaux multiples. Cette géométrie est identifiée à l'aide des détections RF du LMA. Ces détections sont ensuite reliées en remontant la chronologie de leur apparition, ce qui permet d'identifier différents canaux de ramification. Chaque canal est discrétisé comme un ensemble de sources acoustiques ponctuelles avec l'hypothèse d'une distribution homogène de l'énergie. Leurs densités d'énergie relatives sont estimées à l'aide d'une méthode d'optimisation entre les enveloppes de puissance acoustique simulées et mesurées. L'énergie acoustique par unité de longueur est évaluée entre 0.02 et 1.6 J.m⁻¹, mais seulement dans la gamme de fréquences [6 – 12] Hz.

Problématique et annonce du plan

L'étude acoustique des éclairs d'orages s'inscrit dans un contexte de recherche de l'amélioration de la compréhension globale de l'atmosphère. Cette dernière présente des dynamiques multi-échelles avec de nombreuses instabilités, qui sont entretenues en permanence par le chauffage radiatif du soleil. Le réchauffement climatique augmente la potentialité d'évènements aussi sévères que nécessaires à prédire. Les orages, fortement associés aux tornades, à la grêle et aux précipitations soudaines et brutales, y occupent une place centrale.

Les ondes acoustiques, dont les infrasons, interagissent très fortement avec l'atmosphère à différentes échelles, et leur détection à des distances kilométriques est un moyen privilégié d'analyse du tonnerre. Nous avons récapitulé les différents travaux de reconstruction acoustique 3D des éclairs d'orages, ils montrent que les ondes acoustiques sont un outil efficace pour caractériser la géométrie de la foudre à proximité du sol et à l'intérieur du nuage, en rendant également compte de la structure des charges électriques s'y trouvant, de façon complémentaire aux méthodes de détection électromagnétiques. D'autre part, nous avons présenté la forte variabilité du contenu spectral du tonnerre ainsi que de son énergie, et son lien avec les mécanismes de source.

La modélisation des éclairs est très discutée (énergie à la source, efficacités acoustique et optique, hétérogénéité, forme temporelle du choc, effets non-linéaires en champ proche...), et ces discussions théoriques sont alimentées depuis les années 60 par des mesures de laboratoire, de terrain contrôlé (tours instrumentées, fusées de déclenchement) et de terrain. Certains paramètres centraux comme l'énergie de la décharge, son taux de conversion acoustique et ses causes de variabilités sont encore mal connus. En particulier, la puissance acoustique totale d'un éclair n'a été que peu mesurée pour le moment, et de façon très approximative. Ce travail de thèse propose une amélioration de la caractérisation de l'énergie acoustique des éclairs d'orages, en mêlant les apports de la reconstruction infrasonore avec une correction plus fine des atténuations de propagation. Cela permet d'ajouter à la géométrie 3D une dimension physique supplémentaire : la distribution de la puissance acoustique.

Dans un premier temps, nous présentons les campagnes de mesures dont nous exploitons les données durant tout ce travail, en caractérisant quatre orages par leur activité électrique et acoustique, afin de situer notre ensemble d'éclairs dans le contexte de la base de données et du projet HyMeX (Chapitre 2). Ensuite, nous présentons en détail la procédure permettant l'évaluation de la puissance acoustique à partir des détections effectuées par corrélations croisées des signaux d'un réseau de microphones, en cherchant à être le plus conservatif possible en énergie (Chapitre 3). Nous exploitons alors cette nouvelle donnée physique pour plusieurs exemples notables de notre base de données, permettant d'en décrire la variabilité générale et son lien avec des paramètres électriques (Chapitre 4). Pour finir, la description spatiale de la puissance permise par notre méthode est mise à profit pour décrire la variabilité de la structure verticale de la puissance acoustique des éclairs, à l'échelle d'évènements individuels et d'orages entiers (Chapitre 5). Cette dernière étape permet de lier la variabilité de la structure acoustique à celle de la structure électrique de l'orage.

CHAPITRE 2

Les campagnes SOP1 et EXAEDRE

Sommaire

Introduction	31
2.1 Dispositif expérimental	32
2.1.1 Mesures acoustiques	32
2.1.2 Réseaux de localisation des éclairs	32
2.1.3 Mesures ELF large bande	36
2.2 Orages étudiés	37
2.2.1 Sélection des évènements acoustiques	37
2.2.2 Détections par le LLS	38
2.2.3 Détections par le LMA	45
Conclusion	50

Introduction

Plusieurs types de données, majoritairement issues du projet HyMeX (présenté dans la section 1.1.2) ont été utilisés dans ce travail ; en premier lieu des mesures acoustiques infrasonores (de l'ordre de $[10^0 - 10^2]$ Hz). Quatre différents types de mesures électromagnétiques ont également été exploités : des détections très haute fréquence (*Very High Frequency* ou VHF, $[30 - 300]$ MHz) pour de la reconstruction 3D principalement dans le nuage ; des détections très basse fréquence (*Very Low Frequency* ou VLF, $[3 - 30]$ kHz) et basse fréquence (*Low Frequency* ou LF, $[30 - 300]$ kHz), pour de la location 2D - au sol - ainsi que des informations sur le courant crête et la polarité des décharges ; et des mesures extrêmement basse fréquence (*Extremely Low Frequency* ou ELF, $[3 - 3000]$ Hz) afin d'estimer le moment de courant à la source. Ce chapitre a pour objectif de décrire brièvement ces différents systèmes de mesure, puis de décrire l'activité électrique LF et VLF des quatre orages que nous avons étudiés.

2.1 Dispositif expérimental

2.1.1 Mesures acoustiques

Des mesures acoustiques ont été réalisées par le CEA (*Commissariat à l’Energie Atomique et aux Energies Alternatives*) au cours des dix dernières années pour caractériser le tonnerre dans le cadre de deux campagnes du projet HyMeX. La première, nommée SOP1 (*Special Observation Period 1*, [Ducrocq et al. \[2014\]](#); [Defer et al. \[2015\]](#)), s’est déroulée à l’automne 2012 dans la région des Cévennes au sud de la France continentale (voir figure 2.1). La seconde, nommée EXAEDRE (*EXploiting new Atmospheric Electricity Data for Research and the Environment*, [\[E. Defer and Dye, 2019\]](#)) s’est déroulée à l’automne 2018 en Corse. Pour les deux, les mesures acoustiques ont été effectuées avec un mini-réseau (appelé "AA" pour *Acoustic Array*) de quatre microphones (triangle de 50 m de côté pour SOP1, 30 m de côté pour EXAEDRE), avec trois microphones placés au sommet des triangles et le quatrième à peu près à leur barycentre. Les microphones étaient de type *MCB2006* de bande passante $[10^{-1} - 10^4]$ Hz, avec une fréquence d’échantillonnage $f_s = 500$ Hz pour SOP1, $f_s = 250$ Hz pour EXAEDRE. Les données ont été horodatées par GPS. Les microphones sont décrits plus en détail dans les manuscrits de thèse de Louis Gallin et Arthur Lacroix ayant déjà exploité les données SOP1, le lecteur est renvoyé à ces références [\[Gallin, 2014; Lacroix, 2018\]](#) pour de plus amples informations. Pour EXAEDRE uniquement, le réseau AA a été complété par huit microphones isolés (notés SA_n , $n = 1$ à 8 pour *Standalone Array*) répartis dans un rayon de 10 km autour du réseau AA. Les microphones SA étaient des prototypes du capteur *SIS-1* également échantillonnés à $f_s = 250$ Hz. Leur fiche technique est disponible à l’adresse [Seismo Wave \[2022\]](#). Pour EXAEDRE, une station météorologique permanente était installée à environ 3100 m de AA, au sémaphore d’Alistro. En outre, un anémomètre a été installé au même endroit que AA. Les coordonnées GPS du barycentre du réseau AA (EXAEDRE et SOP1), des huit microphones SA et de la station météorologique d’Alistro sont indiquées dans la table 2.1. Les données SOP1 et EXAEDRE AA et SA sont disponibles dans les bases de données [Farges \[2023a,b\]](#).

2.1.2 Réseaux de localisation des éclairs

Lors des campagnes SOP1 et EXAEDRE, deux types de systèmes de détection électromagnétique ont permis d’obtenir des informations sur les éclairs. Tout d’abord, les systèmes de localisation des éclairs (LLS, *Lightning Location System*) mesurent les ondes électromagnétiques à basse fréquence (1 à 350 kHz) avec plusieurs stations, détectant les éclairs avec une portée de plusieurs centaines de kilomètres. Ces détections indiquent l’horaire, la localisation (latitude, longitude, incertitude d_R (en km)), le courant crête I_{max} (kA), la polarité négative/positive et le type de chaque décharge : nuage-sol (CG) ou intra-nuage (IC).

Le réseau européen EUCLID (*European Cooperation for Lightning Detection*, [\[Schulz et al.,](#)

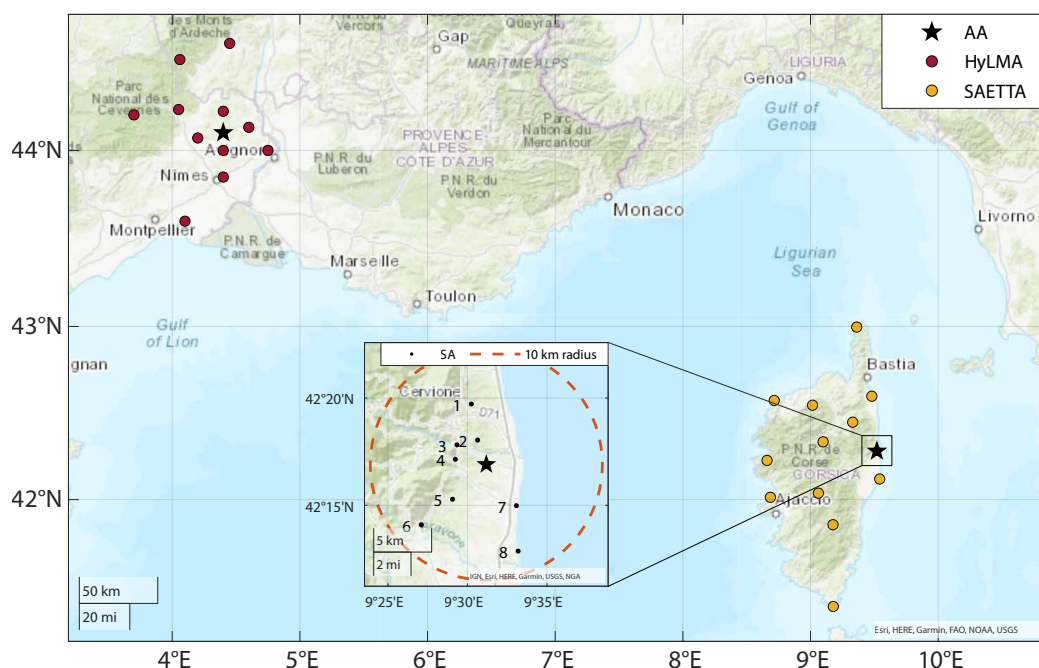


Figure 2.1: Emplacement du dispositif expérimental pour les campagnes de terrain SOP1 et EXAEDRE. Points : antennes électromagnétiques VHF des systèmes de localisation de la foudre pour SOP1 (HyMeX-LMA, rouge) et pour EXAEDRE (SAETTA, orange). Étoiles noires : réseaux acoustiques AA. Points noirs numérotés de 1 à 8 : capteurs isolés d'EXAEDRE SA.

Campagne	Station	lat [°E]	lon [°N]	altitude [m]
EXAEDRE	AA	42.2817	9.5198	38
	SA 1	42.3287	9.5041	140
	SA 2	42.3007	9.5106	182
	SA 3	42.2970	9.4891	216
	SA 4	42.2858	9.4873	258
	SA 5	42.2547	9.4843	155
	SA 6	42.2349	9.4517	174
	SA 7	42.2497	9.5513	12
	SA 8	42.2144	9.5531	2
	Alistro	42.2580	9.5400	74
SOP1	AA	44.0821	4.3985	260

Table 2.1: Coordonnées des capteurs acoustiques pour EXAEDRE et SOP1, et de la station météorologique permanente du sémaphore d'Alistro.

2016]) d'échelle continentale a été utilisé pendant la campagne SOP1. Pour la campagne EXAEDRE, les capteurs du réseau français Météorage [Pédeboy, 2015] ont été exploités pour fournir des données similaires. La localisation utilise ici un mélange de temps d'arrivée (DTOA, *Difference Time Of Arrival*) et de Radio Goniométrie (MDF, *Magnetic Direction Finder*), connu sous l'appellation IMPACT (*IMProved Accuracy from Combined Technology*, voir Cummins et al. [1998]). D'une part, la méthode DTOA [Lewis et al., 1960] consiste à calculer les différences de temps d'arrivée entre les capteurs du réseau deux à deux, générant un ensemble d'équations décrivant des hyperboles dont le recoupement donne la position de la source. La vitesse de l'onde électromagnétique - proche de celle de la lumière - est connue et considérée isotrope et constante, au même titre que la distance entre les capteurs. D'autre part, la méthode MDF [Kridler et al., 1976] utilise au moins deux antennes, chacune capable de déterminer l'azimut d'une décharge en mesurant avec deux antennes boucle orthogonales les composantes horizontales du champ magnétique de l'éclair. Le recoupement de ces azimuts donne la position de l'éclair, il faut donc une bonne précision angulaire. A cette fin, le bruit électromagnétique dans le signal est trié en se basant sur la reconnaissance de la partie typique des CG de la forme temporelle du signal. Cette procédure suppose que ce signal ait été émis par une partie de l'éclair étant verticale, plutôt dans le bas du CG. La combinaison de ces deux méthodes permet de considérablement augmenter la précision de localisation (passant de 4 km à 500 m entre 1989 et 1995). Le courant crête de la décharge est quant à lui déduit du champ magnétique mesuré, à l'aide d'un modèle de propagation associé à un modèle de source dit "Modèle de l'Antenne Filaire", considérant le champ mesuré comme ayant été émis par une antenne verticale dans laquelle un courant a circulé. Le modèle est calibré sur des éclairs déclenchés ou sur des tours instrumentées [Idone et al., 1993; Schulz and Diendorfer, 2004b,a].

L'efficacité du LLS à détecter les CG était de 87% en 2012, et de 93% en 2018 [Pédeboy et al., 2018]. Concernant les IC, l'efficacité en 2018 était de 56%, et bien moindre en 2012. Cela résulte en une population globale de 88% d'IC et donc 12% de CG en Corse de juin à novembre 2018, contre 60% d'IC et 40% de CG entre août et novembre 2012. Cette différence de capacité de détection d'IC vient de l'évolution des réseaux et des algorithmes de traitement des données. La précision médiane de localisation des décharges est de 150 m pour les CG et de 1.64 km pour les IC, cet écart s'expliquant par la conception initiale du réseau pour les grandes décharges horizontales mentionnée précédemment.

Par ailleurs, un réseau de 12 antennes détectant dans la gamme des très hautes fréquences (VHF, ici dans la bande [60 – 66] MHz) a été utilisé dans chaque campagne. Chacun de ces réseaux dit LMA (Lightning Mapping Array) mesure le rayonnement provenant essentiellement des leaders et des décharges intranuage. Également par une méthode de type DTOA nécessitant au moins 4 capteurs en théorie (6 en pratique), ils fournissent la localisation 3D de ces décharges avec une précision de quelques mètres pour une portée de l'ordre de 100 km [Thomas et al., 2004; Coquillat et al., 2019]. Au cours de SOP1, le réseau HyMeX

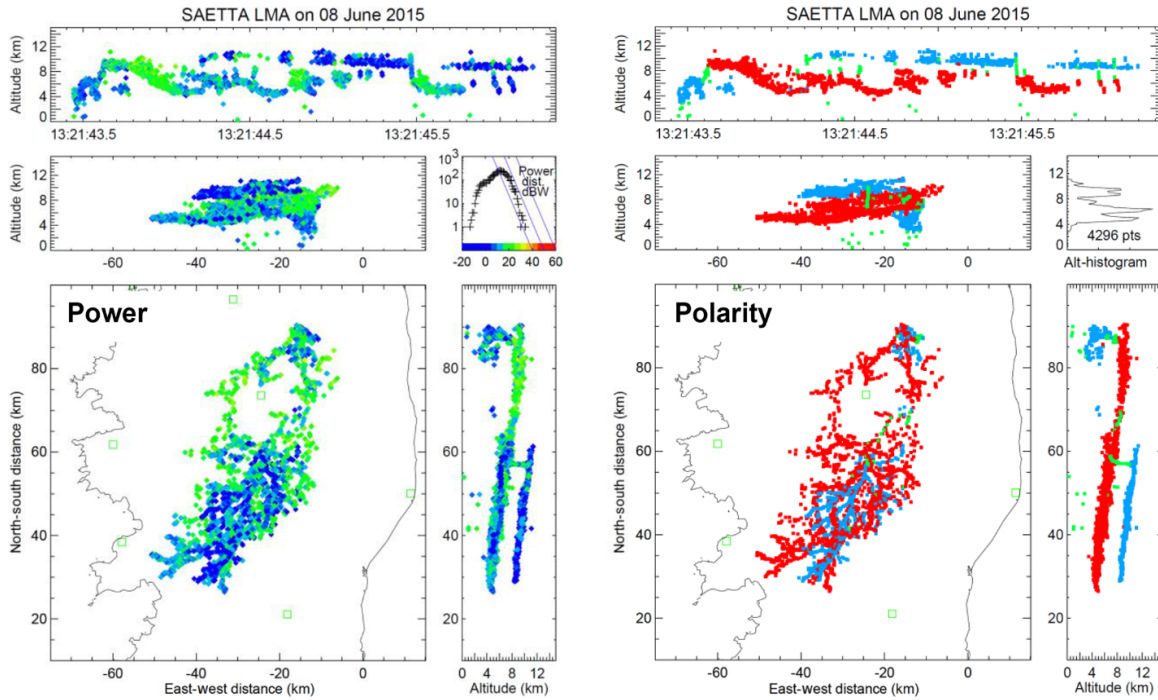


Figure 2.2: Extrait de [Coquillat et al., 2019]. Décharge à haute altitude dans la région stratiforme pendant l'événement MCS du 8 juin 2015 à 13:21:43 UT. Sources VHF représentées par des points avec une échelle de couleur correspondant à l'heure (en haut à gauche), à l'altitude (en haut à droite), à la puissance (en bas à gauche), et à la polarité de la charge nuageuse, positive en rouge et négative en bleu (en bas à droite).

Lightning Mapping Array (HyLMA) a été déployé dans ce but [Defer et al. 2015]. Pendant EXAEDRE, un système LMA équivalent, appelé SAETTA (*Suivi de l'Activité Electrique Tridimensionnelle Totale de l'Atmosphère*) était disponible [Coquillat et al., 2019]. Pour ces deux réseaux LMA, les sources localisées ne sont conservées que si un nombre suffisamment grand d'antennes les ont détectées en simultanément, ce qui permet de réduire le bruit de mesure. Les décharges produisant les rayonnements VHF se comportent différemment selon leur polarité, ce qui impacte leur détectabilité. Les précurseurs négatifs, qui se propagent dans les couches positives du nuage (couche P, voir section 1.2.1) se propagent plus difficilement et le font par sauts d'énergie plus grands, ce qui les rend plus facilement mesurables par un LMA [Mazur, 2002]. Le nombre de sources est donc sur-représenté pour les couches de charges positives du nuage (couche P), c'est un moyen fréquent d'estimer rapidement la structure d'une cellule orageuse [Mazur, 2002; Soula et al., 2015]. Le réseau fournit la puissance VHF de chaque source (en dBW), la différence de valeur entre les sources des couches positives et négatives s'observe très nettement sur la figure 2.2 tirée de [Coquillat et al., 2019].

2.1.3 Mesures ELF large bande

Nous utilisons les données d'un système de mesure ELF à large bande (*Extremely Low Frequency*, [3 – 3000] Hz) développé par la AGH University of Science and Technology (Cracovie, Pologne). Ce système est installé à la station géophysique de Hylaty, dans les montagnes de Bieszczady, en Pologne (49.19°N, 22.55°E), à 1493 km du réseau AA de SOP1 et à 1260 km de celui de EXAEDRE. Par rapport à l'équipement de la génération précédente au moment de SOP1, les nouvelles antennes magnétiques actives disponibles pendant EXAEDRE ont une gamme de fréquences plus large (0.02 Hz à 1.1 kHz), ce qui permet d'obtenir un rapport signal à bruit plus élevé. Il est donc possible de mesurer des décharges qui étaient trop faibles pour être identifiables pendant SOP1. En outre, le récepteur est équipé d'un filtre anti-repliement de Bessel qui ne déforme pas la forme d'onde enregistrée. La forme d'onde du moment de courant et la variation du moment de charge (CMC, *Charge Moment Change*) sont reconstruites à partir des mesures à l'aide de la méthode présentée par [Młynarczyk et al. \[2015\]](#). Il s'agit d'une méthode inverse qui permet de reconstruire le moment de courant à la source en tenant compte de la vitesse de propagation et de l'atténuation des ondes électromagnétiques ELF en fonction de la fréquence, sur la base du modèle décrit par [Kulak and Młynarczyk \[2011\]](#). Une fois que l'éclair associé à la mesure acoustique a été identifié, on reconstruit la forme d'onde du moment de courant et on calcule deux paramètres clés : le paramètre CMC total et le paramètre iCMC (de l'anglais *impulse Charge Moment Change*, variation instantanée du moment de charge). Le CMC est un paramètre électrique d'un éclair qui caractérise bien l'énergie électrique à l'intérieur du flash, comme l'ont montré [Pasko et al. \[1997\]](#). Le CMC total est obtenue en intégrant l'ensemble de la forme d'onde du moment de courant associé à la décharge de l'éclair, y compris son courant continu. Il fournit donc la charge totale descendue au sol, multipliée par la longueur du canal de la foudre. L'iCMC caractérise la charge électrique transportée par la partie de la décharge qui change rapidement [[Berger, 1975](#)]. L'iCMC est directement proportionnel à l'amplitude maximale de la composante du champ magnétique mesurée par un récepteur ELF [[Kulak et al., 2012](#)]. Il peut également être obtenu en intégrant les deux premières millisecondes de la partie à variation rapide de la forme d'onde du moment de courant [[Cummer and Lyons, 2004](#)].

En résumé, l'ensemble des données disponibles se compose (i) de la pression acoustique à chaque microphone (AA et SA) [[Farges, 2023a,b](#)], (ii) des bulletins Météorage et EUCLID (date, latitude, longitude, courant crête I_{max} , polarité, type CG/IC) [[Schulz, 2013](#)], (iii) de la reconstruction LMA (date, latitude, longitude, altitude, énergie VHF) [Rison \[2012\]](#); [Defer et al. \[2021\]](#), (iv) la mesure ELF et les CMC/iCMC déduits, (v) la puissance VLF et enfin (vi) la température, la vitesse du vent et l'humidité à la station météorologique.

2.2 Orages étudiés

Pendant la campagne EXAEDRE, au moins deux orages sont passés à proximité de la station AA. Le premier s'est produit le 17 septembre 2018 avec une activité importante détectée par le LLS à 30 km de AA entre 11 heures et 14 heures : en moyenne près de 2×10^{-1} CG/hr/km². Ensuite, le 2 octobre 2018, un second orage a été détecté entre 14h et 16h avec une activité plus modérée proche de la station : 2×10^{-2} CG/hr/km². Pour ces deux orages, la majorité des détections était constituée d'évènements IC. Il est à noter que toutes les heures mentionnées dans le présent document sont exprimées en temps universel coordonné (UTC). L'heure locale est UTC+2.

Nous ré-analysons également deux orages de SOP1 étudiés précédemment par [Soula et al., 2015; Gallin et al., 2016; Lacroix et al., 2018]. Le premier a eu lieu durant la nuit du 22 au 23 octobre 2012 et le second l'après-midi du 26 octobre. Ce dernier présente une activité modérée à 30 km : 3.3×10^{-2} CG/hr/km². L'orage du 22-23 octobre présente l'activité moyenne détectée la plus faible proche de la station AA : 3.5×10^{-3} CG/hr/km².

Les détails de l'activité orageuse et des fenêtres temporelles d'analyse effectives sont donnés dans la section 2.2.2.

2.2.1 Sélection des évènements acoustiques

Pour les deux orages EXAEDRE, nous analysons acoustiquement 43 évènements selon les critères suivant :

- détection LLS à moins de 10 km de AA afin de permettre une reconstruction acoustique précise Gallin et al. [2016] ;
- pas de masquage acoustique par un autre flash dont le son arriverait à peu près en même temps (deux évènements doivent être acoustiquement séparés d'au moins dix à vingt secondes) ;
- un signal suffisant (pression crête supérieure à environ 0.1 Pa, même si des contre-exemples existent).

Le critère d'absence de masquage est de loin le plus contraignant (surtout pour le 17 septembre qui présente une forte densité d'éclairs), conduisant à étudier seulement 43 évènements sur un total de 870 CGs dans un rayon de 10 km autour de AA (une proportion de 4.9 %).

Nous ré-analysons également 35 flashes issus de la campagne SOP1 sur les orages des 22-23 octobre et 26 octobre 2012, dont des exemples ont été précédemment examinés sur le plan acoustique par Gallin et al. [2016] et Lacroix et al. [2018]. Leur activité modérée proche du réseau permet de reconstruire des flashes acoustiquement bien séparés dans le temps, un critère similaire au second critère utilisé pour EXAEDRE. Notons que des évènements situés jusqu'à 30 km du réseau acoustique ont été reconstruits Gallin et al. [2016]. Les

caractéristiques des 78 événements étudiés sur ces deux campagnes sont présentées dans l'annexe A.

Cette section a pour but de présenter plus finement les quatre orages de cette base de données à partir des données issues des systèmes de détection électromagnétique d'éclairs dans la gamme LF et VHF.

2.2.2 Détections par le LLS

Les détections LLS, ici issues des réseaux EUCLID ou Météorage, ont une couverture d'échelle continentale. La reconstruction 3D par les antennes LMA a une couverture d'échelle régionale (qu'on peut borner raisonnablement à un rayon de 120 km autour du centre du territoire couvert par le réseau, voir [Coquillat et al. \[2022\]](#)), et les détections acoustiques en propagation directe sont considérées comme fiables en-dessous de 30 km. La table 2.2 contient la plage temporelle d'intérêt de chaque orage, ainsi que le nombre de détections LLS IC et CG sur l'ensemble de la période, dans une limite de 120 km autour du réseau de reconstruction acoustique AA. Cette délimitation sera également appliquée pour les données VHF présentées dans la section 2.2.3. Dans ce chapitre, la dénomination "orage entier" désignera l'ensemble de l'activité orageuse mesurée dans cette zone.

	début	fin	CG < 120 km	IC < 120 km
SOP1-1	2012-10-22 20:00	2012-10-23 00:45	76% (687 ; 10%)	24% (214 ; 75%)
SOP1-2	2012-10-26 18:30	2012-10-26 21:00	78% (341 ; 6%)	22% (95 ; 35%)
EXA-1	2018-09-17 11:45	2018-09-17 13:45	20% (2534 ; 7%)	80% (10207 ; 77%)
EXA-2	2018-10-02 14:00	2018-10-02 15:35	11% (139 ; 13%)	89% (1092 ; 80%)

Table 2.2: Synthèse des détections LLS pour les quatre orages étudiés : (i) période d'intérêt (UTC, l'heure locale étant UTC+2), (ii) pour chaque type d'éclair (CG ou IC) : proportion par rapport au nombre total de décharges, nombre correspondant, proportion de décharges positives de ce type.

Les deux orages de SOP1 ont tous deux un fort pourcentage de détection de CG par le LLS (voir table 2.2), 76% et 78% respectivement. Pour les deux orages d'EXAEDRE ces valeurs sont beaucoup plus faibles, respectivement 20% et 11%. Ces observations sont toutefois à relativiser par le fait que l'estimation du taux d'IC est considérablement biaisée par la nette amélioration des capacités de détection LLS concernant ceux-ci entre 2012 et 2018 (voir section 2.1.2). En moyenne, on s'attend à des valeurs typiques de taux de CG de l'ordre de 10% à 25%, mais ce taux varie fortement pour chaque orage selon son stade d'évolution (voir section 1.2.2). Par conséquent, on peut compléter les données globales de la table 2.2 par leur description temporelle. On représente ainsi sur la figure 2.3 l'évolution, par tranche de dix minutes, des détections LLS - toujours dans un rayon de 120 km autour de AA. On observe nettement pour le 17 septembre 2018 une forte augmentation du nombre de décharges. Cela

est entièrement dû à l'évolution du taux d'IC, passant d'environ 50 flash.min⁻¹ vers 11h45, à plus de 140 flash.min⁻¹ entre 12h45 et 13h00. Les valeurs diminuent progressivement ensuite, jusqu'à environ 60 flash.min⁻¹ à 13h30. Durant la même période, le nombre de CG stagne autour de 20 flash.min⁻¹. Cette évolution du nombre d'IC et de CG correspond à la description d'un orage en phase mature, qui après 13h00 amorcerait sa phase de dissipation ou s'éloignerait du réseau AA - la deuxième option étant la plus crédible du fait du taux d'éclairs encore très fort même au minimum de la période. Pour l'orage du 2 octobre 2018, le niveau global de détection initial est d'environ 5 flash.min⁻¹ et atteint 55 flash.min⁻¹ un peu avant 14h20. L'orage semble entrer en phase de dissipation après ce pic d'activité IC et CG.

Concernant les deux orages de SOP1, que ce soit pour le 22-23 octobre 2012 ou le 26 octobre 2012, le nombre global de décharges est inférieur d'un à deux ordres de grandeur aux orages du 2 octobre et du 17 septembre 2018 (en grande partie à cause de la différence du nombre d'IC, liée aux performances du réseau EUCLID à l'époque). Concernant le taux de CG+ par rapport au nombre total de CG, il est très faible pour tous les orages sauf celui 22-23 octobre 2012 à partir de 23h30 où il atteint 65%, ce qui pourrait être un signe de structure de charges anormale [Lang et al., 2004; Wiens et al., 2005]. Auparavant, Soula et al. [2015] ont étudié ce même orage, concluant également à une inversion de structure sur les deux dernières heures (de 23h à 01h) en raison de la position à 5 km d'altitude seulement du pic de détections VHF, quand il est à 10 km en première partie d'orage. En effet, le maximum de sources VHF permet de localiser la couche positive, voir section 2.1.2 et chapitre 5). L'orage du 26 octobre 2012 a été caractérisé acoustiquement en détails par Gallin et al. [2016], comparant de manière exhaustive les détections acoustiques, VHF (HyLMA) et LF (LLS EUCLID), de 18:00:00 UTC à 21:59:59 UTC. En particulier, la figure 10 de cette référence (rappelée ici à la figure 2.4) montre que le réseau de reconstruction acoustique détecte la position horizontale des sources dans des proportions similaires au HyLMA dans une limite d'environ 25 à 30 km, au-delà de laquelle le nombre de détections acoustiques tombe sous les 3%. C'est la principale motivation du choix du seuil de 30 km utilisé dans la suite de notre analyse (voir aussi chapitre 5).

La table 2.3 comptabilise ainsi les détections LLS pour une zone restreinte à un rayon de 30 km autour du réseau AA. Les taux globaux d'IC et de CG détectés sont similaires à ceux comptabilisés dans les orages complets (< 120 km) décrits en table 2.2. La table détaille également, parmi ces décharges, celles qui sont associées aux flashes que nous avons reconstruits acoustiquement avec le réseau AA. Il apparaît que pour le premier orage de SOP1 - la nuit du 22 au 23 octobre 2012 -, la limitation à 30 km diminue le nombre de détections de plus d'un ordre de grandeur (on en conserve moins de 7%). Il n'y a que 44 CG dans un rayon de 30 km, ce qui représente une activité très faible compatible avec l'hypothèse d'une région stratiforme à proximité du réseau, et donc d'un orage entre sa phase mature et sa phase de dissipation. On retrouve des taux de CG très similaires à l'orage entier,

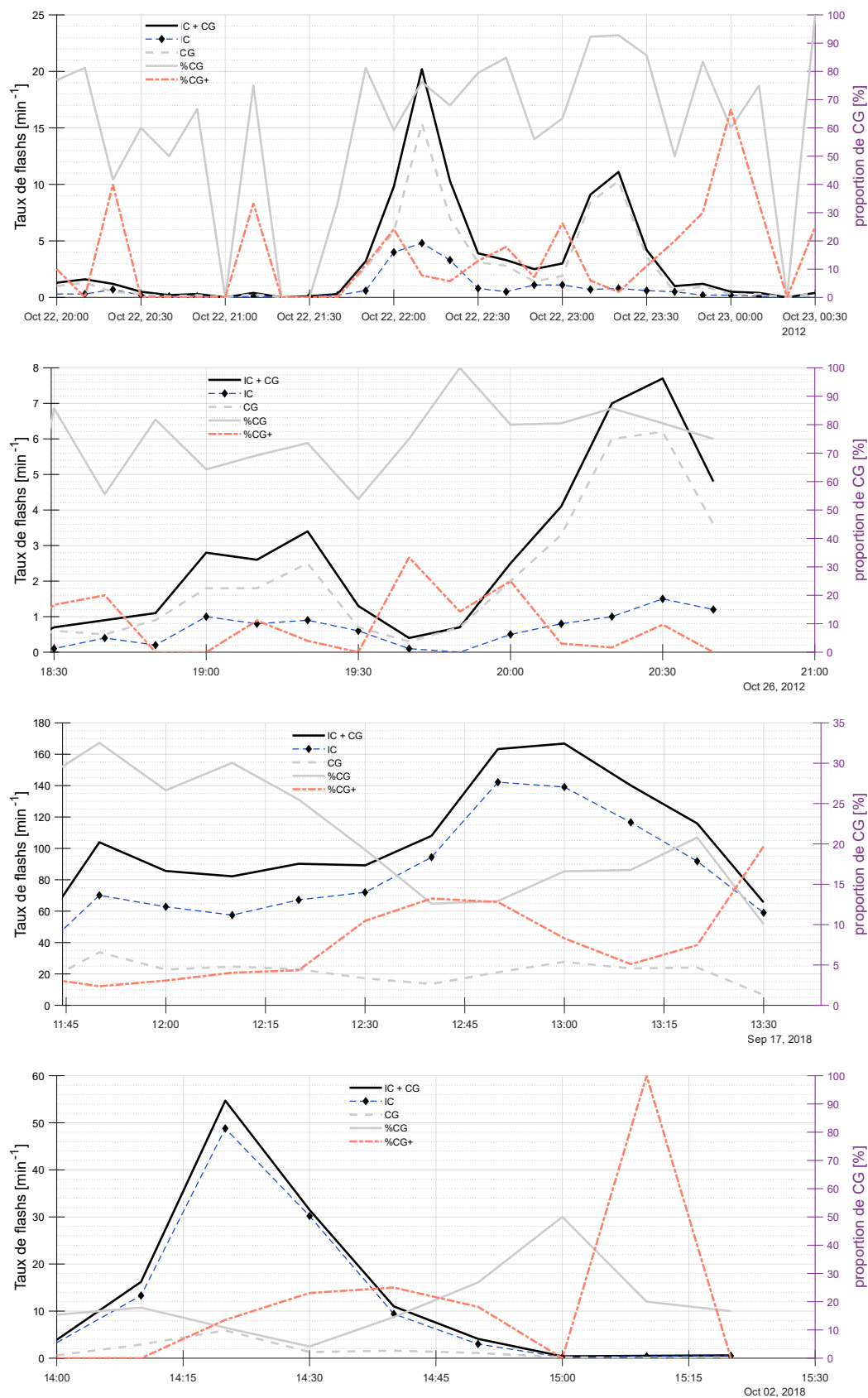


Figure 2.3: Évolutions temporelles des détections LLS listées dans la table 2.2. Total de flashes par minute (noir), dont IC (pointillés bleus et losanges noirs) et CG (pointillés gris). Sur le second axe des ordonnées, pourcentage de CG (gris) et de CG+ (pointillés rouges).

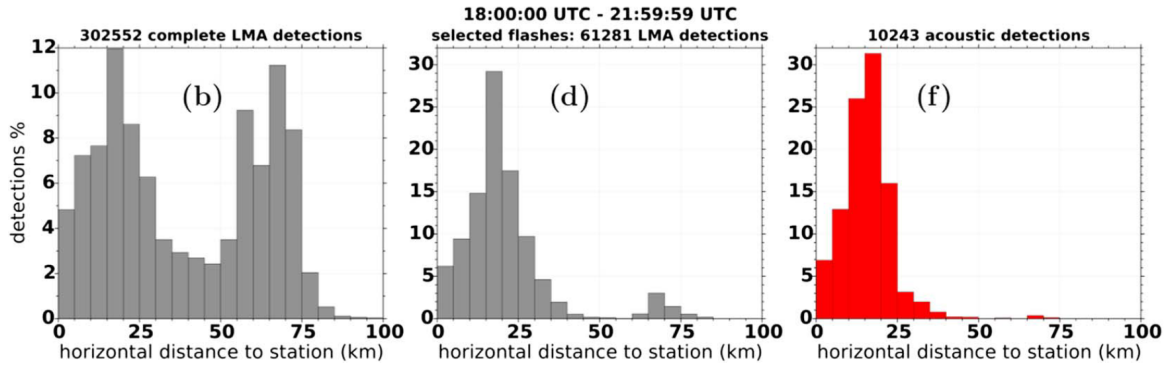


Figure 2.4: Extrait de [Gallin et al. \[2016\]](#). Distribution de la distance horizontale (gris) des détections HyLMA et (rouge) acoustiques, entre 18h00 et 22h00 UTC. (b) détections HyLMA de l'ensemble de la zone couverte. (d) détections HyLMA associées aux 56 flashes étudiés par *Gallin et al.* (f) détections acoustiques de ces mêmes flashes.

indiquant que le voisinage du réseau AA est plutôt représentatif de l'ensemble de l'orage pour ce paramètre. En revanche, le taux de CG+ est fortement sur-représenté, passant de 10% (qui est égal à la valeur typique) à 34%. Cela est compatible avec un scénario dans lequel l'orage est passé à proximité du réseau lors de la fin de sa phase mature et du début de sa dissipation, phase propice aux CG+ en raison de la plus faible activité électrique globale permettant une plus grande accumulation de charges advectées. On corrobore cette hypothèse avec la carte de densité des détections VHF en figure 2.7 section 2.2.3 - voir aussi fig 2.3. Pour le second orage de SOP1 - le soir du 26 octobre 2012 - on conserve, dans le rayon de 30 km autour du réseau acoustique, 58% du nombre total de décharges. Ceci indique que la zone la plus active est proche du réseau. Les taux de CG, d'IC, de CG+ et d'IC+ sont conservés. Pour les deux orages d'EXAEDRE, les données au voisinage du réseau AA sont aussi globalement représentatives des orages entiers, avec cependant quelques écarts notables : le taux d'IC+ est fortement sur-représenté pour le 17 septembre 2018, et le taux de CG est légèrement sous-représenté pour le 2 octobre 2018. Ces deux orages contiennent, à 30 km de AA, respectivement 77% et 83% des événements de l'orage complet.

Finalement, les 78 événements de notre étude pour lesquels nous disposons d'une reconstruction acoustique 3D constituent un échantillon réduit de chaque orage à 30 km, dans des proportions très variables (voir la dernière colonne de la table 2.3, on calcule une représentativité acoustique de respectivement 35%, 25%, 2% et 10% des populations totales à 30 km). Comparé à l'orage entier (en comparant cette fois à la table 2.2), cela revient à respectivement environ 2.5%, 15%, 1.5% et 8% des cas. L'orage du 2 octobre 2018 d'EXAEDRE présente une activité particulièrement basse, de sorte que notre sélection d'événements reconstruits en constitue un échantillon très représentatif, avec environ 30% des CG à moins de 30km, et 20% des CG de l'orage complet. Les orages d'EXAEDRE contiennent des proportions similaires de CG, d'IC, de CG+ et d'IC+, entre notre base de données de flashes reconstruits

	CG < 30 km	IC < 30 km	CG AA	IC AA
SOP1-1	71% (44 ; 34%)	29% (18 ; 61%)	77% (17 ; 65%)	23% (5 ; 80%)
SOP1-2	83% (209 ; 5%)	17% (43 ; 37%)	89% (58 ; 3%)	11% (7 ; 43%)
EXA-1	17% (1668 ; 8%)	83% (8214 ; 80%)	43% (78 ; 21%)	57% (102 ; 76%)
EXA-2	9% (93 ; 19%)	91% (941 ; 85%)	29% (28 ; 11%)	71% (68 ; 71%)

Table 2.3: Synthèse des données LLS pour les quatre orages étudiés, selon les plages temporelles indiquées dans la Table 2.2. Dans chaque cellule, on lit successivement la proportion par rapport au nombre total de décharges, le nombre correspondant, la proportion de décharges positives de ce type. Ces informations sont données pour les CG et les IC (i) dans un rayon de 30 km autour du réseau acoustique AA, (ii) pour l'ensemble des détections voisines des 78 flashes reconstruits acoustiquement.

acoustiquement, l'orage proche (< 30 km) et l'ensemble de l'orage. La comparaison des détections LLS de CG de l'orage proche d'une part, avec les détections LLS principales correspondant aux événements acoustiquement reconstruits d'autre part (une détection par événement), est représentée sur la figure 2.5. Ces cartes de densité sont obtenues par sommation du nombre de détections dans des cellules d'un pavage régulier de 1.4 km de côté, la valeur est ensuite normalisée en CG/km². Pour faciliter la comparaison quantitative, l'échelle de couleur est logarithmique et identique pour les quatre orages. On observe bien que l'orage du 22-23 octobre 2012 (en haut à gauche) est le moins actif avec seulement 0.5 à 1.5 CG/km² au maximum, et que ces CG sont dispersés autour du réseau. Les orages du 2 octobre 2018 et du 26 octobre 2012 sont d'activité intermédiaire (jusqu'à respectivement 2 et 4 CG/km²), tous deux présentant une extension marquée du sud-ouest au nord-est, située au sud de AA pour EXAEDRE et passant en plein sur AA pour SOP1. Enfin, l'orage du 17 septembre 2018 d'EXAEDRE (en bas à gauche) se démarque fortement par sa densité de CG allant jusqu'à plus de 15 CG/km². Le réseau étant en plein dans la cellule locale la plus active, deux ou trois autres cellules sont visibles au nord et à l'ouest. Les distributions des valeurs de courant crête I_{max} pour chaque journée sont représentées sur la figure 2.6, considérant les détections LLS à moins de 30 km de AA décrites dans la table 2.3. Les histogrammes bleus comptabilisent les détections CG, les histogrammes rouges comptabilisent les IC.

Comme attendu ([Rakov and Uman, 2003, Fig. 4.34, p.145]), la majorité des CG ont un courant crête absolu entre 10 kA et 120 kA tandis que les IC présentent des valeurs absolues principalement inférieures à 25 kA. La sous-représentation d'IC discutée précédemment pour SOP1 s'observe ici par une chute brutale dans la distribution autour de 0 kA (voir figures 2.6a et 2.6b), décrivant les événements de faible courant (< 10 kA). L'observation de la sensibilité du réseau aux faibles décharges est très visible sur les distributions EXAEDRE, qui sont justement maximales pour ces valeurs avec des effectifs dix fois supérieurs aux

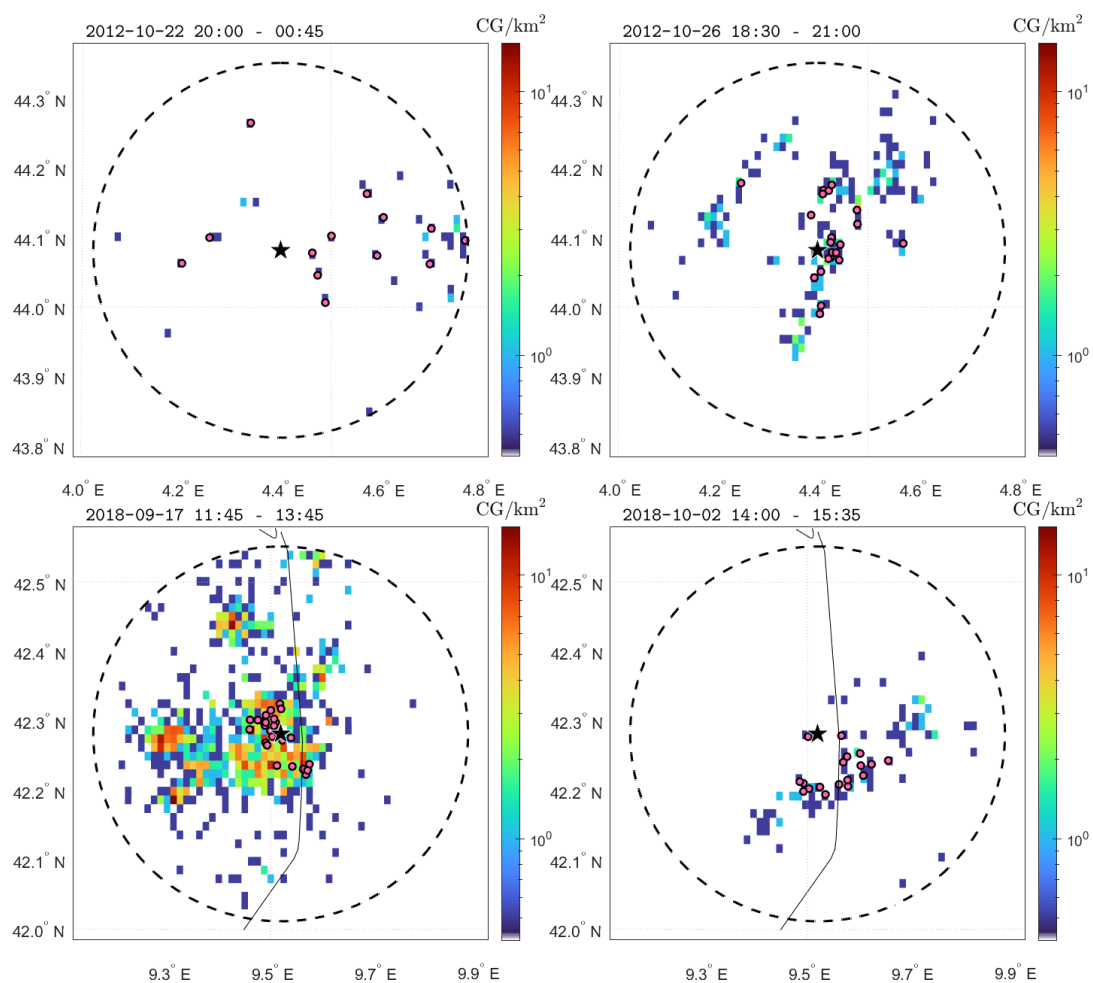


Figure 2.5: Pointillés noirs : distance de 30 km autour de AA. Carrés : densité de CG détectés par le LLS (CG/km^2), en échelle logarithmique de couleur identique pour chaque orage, dans l'intervalle $[0.5 - 15.3]$ CG/km^2 . Ronds magenta cerclés de noir : position LLS principale des éclairs reconstruits acoustiquement. En haut : 22-23 octobre et 26 octobre 2012. En bas : 17 septembre et 2 octobre 2018.

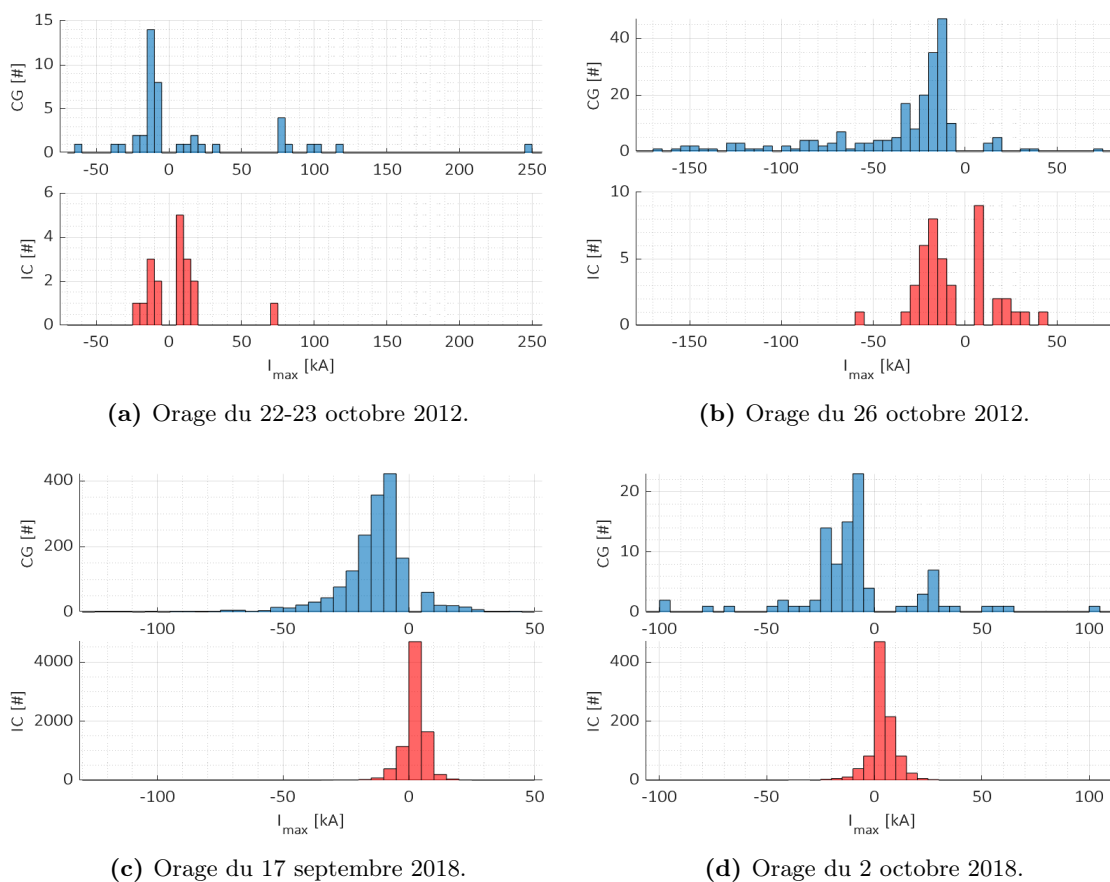


Figure 2.6: Distribution des valeurs de courant crête I_{max} [kA] pour les 4 orages étudiés, à moins de 30 km de AA. CG en bleu, IC en rouge.

CG du même orage. L'orage du 17 septembre contient dix à vingt fois plus de CG que les trois autres, ce qui rend compliqué de distinguer les effectifs sous -50 kA, la distribution allant jusqu'à -120 kA. Seul l'orage du 22-23 octobre 2012 ne présente pas de valeurs sous -50 kA pour les CG- (sauf un), il est cependant le seul à présenter un nombre plus grand de CG+ que de CG- avec des valeurs atteignant $+250$ kA, et au total 10 événements avec $I_{max} > 70$ kA. Ces 10 décharges comportent 9 des CG+ ayant donné naissance à des sprites identifiés par Soula et al. [2015]. L'autre est un IC+ associé à l'un de ces événements. Le seul CG- inférieur à -50 kA est un CG- précédé immédiatement d'un sprite dans le relevé LLS, distant de 20 km (notons que le regroupement automatique de décharges par flashes dans Météorage se fait pour des distances horizontales inférieures à 10 km pour les CG et 20 km pour les IC, il est donc possible que ce critère soit aussi respecté ici au vu de la forte extension horizontale des flashes qui précèdent les sprites).

2.2.3 Détections par le LMA

Pour les orages du 26 octobre 2012, 17 septembre 2018 et 2 octobre 2018, les sources VHF détectées par le LMA ont été conservées lorsqu'elles étaient co-localisées par au moins 7 antennes. En raison des difficultés de détections VHF pour l'orage du 22-23 octobre 2012, l'algorithme de reconstruction a été modifié pour permettre de prendre en compte des sources captées par au moins 5 antennes du LMA. Cela génère une plus grande quantité de bruit dans les mesures, mais permet une meilleure reconstitution des structures de charges (voir chapitre 5).

La figure 2.7 présente, pour chaque orage, la carte de densité de sources VHF détectées dans le voisinage de 120 km autour de AA. Cette densité est calculée en sommant le nombre de sources dans chaque cellule d'un pavage régulier de carrés de 3 km de côté. Les valeurs sont normalisées pour être exprimées en densité de sources VHF par km^2 . Pour faciliter la comparaison quantitative, l'échelle de couleur est logarithmique et identique pour les quatre orages. Le cercle noir en pointillés indique la limite à 30 km autour de AA.

Pour le 22-23 octobre 2012, la zone active de l'orage est à l'est de AA et se déplace vers l'ouest (voir [Soula et al., 2015]), la baisse progressive d'activité après 22:00:00 UTC (voir figure 2.3) corrobore l'hypothèse d'une région stratiforme formulée dans la section 2.2.2. Durant le 26 octobre 2012, le réseau est dans une zone active de l'orage, contrairement à l'orage précédent. La figure 9 de Gallin et al. [2016] - rappelée ici en figure 2.8 - indique effectivement la présence d'activité VHF et acoustique à 25 km à l'ouest de AA entre 20:10:00 UTC et 20:20:00 UTC, gagnant en étendue spatiale et passant sur le réseau entre 20:30:00 UTC et 20:40:00 UTC, tout en se développant au nord-est aux mêmes moments (à un peu plus de 30 km pour cette seconde cellule).

Cela explique pourquoi l'orage du 26 octobre contient le double de détections à proximité du réseau comparé à celui de la nuit du 22-23 octobre (voir la table 2.3), bien que la table 2.2

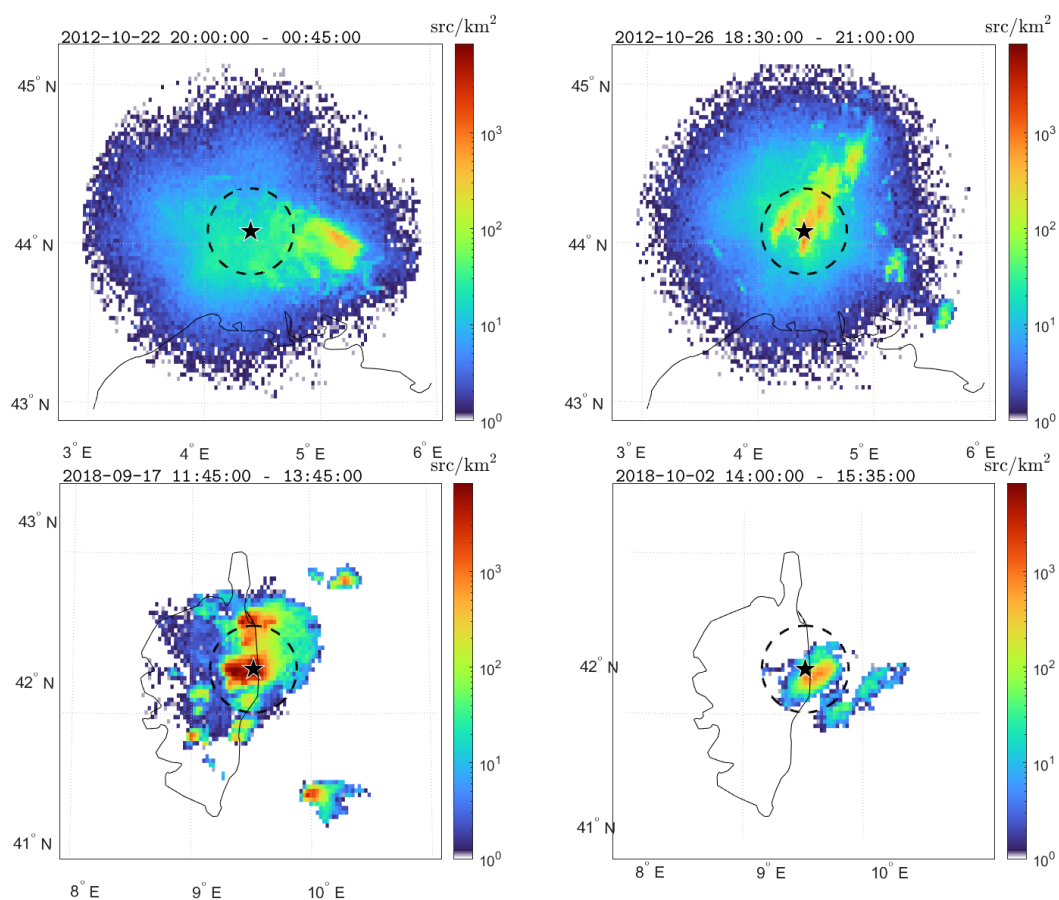


Figure 2.7: Carte de densité de sources VHF détectées dans le voisinage de 120 km autour de AA, en échelle de couleur logarithmique identique pour les quatre orages. Le cercle noir en pointillés : rayon de 30 km autour de AA.

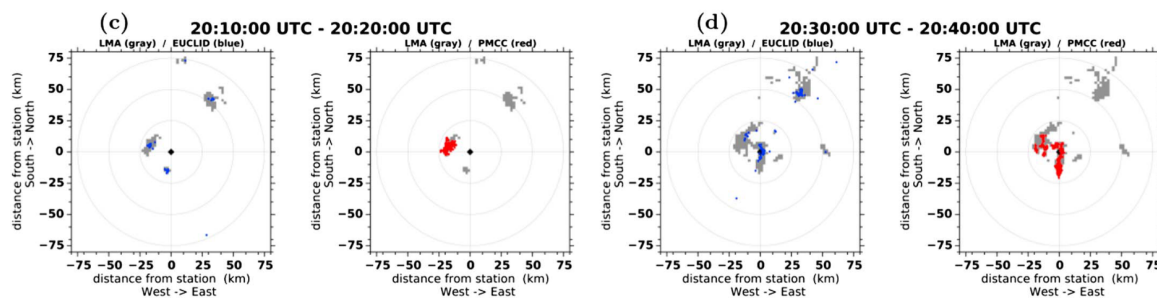


Figure 2.8: Extrait de Gallin et al. [2016]. Pour deux fenêtres de 10 min pendant l'orage SOP1 de 20:10:00 UTC à 20:40:00 UTC, le 26 octobre 2012 : carte des détections HyLMA (régions grises) avec les observations EUCLID (points bleus) et les détections acoustiques reconstruites (points rouges).

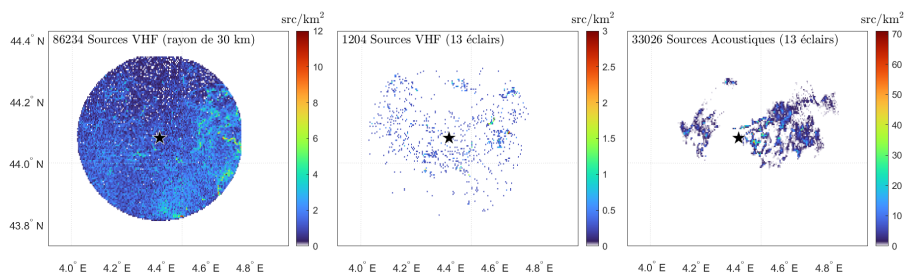
indique une activité acoustique basse fréquence deux fois plus importante le 22-23 octobre. L'orage présente une grande extension vers le nord-est et deux plus petites cellules éloignées sont visibles dans la direction sud-est. La carte de densité LLS présentée en figure 2.5 est très cohérente avec la structure VHF à 30 km. La représentation VHF permet de différencier la raison de la faible activité mesurée pour le 22-23 octobre 2012 et le 2 octobre 2018 : le premier orage montre son maximum local de densité à 60 km à l'est du réseau ainsi qu'une grande extension à l'ouest, signe que le réseau se trouve bien dans la zone stratiforme de l'orage. Soula et al. [2015] le décrivent comme un orage de type MCS leading stratiform - où la zone stratiforme est à l'avant du système par rapport à son déplacement, voir [Parker and Johnson, 2000] - allant vers l'ouest. Le second ne présente que très peu d'activité hors de la portée du réseau acoustique (hormis au sud-est) et son maximum local de densité est à moins de 15 km, il s'agit donc d'un orage particulièrement peu intense, pas en phase de dissipation.

Pendant l'orage du 17 septembre 2018, le coeur de la zone active passe juste au-dessus du réseau, et plusieurs autres cellules semblent visibles autour, toutes très denses (Houel [2023] décrit d'ailleurs en détail deux cellules orageuses du 17 septembre, très éloignées (au sud) de notre zone d'étude). L'activité VHF atteint régulièrement près de 10^4 src/km², le maximum de densité étant localisé sur le réseau AA. Enfin, pour le 2 octobre 2018, AA est également proche du coeur de l'orage, et on observe aussi des cellules indépendantes autour de la zone d'activité principale.

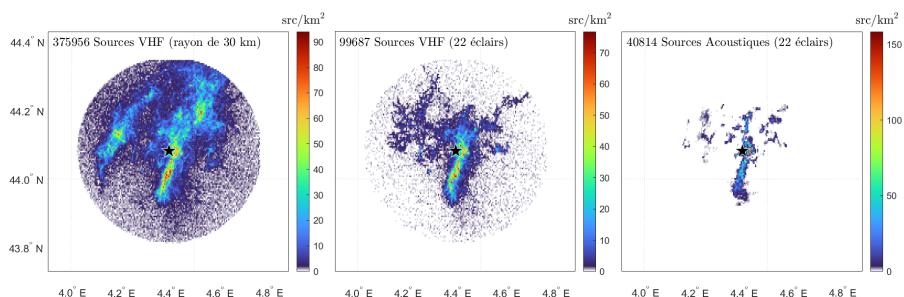
Les orages du 26 octobre 2012 et du 17 septembre 2018 présentent des sources à des azimuts variés, tandis que les orages du 22-23 octobre 2012 et du 2 octobre 2018 sont majoritairement actifs respectivement à l'est et au sud-est du réseau acoustique, avec une plus grande distance pour le 22-23 octobre 2012 qui semble être mesuré à la fin de son cycle de vie.

La figure 2.9 présente, respectivement pour les quatre journées de SOP1 et EXAEDRE : (i) à gauche, la densité de sources VHF à moins de 30 km de AA, (extrait de la figure 2.7); (ii) au centre, la carte précédente mais limitée uniquement à l'ensemble des éclairs reconstruits avec les mesures acoustiques pour l'orage considéré; (iii) à droite, la densité de sources acoustiques pour ces mêmes éclairs. Les échelles de couleurs sont indépendantes entre chaque orage pour mieux percevoir les structures locales. A partir de maintenant et dans tous le reste du manuscrit, nous ne considérerons plus que les données à moins de 30 km de AA, et nous y référerons par le terme "orage complet".

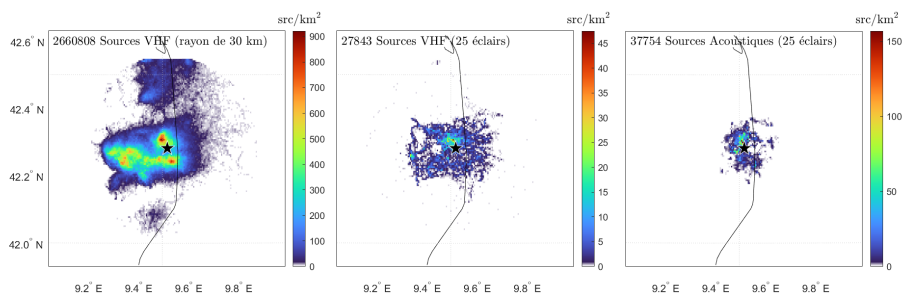
Pour les deux orages de SOP1, on remarque que les sources VHF réduites aux événements étudiés couvrent quasiment l'ensemble de la zone d'analyse, avec une focalisation sur les régions les plus intenses. Les détections acoustiques sont toutes dans la zone d'activité VHF, et pour le 26 octobre 2012 on retrouve la zone étroite étendue dans la direction nord-sud correspondant simultanément au maximum de densité de sources acoustiques et VHF, que ce soit pour les événements étudiés ou l'orage complet, et également visible sur la carte



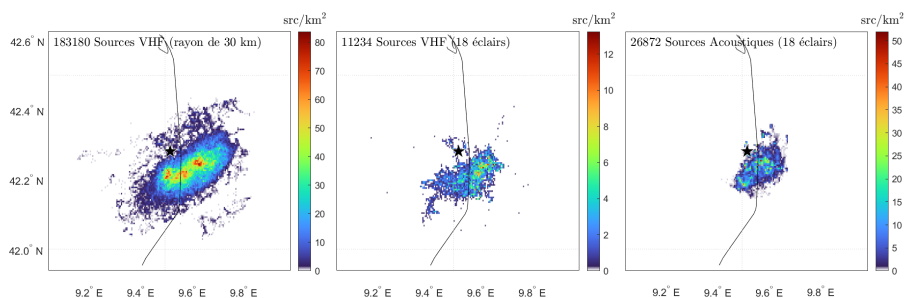
(a) Orage du 22-23 octobre 2012.



(b) Orage du 26 octobre 2012.



(c) Orage du 17 septembre 2018.



(d) Orage du 2 octobre 2018.

Figure 2.9: Densité de sources VHF (à gauche) pour l'ensemble des sources à moins de 30 km de AA, (au centre) pour les données VHF limitées aux éclairs reconstruits avec les mesures acoustiques pour l'orage considéré. A droite, densité de sources acoustiques pour ces mêmes éclairs. L'échelle de couleur est linéaire et indépendante pour chaque orage.

de détections LLS de la figure 2.5. Le niveau relativement faible d'activité de ces deux journées a permis de couvrir aisément toute la zone pour l'analyse acoustique, avec une co-localisation particulièrement visible pour le 26 octobre 2012. Concernant EXAEDRE, les détections acoustiques sont très regroupées autour du réseau AA. Pour le 17 septembre 2018, cela peut s'expliquer par la très forte activité électrique déjà décrite précédemment, rendant impossible - la plupart du temps - de mesurer du tonnerre à plus de 10 km de AA sans que des signaux issus d'autres éclairs ne se superposent aux signaux d'intérêt. Les sources acoustiques mesurées le 2 octobre 2018 se superposent très bien aux sources VHF des événements correspondants. En revanche, notre sélection VHF recouvre mal les zones de forte densité VHF visibles au centre et à l'ouest de l'orage complet, ce qui pourrait s'expliquer par le fait que nous avons analysé principalement des CG- dans une journée qui comporte un taux d'IC de 91% dans cette zone (voir table 2.3). Rappelons que le taux anormalement élevé de CG+ (19% des CG, voir table 2.3) évoqué dans la section 2.2.2 pourrait lui aussi indiquer un orage présentant une structure de charges anormale. Contrairement à l'orage du 22-23 octobre 2012 pour lequel il semble plausible que nous ayons analysé une partie de sa phase de dissipation, l'orage du 2 octobre 2018 est bien plus actif et présente un maximum de densité de détections VHF nettement visible à proximité, signe que l'orage est encore actif, probablement en fin de phase de développement ou en début de phase mature.

Conclusion

Ce chapitre a permis de caractériser l'activité électrique et acoustique globale des orages de la base de données, qui apparaissent comme très différents les uns des autres avec une grande variété d'intensité et probablement des phases de maturation différentes. Pour résumer :

- L'orage du 22-23 octobre 2012 se différencie fortement, il contient plusieurs CG+ d'un type particulièrement rare et intense, ayant généré des sprites. Sa structure de charges semble être devenue anormale en fin de développement, il contient le moins d'évènements parmi les quatre orages, mais ce sont les plus intenses.
- L'orage du 2 octobre 2018 a une activité moyenne, mais une faible quantité totale de décharges qui ne semble s'expliquer ni par sa distance, ni par sa maturité. Il est aussi le deuxième orage ayant le plus haut pourcentage de CG+.
- L'orage du 26 octobre 2012 est d'activité moyenne, il semble encore en phase mature et se situe dans la portée optimale du réseau de reconstruction acoustique.
- L'orage du 17 septembre 2018 est également en phase mature et situé idéalement par rapport à AA, il se distingue par une activité importante excédant celle des trois autres d'un ordre de grandeur, contraignant les mesures acoustiques au voisinage proche du réseau.

La grande diversité de ces orages se retrouve dans les évènements analysés dans les chapitres 4 et 5, la méthode employée pour en décrire la puissance acoustique étant détaillée dans le prochain chapitre.

CHAPITRE 3

Méthodologie : de la reconstruction géométrique à l'évaluation de la puissance acoustique des sources

Sommaire

Introduction	52
3.1 Reconstruction acoustique	52
3.1.1 Mise en oeuvre	52
3.1.2 Discussion de la précision de la localisation	56
3.1.3 Discussion du réglage de PMCC	58
3.2 Description du calcul de la pression RMS par PMCC et de ses biais	63
3.2.1 Formalisation du filtrage et du fenêtrage	63
3.2.2 Évaluation et correction de l'amplification de la valeur RMS	65
3.3 Calcul de l'enveloppe de la pression RMS	71
3.3.1 À partir du signal d'un capteur ou d'un réseau de capteurs	71
3.3.2 À partir des détections PMCC	72
3.3.3 Résumé	76
3.4 Évaluation de la puissance acoustique	77
3.4.1 Calcul de la puissance acoustique	77
3.4.2 Discussion sur les différentes hypothèses de propagation	80
Conclusion	85

Introduction

L'objectif de ce chapitre est de montrer comment utiliser le signal du tonnerre pour localiser en 3D la puissance acoustique rayonnée par l'éclair. Nous commençons dans la première section par rappeler les principes de la reconstruction acoustique 3D en l'illustrant par un exemple issu d'EXAEDRE, tout en discutant de sa précision. Dans les sections deux et trois, nous utilisons la pression RMS de chaque détection PMCC pour reconstituer l'enveloppe temporelle du signal de pression venant de chaque source identifiée au sein d'un éclair. Nous décrivons d'abord comment l'algorithme PMCC calcule la pression RMS, quel est son biais (amplification du signal) et comment le corriger. Les performances de cette correction sont illustrées sur des signaux synthétiques et sur un signal réel d'éclair typique issu de la base de données EXAEDRE. Nous présentons ensuite une méthode de calcul de l'enveloppe de la pression RMS à partir des détections PMCC. Les étapes principales sont résumées sur la figure 3.16. Enfin, dans une dernière section, nous montrons comment en déduire la puissance acoustique de chaque source identifiée, ce qui permet notamment d'évaluer la puissance acoustique totale d'un éclair d'orage. Les hypothèses simplificatrices sous-jacentes à ce calcul sont enfin discutées.

3.1 Reconstruction acoustique

Le principe et l'historique de la reconstruction acoustique ont été discutés dans l'introduction générale, section 1.3.2. On rappelle ici brièvement l'idée de base : lorsque du tonnerre arrive sur un réseau acoustique dont l'espacement - appelé ouverture - est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde à détecter, le décalage de son temps d'arrivée entre au moins trois microphones permet de déterminer l'incidence de l'onde par deux angles : l'azimut dans le plan horizontal du réseau, et l'angle d'élévation via la vitesse apparente et une hypothèse sur la vitesse locale du son. La rétro-propagation du signal acoustique (éventuellement par tracé de rayons, ici en ligne droite en supposant le milieu homogène) permet ainsi de localiser la source détectée. Il faut pour cela connaître le temps d'émission. Celui-ci est donné le plus souvent par les détections électromagnétiques de l'éclair ayant généré le tonnerre analysé. Nous allons maintenant discuter la mise en oeuvre de cette méthode.

3.1.1 Mise en oeuvre

Pour obtenir les délais entre les microphones, il faut une méthode de corrélation de signaux. Celle que nous utilisons est dite PMCC (*Progressive Multichannel Cross Correlation*, voir [Cansi, 1995; Cansi and Le Pichon, 2008]). Elle a été développée afin de détecter une onde acoustique (souvent infrasonore) *cohérente* et *consistante* se propageant au-dessus d'un réseau de capteurs. La direction d'arrivée de l'onde est estimée selon son décalage temporel entre les capteurs. Une onde est dite *cohérente* si elle présente la même forme temporelle - en phase et en amplitude - à tous les capteurs du réseau, signifiant qu'elle n'est pas du

bruit aléatoire et qu'elle est bien reçue en champ lointain. Afin de minimiser les erreurs dues à des trop petites longueurs d'ondes devant l'ouverture du réseau (aliasing spatial), une relation de fermeture est calculée. Il s'agit de la somme des délais de détection entre trois capteurs proches du réseau, qui devrait idéalement être égale à zéro pour assurer que les arrivées proviennent de la même origine. Ce seuil est en pratique égal à 10^{-2} s [Gallin et al., 2016, *Supplementary material*]. Une détection respectant ce critère est considérée comme *consistante* et conservée par PMCC. Par abus de langage, nous utiliserons le terme de consistance pour décrire le résidu (mesuré en seconde) de la relation de fermeture dont nous venons de rappeler la définition.

Pour chaque détection, l'algorithme calcule les paramètres de l'onde:

- azimut A (angle dans le plan horizontal, mesuré dans le sens trigonométrique par rapport au Nord),
- vitesse de passage V_h , aussi appelée vitesse apparente (distance entre 2 capteurs divisée par la différence de temps d'arrivée de l'onde entre ces mêmes capteurs),
- niveau de pression RMS P^0 ,
- consistance C (en s).

PMCC effectue ce calcul par bandes de fréquences, ce qui permet d'identifier plusieurs sources émettant dans des bandes différentes. De même, l'algorithme utilise des fenêtres temporelles glissantes de façon à différencier le niveau RMS des sources détectées à des temps différents. La taille de chaque fenêtre dépend de la bande de fréquence, afin d'avoir un nombre de périodes suffisant pour une recherche de cohérence (jusqu'à 10 périodes dans notre cas). Le réglage du recouvrement de ces fenêtres permet d'ajuster la résolution temporelle de détection.

La méthode PMCC est utilisée en routine dans beaucoup d'instituts pour la détection des ondes et leur caractérisation (localisation principalement, voir le livre [Pichon et al., 2019, chap.30]). En revanche, la pression RMS est moins couramment utilisée, ce point sera l'objet principal de ce chapitre.

Nous utilisons ici PMCC avec une distribution logarithmique des bandes de fréquences, et des fenêtres temporelles de durée variable en fonction de chaque bande de fréquences (par exemple 8.2 s pour $[1 - 1.2]$ Hz et 1.0 s pour $[19.05 - 22.90]$ Hz ou plus). Les fenêtres temporelles appliquées aux signaux filtrés ont un taux de recouvrement de 90 %. Ces réglages sont discutés dans la section 3.1.3 et répertoriés pour chaque filtre dans la table 3.2. Une source acoustique est référencée par un couple unique $\{F; T\}$ repérant la bande de fréquence par sa fréquence centrale F , et la fenêtre temporelle de détection par son temps moyen T à l'emplacement du mini-réseau AA. Pour chaque détection, l'algorithme PMCC fournit son azimut A , sa vitesse de trace V_h et sa pression efficace P^0 . L'angle d'élévation E par rapport au plan horizontal est déduit de la vitesse du son au sol c_0 avec : $E = \cos^{-1}(c_0/V_h)$.

Le temps de propagation de l'onde depuis la source dans l'éclair jusqu'au réseau AA est la différence entre le temps d'arrivée mesuré T au réseau et le temps t_{EM} où se produit l'éclair : $\Delta t = T - t_{EM}$. On notera que t_{EM} - fourni par un LLS (*Lightning Location System*, voir section 2.1.2) - est considéré comme identique pour toutes les sources d'un même éclair, étant donné que la décharge électrique dans l'éclair est pratiquement instantanée d'un point de vue acoustique. Un signal de tonnerre a une durée de l'ordre de la minute (30 secondes pour l'éclair E.4 de EXAEDRE du 17 septembre émis à $t_{EM} = 11:55.56:758$ illustrant ce chapitre en figure 3.1), alors que la décharge se produit en quelques dizaines de millisecondes [Dwyer and Uman, 2014]. En général, pour un seul éclair, le LLS fournit plusieurs détections nuage-sol produites dans un court intervalle de temps (typiquement 1 s). La référence choisie pour t_{EM} est le premier CG ou, dans le cas des IC purs, la détection LLS la plus intense en terme de courant crête. Comme pour la plupart des études Holmes et al. [1971]; Arechiga et al. [2011]; Gallin et al. [2016]; Lacroix et al. [2018], nous supposons une vitesse de propagation constante égale à la vitesse du son au sol, pour calculer la distance r_0 entre chaque source et AA : $r_0 = c_0 \times \Delta t$.

Pour chaque source acoustique cohérente et consistante détectée avec l'algorithme PMCC, les coordonnées spatiales cartésiennes sont données par la projection :

$$\begin{aligned} x &= r_0 \cos E \sin A \\ y &= r_0 \cos E \cos A \\ z &= r_0 \sin E, \end{aligned} \tag{3.1}$$

avec x la distance au réseau AA dans la direction ouest-est, y dans la direction sud-nord et z l'altitude.

Un exemple de l'évolution temporelle (axe horizontal) et fréquentielle (échelle des couleurs) des trois quantités (A, E, P^0) est fourni par la figure 3.1.a pour l'événement E.4 (17 Septembre 2018 à 11:55.56.758 UTC), avec la reconstruction correspondante visible sur la figure 3.1.b. On observe d'abord des arrivées en provenance du nord, avec un angle d'élévation croissant. Puis, environ sept secondes plus tard, on détecte une deuxième série d'arrivées, provenant maintenant du nord-est et dont l'altitude augmente également avec le temps. Les deux séries fusionnent environ 12 secondes après les premières arrivées ($\Delta t = 17$ s), dans la direction nord-est (52°). La reconstruction montre en effet deux arcs en retour verticaux bien localisés au-dessus des détections Météorage, reliés par une couche intranuage plutôt horizontale. En termes de pression RMS détectée, les premières arrivées, correspondant à la partie inférieure du premier arc en retour, sont clairement les plus intenses, provoquant un pic de pression RMS suivi de plusieurs bosses, dont deux émanant du second arc en retour (celles observées 12 et 15 secondes après l'émission). On remarque également que l'algorithme PMCC peut détecter des sources arrivant presque en même temps (par exemple les points jaunes de la figure 3.1.b arrivant environ 15 s après l'émission) mais provenant de deux zones différentes,

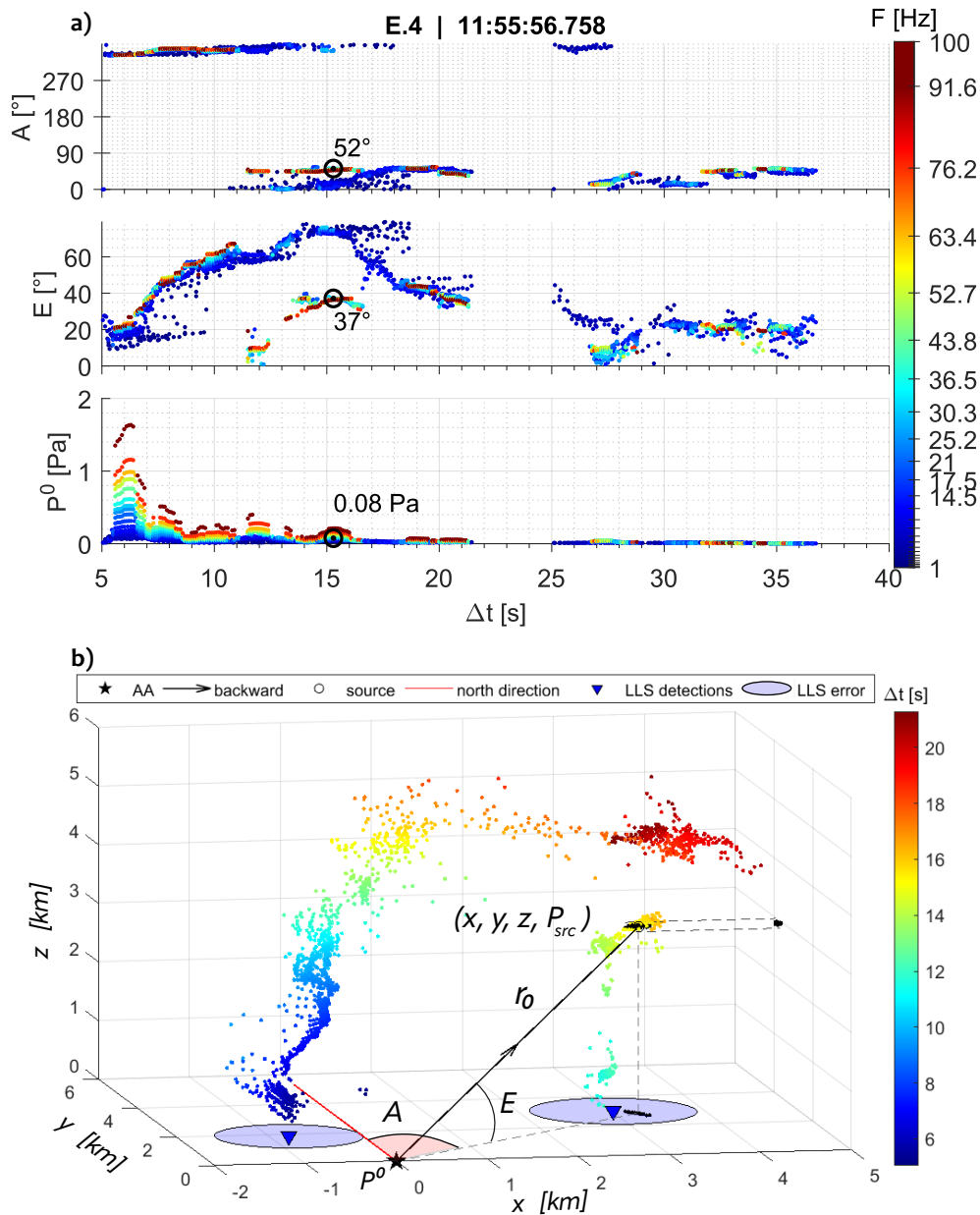


Figure 3.1: a) de haut en bas : azimut, élévation et pression RMS des sources détectées comme cohérentes et consistantes par l'algorithme PMCC en fonction du temps de détection par rapport à l'émission (échelle horizontale) et de la fréquence (échelle de couleur) pour l'événement E.4 (2018-09-17 11:55:56:758 UTC). b) : reconstruction 3D des sources PMCC (pour $\Delta t < 23$ s), colorée par le temps relatif. Triangles au sol : Détections Météorage LF de CG. Cercle noir : un point source particulier sélectionné pour illustrer l'azimut (A), l'élévation (E) et la distance r_0 par rapport au réseau de microphones (étoile noire). Points noirs : toutes les sources détectées par PMCC émises dans la même fenêtre temporelle que ce point, ainsi que leurs projections horizontales et verticales. À titre de comparaison, les cercles bleus au sol représentent l'incertitude de Météorage pour les positions au sol des arcs en retour. Les coordonnées spatiales sont données par x : direction W-E, y : direction S-N, z : l'altitude.

à savoir les points jaunes au sommet du deuxième arc en retour et la région intra-nuageuse située au-dessus du premier arc. Du point de vue fréquentiel, les basses fréquences (points bleus sur la figure 3.1.a) sont présentes tout au long de la période de détection acoustique. Les fréquences plus élevées (par exemple les points bruns pour la bande de fréquence la plus élevée) sont détectées de manière plus intermittente, rarement dans le nuage. Elles sont également localisées avec une plus grande précision, de sorte que les sources de fréquences moyennes et élevées se chevauchent dans les courbes (A, E). Ce résultat est attendu pour les arcs en retour car les sources sont physiquement localisées à l'intérieur du canal ionisé, qui est très étroit. Les basses fréquences sont détectées avec une moindre précision, car leur longueur d'onde est supérieure à la taille de 30 m du réseau AA (correspondant à des fréquences d'environ 10 Hz). Cette erreur est quantifiée sur la figure 3.1.b) en projetant (dans le plan horizontal et dans la direction verticale) toutes les sources détectées pendant une même fenêtre temporelle particulière. On remarque que cette erreur est néanmoins nettement plus faible que celle des détections fournies par Météorage (cercles bleus horizontaux avec un rayon de l'ordre de 1 km). Plus généralement, en ce qui concerne la localisation des sources acoustiques près du sol, il s'avère que 80 % de toutes les sources reconstruites en dessous de 1 km d'altitude pour tous les événements EXAEDRE étudiés, se situent dans la marge d'incertitude des détections au sol de Météorage (communication personnelle avec Thomas Farges, liée à un stage effectué sous sa direction par Guérolé Miancien au CEA en 2022). Cette bonne correspondance valide donc le processus de localisation des sources utilisé pour l'évaluation de leur puissance. Dans la région intranuage, avec des émissions à plus basse fréquence, les sources sont aussi physiquement beaucoup plus dispersées, comme cela a déjà été montré par comparaison avec les sources VHF observées à cet endroit [Arechiga et al., 2011; Lacroix et al., 2018].

3.1.2 Discussion de la précision de la localisation

Le calcul de distance d'une détection étant basé sur l'estimation du temps de propagation jusqu'au réseau AA et sur l'estimation de la vitesse du son, la précision spatiale de localisation de chaque détection dépend fortement de la résolution temporelle de l'analyse. L'équation 3.1 définit une source acoustique comme une unique détection PMCC en temps et en fréquence, mais une définition plus physique pourrait être de considérer l'ensemble des détections PMCC durant une même plage temporelle, et situées suffisamment proches les unes des autres dans la reconstruction 3D. Il s'agit d'une définition de source multi-fréquentielle. Il y a, dans notre configuration, un maximum possible de 25 détections par source, correspondant au nombre de bandes de fréquences d'analyse (PMCC ne peut faire au plus qu'une détection par fenêtre temporelle et par bande de fréquence, voir section 3.1.1). La figure 3.2 représente un exemple d'une source acoustique multi-fréquentielle identifiée au sein du second arc en retour de l'éclair E.4 du 17 Septembre 2018 à 11:55:56.758 UTC (voir figure 3.1.b, détections entre $\Delta t = 11$ s et $\Delta t = 16$ s). La source constitue l'ensemble des détections dont le centre de la fenêtre temporelle est daté à 11:56:11.9. On compte pour cet exemple 7 détections,

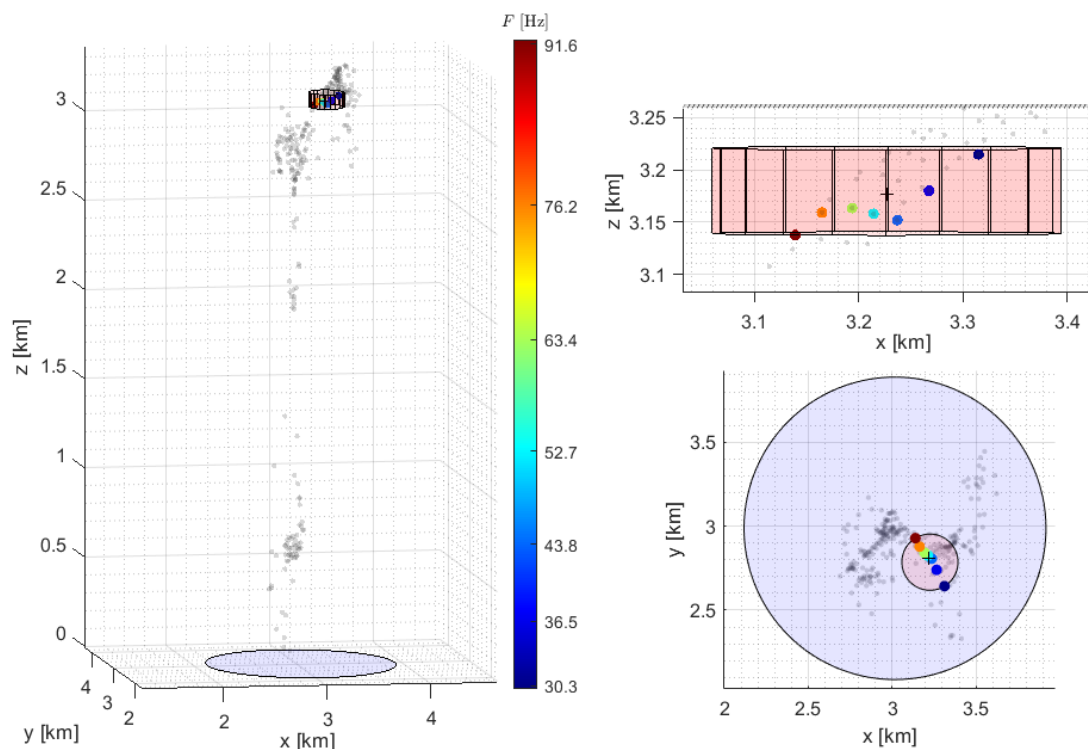


Figure 3.2: Comparaison de la précision de localisation par PMCC et par Météorage, pour le bas du second arc en retour de l'évènement E.4 du 2018-09-17 11:55:56 UTC (voir figure 3.1.b). En gris, sources PMCC reçues au réseau acoustique AA pour tout l'arc, entre 11:56:02.0 et 11:56:18.1, pour $z < 4$ km et $x > 1$ km. La zone colorée en rouge, délimite les sources PMCC datées simultanément à 11:56:11.9 pour $x > 1$ km. En bleu, rayon d'erreur Météorage centré sur la position de localisation correspondante. Chaque source dans la zone délimitée en rouge est colorée par la fréquence centrale de sa bande d'analyse. (a) vue 3D complète, (b) vue de profil (plan vertical (x, z)) du domaine de la source acoustique, (c) vue complète du dessus (plan horizontal), centrée sur la coordonnée Météorage.

dont les fréquences correspondent aux 7 bandes de fréquence les plus hautes parmi les 25 utilisées. L'arc en retour complet reconstruit acoustiquement présente une extension verticale de 3.5 km, et une extension horizontale d'environ 1 km, entièrement incluse dans l'erreur Météorage, ici correspondant à un cercle de diamètre 1.8 km (ce qui illustre bien le résultat de G. Miancien, stagiaire, mentionné en section 3.1.1). La source acoustique a une extension verticale de 81.6 m, et une extension horizontale de 334.6 m. Cette extension horizontale a lieu entièrement dans le plan orthogonal à la droite reliant la source et le réseau acoustique, ce qui est attendu car toutes les détections à un même instant sont par définition à la même distance de AA. La fenêtre d'analyse ayant une durée de 1 s, cela explique pourquoi l'erreur spatiale a une valeur proche de la vitesse du son multipliée par cette durée. Notons que les détections PMCC effectuées simultanément au sein du premier arc en retour (donc détectées à 11:56:11.9 aussi, mais pour $x < 1$ km) sont au nombre de 11, issues des bandes de fréquence inférieures, et présentent une extension verticale similaire de 91.3 m. L'extension horizontale est bien plus importante, de l'ordre de 1 km. Cette source se situe dans la partie intra-nuageuse du premier arc en retour, à 4 km d'altitude.

Il faut garder à l'esprit que cette façon de délimiter la source acoustique n'est qu'une estimation, qui est faite sur l'hypothèse que toutes les détections synchrones et co-localisées sont dispersées de façon homogène autour d'une position idéale, ce qui resterait à démontrer.

Dans le reste du présent manuscrit, le terme de "source acoustique" désignera toujours une unique détection PMCC.

3.1.3 Discussion du réglage de PMCC

L'analyse temps-fréquence de PMCC repose sur un banc de filtres, dont la structure est formalisée dans la section 3.2.1. Nous donnons ici une description plus précise des paramètres permettant de configurer ces filtres :

- Les bandes passantes décrivent les bornes des plages de fréquences que doit sélectionner idéalement chaque filtre au sein de la gamme fréquentielle totale du signal. Ces bornes peuvent être réparties linéairement (la bande passante est alors de même taille - réglable - pour chaque filtre) ou logarithmiquement (la bande passante augmentant avec la fréquence).
- Le *type* et l'*ordre* du filtre décrivent l'allure de sa réponse en fréquence. Ce paramètre est identique pour chaque filtre du banc, l'usage est d'utiliser un filtre de Tchebychev de première espèce, passe bande, et d'ordre 4. PMCC propose également l'utilisation d'un filtre de Butterworth.
- Le *ripple* (terme anglais pour "ondulation") est défini comme l'oscillation de la réponse en fréquence du filtre à l'intérieur de sa bande passante. Elle est idéalement la plus faible possible (habituellement 0.01 dB), mais sa diminution rend le filtre moins sélectif.

Bandes de fréquences [Hz]	Fenêtres temporelles [s]
1.0 – 4.9	5.0
4.9 – 8.8	4.55
8.8 – 12.7	4.11
12.7 – 16.6	3.66
16.6 – 20.5	3.22
20.5 – 24.4	2.77
24.4 – 28.3	2.33
28.3 – 32.2	1.88
32.2 – 36.1	1.44
36.1 – 40.0	1.0

Table 3.1: Adapté de la Table 4 de [Gallin et al. \[2016\]](#). Recouvrement des fenêtres temporelles : 50 %.

Nous présentons ici les différents réglages utilisés dans les travaux précédents de [Gallin et al. \[2016\]](#), de [Lacroix et al. \[2018\]](#), ainsi que dans notre étude. Nous discutons ensuite systématiquement de l'influence de la modification de chacun des paramètres que nous venons de décrire.

Lors des études précédentes sur SOP1, utilisant PMCC pour la reconstruction acoustique d'éclairs [[Gallin et al., 2016](#); [Lacroix et al., 2018](#)], les réglages des bandes de fréquences du banc de filtres et des fenêtres temporelles d'analyse étaient différents. Les signaux étaient échantillonnés à 500 Hz mais le dispositif de protection des microphones induisait une résonance entre 80 Hz et 120 Hz, maximale autour de 100 Hz (35 dB). Cette résonance était générée par les tuyaux de 40 cm encastrés dans la valise encapsulant le microphone, permettant une réduction du bruit du vent. Cela a entraîné, dans le travail de [Gallin et al. \[2016\]](#), une limitation de la bande d'analyse acoustique, restreinte à [1 – 40] Hz. La configuration choisie consistait en 10 bandes d'une largeur identique de 3.9 Hz, les fenêtres temporelles correspondantes décroissant linéairement de 5.0 s à 1.0 s par pas d'environ 0.44 s et avec un recouvrement de 50 %. Ces valeurs sont réunies dans la table [3.1](#).

Par la suite, [Lacroix \[2018\]](#) a effectué un recalibrage des microphones, en caractérisant la résonance de la valise et des tuyaux en chambre anéchoïque. Cela a permis une correction de leur réponse en fréquence, et l'élargissement de la gamme d'analyse à la bande [0.5 – 180] Hz. Le réglage utilisé par [Lacroix et al. \[2018\]](#) pour PMCC a également changé, avec désormais 24 bandes de fréquences croissant logarithmiquement et avec un recouvrement temporel des fenêtres d'analyse de 90 %. Ce nouveau réglage permet une meilleure précision dans

la géométrie reconstruite, dont la structure fine sous 2 km d'altitude s'observe particulièrement bien au-delà de 40 Hz, ainsi qu'une augmentation du nombre de détections grâce au recouvrement temporel étendu. La répartition logarithmique des bandes de fréquences met mieux en valeur la gamme des basses fréquences. Enfin, les signaux d'EXAEDRE ont été échantillonnés à 250 Hz, le nouveau dimensionnement des valises permettant de ne pas observer de résonance. Nous utilisons un réglage similaire à celui de [Lacroix et al. \[2018\]](#) - bandes espacées logarithmiquement et recouvrement temporel de 90% -, en nous limitant à 100 Hz pour les hautes fréquences (40 % de la fréquence d'échantillonnage). Le réglage complet est présenté dans la table [3.2](#).

Une caractérisation de l'influence de chaque paramètre du réglage est présentée sur les figures [3.3](#) et [3.4](#), pour l'éclair E.4. L'axe des abscisses indique la consistance moyenne $\langle C \rangle$ de toutes les détections de cet éclair (séparé en deux axes pour optimiser la lecture des valeurs inférieures à 3×10^{-3} s). Les ordonnées indiquent la puissance acoustique totale obtenue (calculée selon la méthode décrite plus loin dans ce chapitre et indépendante des paramètres de réglage discutés ici). Notre configuration de référence est représentée par le point rouge. Les autres points décrivent les configurations modifiées, chaque couleur étant associée à un paramètre différent modifié à partir de la configuration de référence : "Ripple" et "Ordre" pour les modifications des paramètres éponymes du filtre (valant respectivement 0.01 dB et 4 dans la référence) ; "Ovlp" pour le recouvrement des fenêtres temporelles, valant 90% pour la référence ; "Butterworth" pour le remplacement du type de filtre, initialement de type Tchebychev ; Δ_T pour le changement de la taille des fenêtres temporelles associées aux fréquences supérieures à 50 Hz (initialement 1 s) ; Δ_F pour la répartition linéaire des bandes de fréquences (initialement logarithmique), le pas fréquentiel étant précisé.

Les effets suivants apparaissent (par ordre croissant de sensibilité) :

1. Utiliser des filtres linéaires augmente la valeur de la consistance (facteur 2 à 3) et diminue le rapport signal à bruit quand le pas fréquentiel diminue. La connection horizontale intra-nuage entre les arcs en retour disparaît totalement de la reconstruction.
2. Augmenter le ripple détériore le rapport signal à bruit pour une légère diminution de consistance : on divise la puissance par 2 en passant de 1.9 s à 1.45 s. Le bas du second CG n'est plus reconstruit.
3. Utiliser un filtre de Butterworth fait perdre un ordre de grandeur de puissance totale, le second CG disparaît complètement.
4. Diminuer le recouvrement temporel pour revenir à 50% divise la puissance totale par 6. Seuls le bas du premier CG et la partie nuageuse du second sont reconstruits.
5. Diminuer la taille des fenêtres temporelles (passer de 1 s à 0.2 s dans les bandes moyennes et hautes) augmente la redondance de façon non conservative : on obtient une puissance totale égale au triple de la puissance du signal brut (voir pointillés).

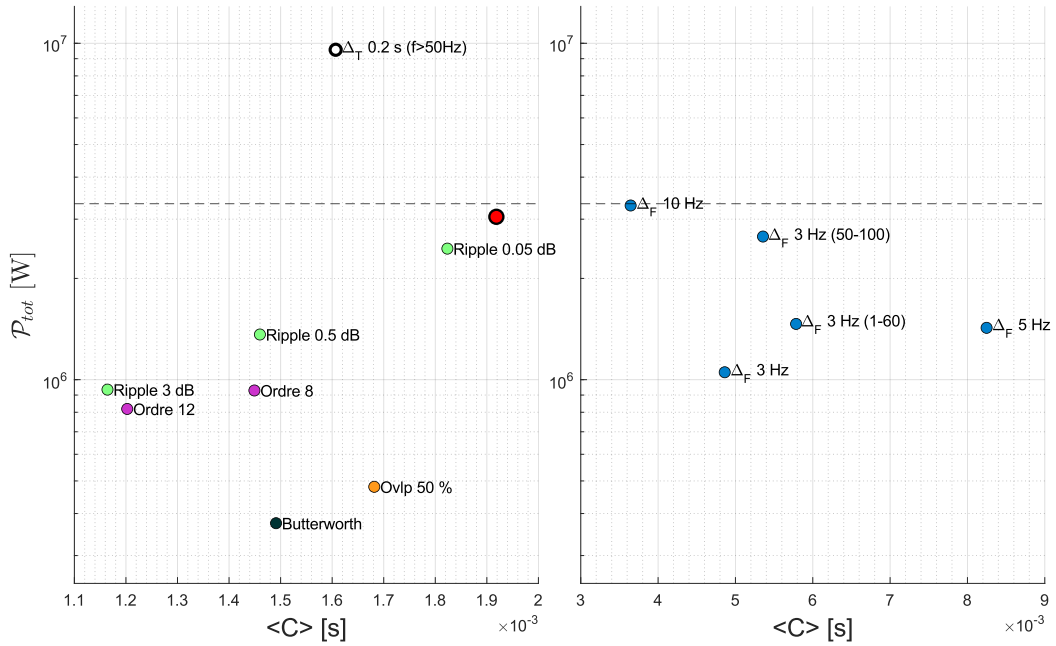


Figure 3.3: Comparaison de différents réglages PMCC, par des modification individuelles des différents paramètres du banc de filtres. Abscisse : consistence moyenne pour chaque configuration. Ordonnée : puissance acoustique totale pour chaque configuration. Rouge : configuration de référence (Tchebychev, ordre 4, ripple 0.01 dB, distribution logarithmique, fenêtres de 1 s après 50 Hz). Chaque couleur est associée à un paramètre différent. Ligne pointillée : puissance totale du signal brut (valeur maximale possible).

6. Augmenter l'ordre du filtre diminue le nombre de détections en nous limitant aux plus consistantes, diminuant la puissance totale d'un facteur 3. Un artefact de reconstruction apparaît : une ligne d'azimut constant se dégage du réseau jusqu'à la distance maximale.

Les sorties PMCC (Azimut, Élévation, Fréquence, Pression RMS) pour chaque configuration de la figure 3.4 sont représentées dans les figures B.1 à B.6 de l'annexe B.

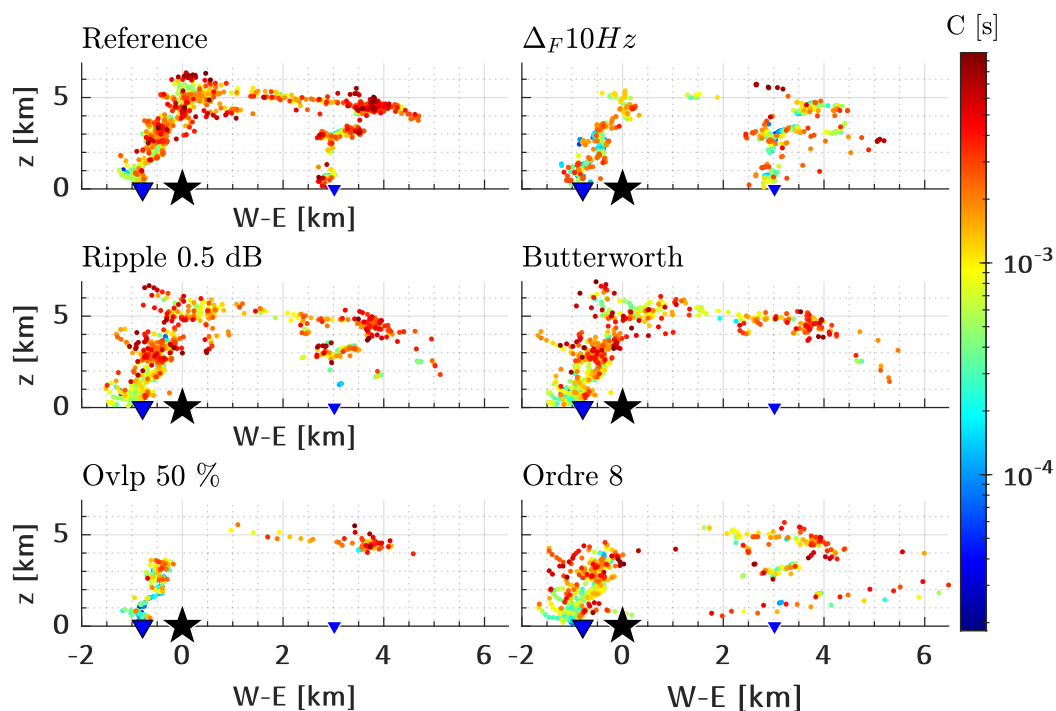


Figure 3.4: Projection verticale ouest-est de la reconstruction acoustique de l'évènement E.4 (pour $\Delta t < 23$ s, voir figure 3.1.b), pour la configuration de référence (en haut à gauche) et pour cinq modifications des paramètres PMCC (de gauche à droite et de haut en bas: filtre linéaire, ripple plus élevé, filtre de Butterworth, taux de recouvrement plus faible, ordre du filtre plus élevé). Points : sources détectées par PMCC et colorées par leur consistance C . Triangles bleus : position LLS des CG-. Étoile : position du réseau acoustique AA. Le cas non-conservatif n'est pas représenté.

3.2 Description du calcul de la pression RMS par PMCC et de ses biais

3.2.1 Formalisation du filtrage et du fenêtrage

L'algorithme PMCC utilise en entrée les signaux bruts de pression temporelle $p^c(t)$ enregistrés par les N_c microphones d'un réseau acoustique, où c est le numéro du microphone ($c \in [1; N_c]$). Chaque signal est divisé en N_j signaux, $p_j^c(t)$, par un banc de N_j filtres de Tchebychev ($j \in [1; N_j]$) :

$$p_j^c(t) = F_j^{Cheb}\{p^c(t)\} \quad (3.2)$$

où $F_j^{Cheb}\{\cdot\}$ est l'application représentant le filtrage de Tchebychev de première espèce [Parks and Burrus, 1987] autour de la fréquence centrale F_j et dans la base de fréquence comprise entre les fréquences minimale $F_{j,min}$ et maximale $F_{j,max}$. Ces filtres sont d'ordre 4, avec une ondulation résiduelle (*ripple*) de 0.01 dB dans le domaine fréquentiel. Pour chaque signal temporel filtré ainsi obtenu, $p_j^c(t)$, un fenêtrage temporel glissant est ensuite effectué. Dans chaque fenêtre temporelle, la pression RMS, $a_{i,j}^c$, est calculée à partir de l'expression suivante:

$$a_{i,j}^c = \sqrt{\frac{1}{\delta\tau_j} \int_{\tau_{i,j} - \frac{\delta\tau_j}{2}}^{\tau_{i,j} + \frac{\delta\tau_j}{2}} p_j^c(t)^2 dt} \quad (3.3)$$

avec $\delta\tau_j$ la durée d'une fenêtre temporelle pour la bande de fréquence F_j et i le numéro de la fenêtre temporelle considérée pour cette bande de fréquence. Le taux de recouvrement r (ici $r = 0.9$ soit un recouvrement de 90%) est tel que chaque fenêtre temporelle est centrée sur l'instant :

$$\tau_{i,j} = \tau_0 + \frac{\delta\tau_j}{2} + (i-1)(1-r)\delta\tau_j, \quad (3.4)$$

l'instant initial τ_0 étant défini comme le début du signal d'intérêt $p(t)$, commun pour toutes les bandes de fréquences, dans lequel on recherche des sources acoustiques. L'intégrale apparaissant dans Eq.(3.3) est calculée par une méthode standard de discrétisation avec un pas temporel égal à $T_e = 1/250$ s, soit le pas d'échantillonnage des signaux.

L'algorithme PMCC détermine ensuite la pression RMS $a_{i,j}$ comme la moyenne des pressions RMS $a_{i,j}^c$, sur les capteurs du réseau :

$$a_{i,j} = \frac{1}{N_c} \sum_{c=1}^{N_c} a_{i,j}^c. \quad (3.5)$$

On suppose ici que le déphasage entre les N_c signaux du réseau est négligé (pour une distance typique inter-capteur de 30 m et une propagation entre 340 m/s et 350 m/s, ce déphasage est de l'ordre de 0.087 s soit, à la fréquence d'échantillonnage de 250 Hz, environ 22 échantillons). Cette valeur est significativement inférieure à la durée minimale des fenêtres temporelles choisies (voir tableau 3.2) qui est de 1 s. En conséquence, l'influence d'un déphasage éventuel

j	$F_{min,j}$ [Hz]	$F_{max,j}$ [Hz]	F_j [Hz]	$\delta\tau_j$ [s]	j	$F_{min,j}$ [Hz]	$F_{max,j}$ [Hz]	F_j [Hz]	$\delta\tau_j$ [s]
1	1,000	1,202	1,101	8,2	14	10,965	13,183	12,074	1,3
2	1,202	1,445	1,324	6,9	15	13,183	15,849	14,516	1,2
3	1,445	1,738	1,592	5,9	16	15,849	19,055	17,452	1,1
4	1,738	2,089	1,914	5,0	17	19,055	22,909	20,982	1,0
5	2,089	2,512	2,301	4,2	18	22,909	27,542	25,225	1,0
6	2,512	3,020	2,766	3,6	19	27,542	33,113	30,328	1,0
7	3,020	3,631	3,325	3,1	20	33,113	39,811	36,462	1,0
8	3,631	4,365	3,998	2,7	21	39,811	47,863	43,837	1,0
9	4,365	5,248	4,807	2,3	22	47,863	57,544	52,704	1,0
10	5,248	6,310	5,779	2,0	23	57,544	69,183	63,364	1,0
11	6,310	7,586	6,948	1,8	24	69,183	83,176	76,180	1,0
12	7,586	9,120	8,353	1,6	25	83,176	100,000	91,588	1,0
13	9,120	10,965	10,042	1,4					

Table 3.2: Configuration de l'algorithme PMCC des bandes de fréquence et des fenêtres temporelles utilisées dans le cadre des études menées dans cette thèse.

sera négligeable sur la pression RMS moyenne.

Chacune de ces valeurs, $a_{i,j}$, est une pression RMS [Pa] dont la structure spectro-temporelle est illustrée schématiquement par la figure 3.5 dans le cas de la configuration logarithmique des bandes de fréquences entre 1 et 100 Hz utilisée dans tout ce manuscrit. Les caractéristiques de cette configuration (F_j , $F_{min,j}$, $F_{max,j}$ et $\delta\tau_j$) sont détaillées dans le tableau 3.2. D'expérience, la configuration logarithmique permet une bonne efficacité dans la détection de sources acoustiques (voir section 3.1.3), mais les réponses en fréquences des filtres utilisés présentent un fort recouvrement entre elles, ce qui rend ce banc de filtres significativement non conservatif en énergie. Cette amplification systématique est estimée et corrigée dans la section suivante.

Dans PMCC, les corrélations croisées entre les signaux des capteurs du réseau acoustique sont effectuées en parallèle du calcul de la pression RMS sur la même grille spectro-temporelle que pour la pression RMS. Ces corrélations permettent ensuite de sélectionner parmi les différentes valeurs $a_{i,j}$ celles qui correspondent à des arrivées cohérentes et consistantes sur le réseau (3.1.1). Une fois cette sélection faite, on dispose d'un ensemble de détections ayant une pression RMS $P_{i,j}$ mesurée à l'instant $T_{i,j}$. Les deux ensembles $\{P_{i,j}\}$ et $\{T_{i,j}\}$ sont respectivement des sous-ensembles de $\{a_{i,j}\}$ et $\{\tau_{i,j}\}$.

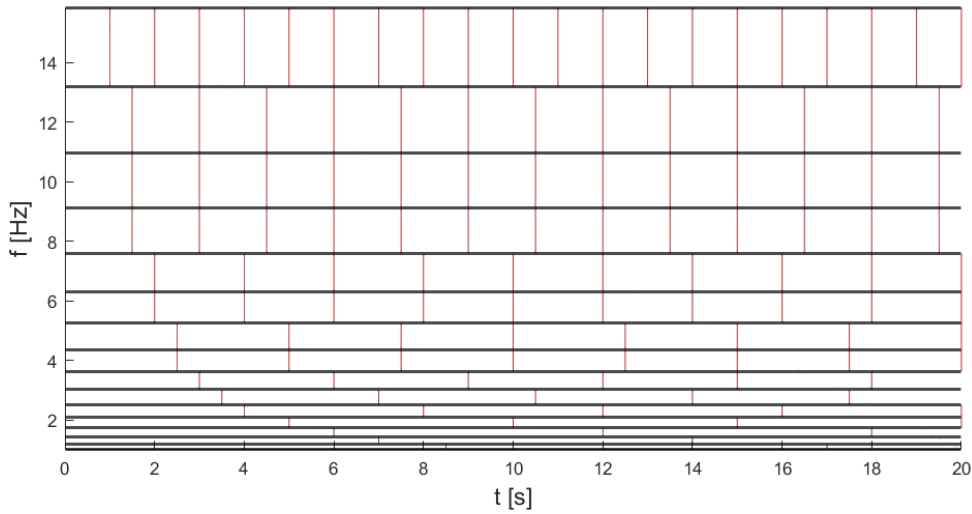


Figure 3.5: Schématisation de la délimitation des fenêtres temps-fréquence utilisée par PMCC, pour la configuration décrite dans la table 3.2, sur une durée de 20 s (avec une limitation aux 15 premières bandes de fréquences et pas de représentation du recouvrement temporel afin d'améliorer la lisibilité). Plus la fréquence est élevée, plus la fenêtre temporelle est courte. Il y a donc *a priori*, pour une durée de signal égale, un nombre de fenêtres temporelles dépendant de la bande de fréquences considérée.

3.2.2 Évaluation et correction de l'amplification de la valeur RMS

Les réponses en fréquences des différents filtres (FRF) sont représentées sur la figure 3.6. Il apparaît un recouvrement spectral très significatif entre deux bandes spectrales consécutives, ce qui signifie que le signal issu de chaque bande de fréquence contient une part non négligeable de l'énergie issue de plusieurs des bandes de fréquences voisines. L'énergie totale de l'ensemble des signaux issus du banc de filtre est donc significativement plus élevée que celle du signal non filtré.

Mise en évidence et quantification de l'amplification

On peut tout d'abord visualiser les conséquences de ce recouvrement sur des exemples simples, en appliquant le banc de filtre à un signal synthétisé. On choisit d'abord un signal composé de 3 fréquences pures, soit le signal $p(t) = \sum_{k=1}^3 \sin(2\pi f_k t)$, avec $f_1 = 3$ Hz, $f_2 = 30$ Hz et $f_3 = 80$ Hz. Ce signal est représenté sur la figure 3.7.a. Les signaux issus du filtrage de $p(t)$ par chacun des 25 filtres, soit $p_j(t)$, sont représentés avec la valeur de j correspondante sur les figures 3.7.e_j. Pour chaque signal filtré, sa valeur efficace (RMS), définie par $R_j = \sqrt{\langle p_j^2 \rangle}$, où l'opérateur $\langle \cdot \rangle$ désigne la moyenne, est représentée par la ligne horizontale rouge. Pour le signal non filtré, cette valeur est notée R . Le spectre $S(f)$ du signal non filtré est représenté sur la figure 3.7.b. On y constate bien que l'énergie est portée par les seules fréquences $\{3; 30; 80\}$ Hz. Sur la figure 3.7.c, on superpose (i)

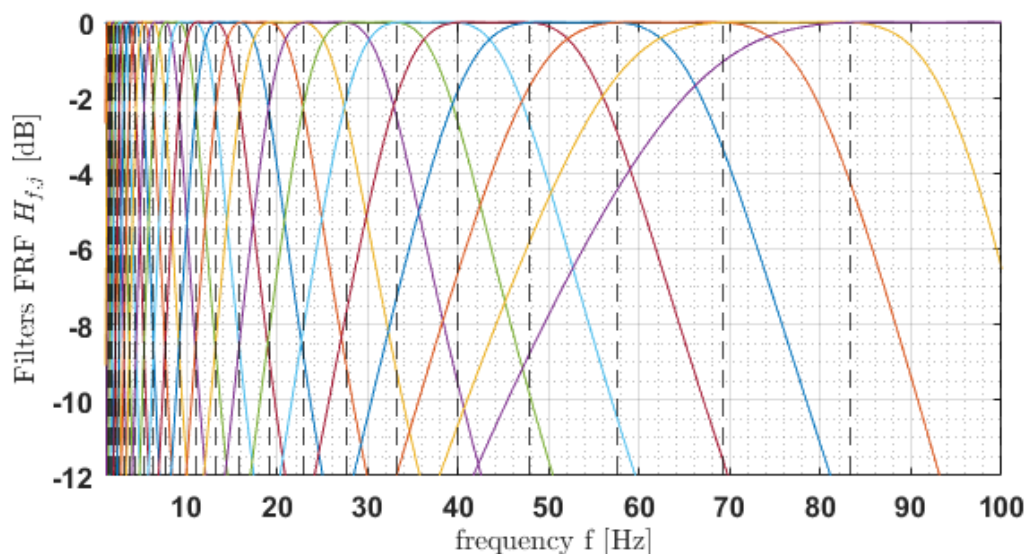


Figure 3.6: Réponse en fréquence de l'ensemble des filtres de la configuration PMCC utilisée. En tirets verticaux noirs, la délimitation des fenêtres fréquentielles de référence (valeurs F_{min} et F_{max} données dans la table 3.2).

les valeurs RMS R_j des signaux issus de chaque bande de fréquences (en rouge), (ii) les moyennes quadratiques du spectre ($\sqrt{\langle S(f)^2 \rangle}$ avec $f \in [F_{min,j} ; F_{max,j}]$) pour chacune des 25 bandes de fréquences (en noir). Cette comparaison montre clairement que l'énergie contenue principalement dans les fréquences $\{3; 30; 80\}$ Hz dans le signal de synthèse est dispersée fréquentiellement de manière significative par le banc de filtres. Pour le premier pic, localisé en $f_1 = 3$ Hz pour le signal brut, on aurait idéalement, en l'absence de recouvrement, une valeur R_j non nulle uniquement pour la bande $j = 6$ contenant la fréquence 3 Hz. Or on observe dans les faits que les valeurs RMS sont non nulles pour $j = 1$ à $j = 10$, en accord avec les signaux d'amplitudes non nulles dans les figures 3.7.e₁ à 3.7.e₁₀. De même, le deuxième pic en $f_2 = 30$ Hz correspondant à la bande $j = 19$, se disperse entre $j = 16$ et $j = 22$ après application des filtrages. Enfin, le troisième pic en $f_3 = 80$ Hz correspondant à $j = 24$ s'étend également sur les bandes $j = 22$ à $j = 25$. L'application du banc de filtres transforme donc un spectre à trois fréquences très isolées en un spectre contenant de l'énergie dans presque toute sa largeur.

La figure 3.7.d montre l'estimation du niveau RMS total R issu du signal brut (en magenta) et celle de la contribution des 25 signaux filtrés (en rouge), calculée comme la somme quadratique des R_j : $R_{tot} = \sqrt{\sum_{j=1}^{25} R_j^2}$. On remarque que l'erreur relative est de 70.7%. Pour combiner de manière conservative les niveaux RMS des différentes bandes de fréquences, il est donc nécessaire de compenser le recouvrement du banc de filtres. On montre ci-après comment procéder. Le niveau RMS corrigé est montré par une ligne bleue sur la figure 3.7.d.

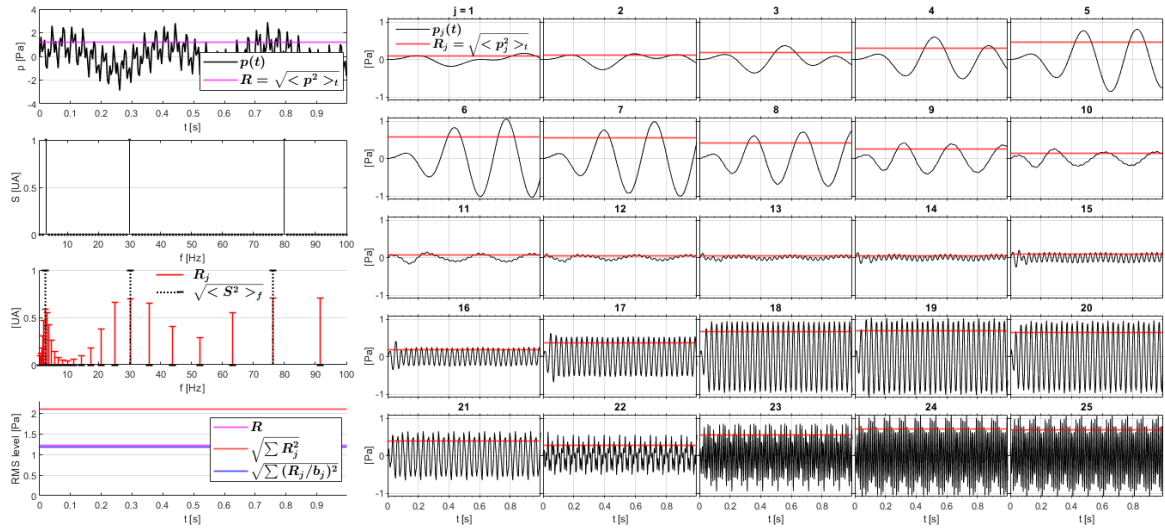


Figure 3.7: Signal test à 3 fréquences (3 Hz, 30 Hz et 80 Hz) chacune d'amplitude 1, sur une seconde. (a) Signal temporel brut. En magenta : niveau RMS du signal brut. (b) Spectre obtenu par FFT du signal brut. (c) En noir : moyenne quadratique du spectre brut par bandes de fréquences. En rouge : niveau RMS par bande de fréquences après filtrage. (d) En magenta : niveau RMS du signal brut. En rouge : moyenne quadratique des niveaux RMS issus des signaux filtrés. En bleu : Niveau RMS total après banc de filtres et correction du recouvrement spectral. (e) Pour j allant de 1 à 25 : signaux après filtrage pour chacune des 25 bandes de fréquences. En rouge : niveau RMS du signal filtré.

Un test équivalent a été fait sur un signal de bruit blanc de durée 100 s (voir figure 3.8.a). Dans ce cas, les amplitudes de chaque fréquence du signal initial sont à peu près constantes (voir figure 3.8.b). Sur la figure 3.8.c, on observe que les contributions, en rouge, des signaux filtrés (montrés chacun sur les figures 3.8.e $_j$ ($j \in [1 - 25]$) ou simplement regroupés par bandes de fréquences (en noir) ont tendance à croître avec la fréquence car les bandes de fréquences sont de plus en plus larges. Mais les niveaux issus des signaux filtrés restent surévalués. Cette surévaluation se retrouve sur la pression RMS totale, surestimée de $\simeq 60\%$ à partir des signaux filtrés (figure 3.8.d). Enfin, dans le cas d'un signal de tonnerre (extrait de l'événement E.4 de la base données EXAEDRE, voir figure 3.9.a, durée de l'extrait environ égale à 5 s), on observe un comportement similaire bien que le spectre présente des pics plus distincts qu'un bruit blanc (voir figures 3.9.b et 3.9.c). La surévaluation de la pression RMS globale est du même ordre de grandeur, environ 62% (figure 3.9.d).

Correction de l'amplification et évaluation de l'erreur résiduelle

Une façon d'évaluer cette amplification est de sommer les contributions moyenne des N_j filtres dans chaque bande de fréquence.

A cet effet, nous calculons, pour chaque filtre numéroté q (avec $1 \leq q \leq N_j$), la moyenne de sa réponse en fréquence dans la bande de fréquence numérotée j (avec $1 \leq j \leq N_j$). On

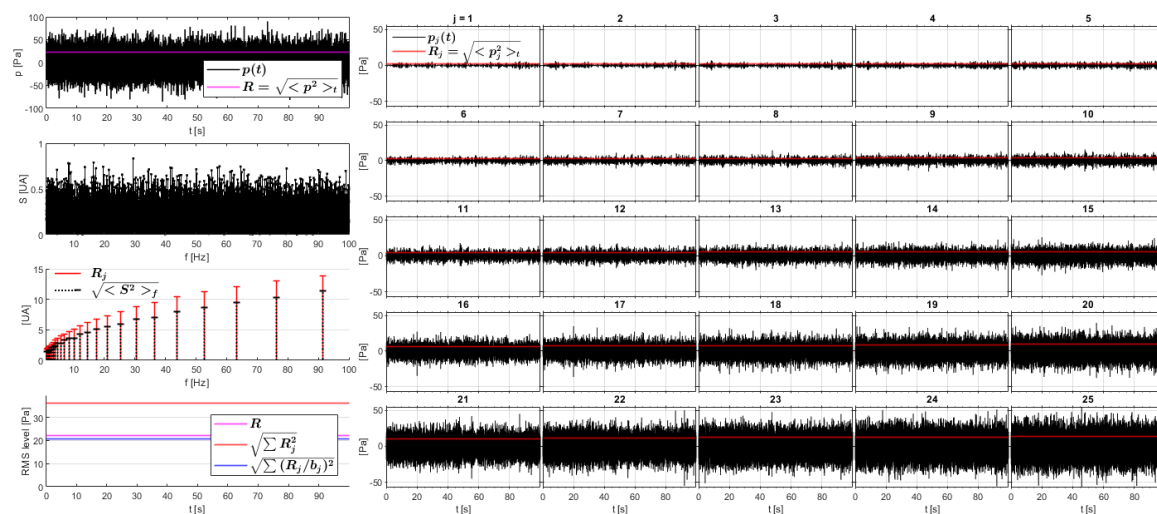


Figure 3.8: Même légende que pour la figure 3.7 mais pour un bruit blanc de durée 100 s

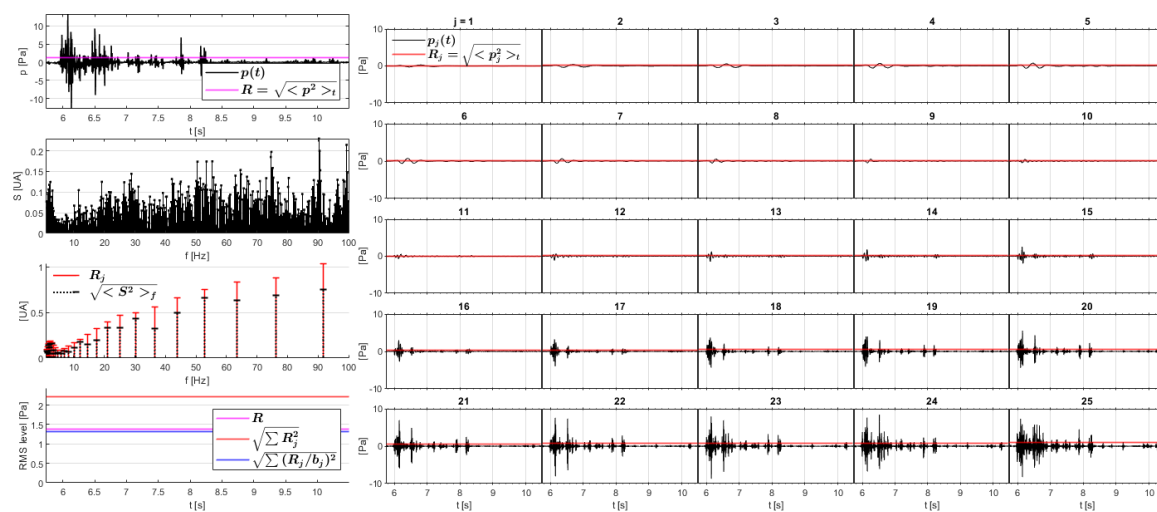


Figure 3.9: Même légende que pour la figure 3.7 mais pour le signal du tonnerre associé à l'événement E.4 de la base de données EXAEDRE. Seul l'extrait le plus significatif du signal est présenté, afin de diminuer le niveau de bruit pour l'illustration.

obtient ainsi la matrice $m_{q,j}$ donnant les réponses en fréquences moyennes des différents filtres, dans leur bande passante et également dans les bandes atténuées. Les valeurs hors de la diagonale de cette matrice quantifient ainsi le recouvrement du banc de filtres. Les valeurs de $m_{q,j}$ sont obtenues par :

$$m_{q,j} = \frac{1}{\delta f_j} \int_{F_j - \frac{\delta f_j}{2}}^{F_j + \frac{\delta f_j}{2}} H_q(f) df , \quad (3.6)$$

avec F_j la fréquence centrale de la j -ième bande, δf_j sa bande passante théorique ($\delta f_j = F_{max,j} - F_{min,j}$), et $H_q(f)$ la réponse en fréquence du filtre ayant pour fréquences de coupure $F_{min,q}$ et $F_{max,q}$, évaluée à la fréquence f . L'intégrale apparaissant dans Eq.(3.6) est calculée par une méthode standard de discrétisation avec un pas fréquentiel égal à $5 \cdot 10^{-3}$ Hz (sur-échantillonné pour garantir la précision). Pour les filtres et les bandes utilisées ici, la matrice $m_{q,j}$ est représentée sur la figure 3.10.a. On voit clairement que si les valeurs les plus élevées proches de l'unité (couleur jaune) sont sur la diagonale, les coefficients voisins de cette diagonale sont loin d'être négligeables (couleur ocre ou vert).

On somme ensuite quadratiquement chaque colonne de cette matrice, suivant l'indice q , pour obtenir le facteur d'amplification totale b_j de chaque bande de fréquence comme indiqué ci-dessous. Le contenu de ce vecteur est représenté sur la figure 3.10.b.

$$b_j = \sqrt{\sum_{q=1}^{N_q} (m_{q,j})^2} . \quad (3.7)$$

On peut finalement corriger la valeur RMS, R_j , de chaque signal $p_j(t)$

$$\tilde{R}_j = \frac{R_j}{b_j} . \quad (3.8)$$

On observe sur la figure 3.10.b que le coefficient b_j a une valeur stable, légèrement inférieure à 2, pour la plupart des bandes de fréquences. Sa moyenne est de 1.83. Seules les deux premières et les deux dernières bandes varient significativement, avec un écart relatif à la médiane respectivement de 20%, 6%, 10% et 30%. Les autres valeurs varient en moyenne de 0.6%, avec une médiane de 0.2%. Cela signifie que l'amplification globale du banc de filtres est en première approximation d'un facteur $\simeq 2$. Mais le calcul détaillé de cette amplification montre que celle-ci diminue au fur et à mesure que l'on observe des fréquences qui se rapprochent des valeurs de fréquences minimales et maximales. Cette observation est cohérente avec le fait que les filtres en début et en fin du banc de filtres sont moins recouverts que les autres, car ne subissent pas d'influence venant des bandes en dehors de la gamme de fréquences [1 – 100] Hz considérée. On peut visualiser cet effet sur la figure 3.6 pour les hautes fréquences.

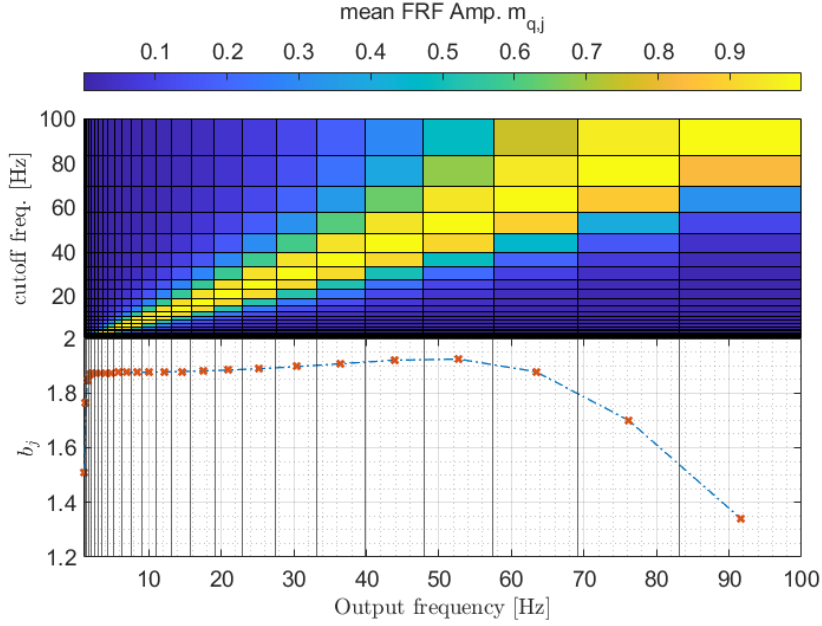


Figure 3.10: (a) : Matrice $m_{q,j}$ des amplitudes de la réponse en fréquence (FRF) de chaque filtre, moyennée par bande de fréquence. Chaque ligne correspond à un filtre différent et chaque colonne contient la moyenne de la FRF pour la bande de fréquences correspondante. (b) : Amplification b_j due à la cascade de filtres, pour chaque bande de fréquences j , égale à la somme quadratique colonne par colonne de la matrice $m_{q,j}$ (cf. équation 3.7).

On calcule maintenant le niveau RMS total issu de la contribution des 25 signaux filtrés en tenant compte de la compensation des effets de recouvrement définie dans l'équation (3.8), soit :

$$\tilde{R}_{tot} = \sqrt{\sum_{j=1}^{N_j} \tilde{R}_j^2}. \quad (3.9)$$

Ce niveau est représenté en bleu sur les figure 3.7.d pour le signal à trois fréquences, figure 3.8.d pour le bruit blanc et figure 3.9.d pour l'éclair E.4. On remarque que l'erreur relative par rapport au niveau RMS calculé avec le signal initial (en magenta) passe ainsi à respectivement 3.46%, \simeq 6% et à 4.41% (au lieu de respectivement 70.70%, \simeq 63% et 61.68% sans correction). La correction de l'amplification est donc bien effective.

En appliquant ce même principe de correction à la grille temps-fréquence $a_{i,j}$, on obtient :

$$\tilde{a}_{i,j} = \frac{a_{i,j}}{b_j}, \quad (3.10)$$

et aux détections PMCC $P_{i,j}$:

$$\tilde{P}_{i,j} = \frac{P_{i,j}}{b_j}. \quad (3.11)$$

3.3 Calcul de l'enveloppe de la pression RMS

3.3.1 À partir du signal d'un capteur ou d'un réseau de capteurs

Les quantités $a_{i,j}^c$ (Eq. 3.3) évaluent la pression RMS du signal temporel sur la fenêtre de temps glissante numéro i et filtré sur la bande de fréquence numéro j , pour le capteur numéro c . Les quantités $a_{i,j}$ sont ces mêmes quantités moyennées sur les N_c capteurs d'un réseau acoustique (Eq. 3.5, pour un capteur isolé, $N_c = 1$), et les quantités $\tilde{a}_{i,j}$ (Eq. 3.10) en sont la correction vis-à-vis de la sur-évaluation due au recouvrement fréquentiel du banc de filtres.

En procédant de façon analogue au calcul du niveau RMS total (sommation quadratique sur les N_j bandes de fréquences, équation 3.9), on peut, à partir de la représentation temps-fréquence corrigée $\tilde{a}_{i,j}$, calculer l'enveloppe temporelle a_i^{env} de la pression RMS, i.e. la pression RMS sur chaque fenêtre temporelle i , en sommant quadratiquement sur les bandes de fréquence :

$$a_i = \sqrt{\sum_{j=1}^{N_j} (\tilde{a}_{i,j})^2}. \quad (3.12)$$

Cependant, cette opération n'est pas techniquement faisable en l'état. En effet, comme l'illustrent la figure 3.5 et l'équation 3.4, les valeurs de pression RMS contenues dans la représentation temps-fréquence $\tilde{a}_{i,j}$ ne sont pas synchronisées temporellement entre les différentes bandes de fréquences, car les fenêtres temporelles sont de durée variable selon la fréquence choisie. L'instant moyen décrit par l'indice i n'est donc pas le même selon la bande de fréquence j . Par exemple, le 5^{ème} échantillon de la 10^{ème} bande de fréquence $\tilde{a}_{5,10}$ est mesuré à l'instant $\tau_{5,10} = \tau_0 + \frac{\delta\tau_{10}}{2} + (5-1)\delta\tau_{10}(1-r)$, avec $\delta\tau_{10} = 2$ s et $r = 0.9$, soit $\tau_0 + 1.8$ s. En revanche, le 5^{ème} échantillon de la 20^{ème} bande de fréquence $\tilde{a}_{5,20}$ correspond à l'instant $\tau_{5,20} = \tau_0 + \frac{\delta\tau_{20}}{2} + (5-1)\delta\tau_{20}(1-r)$ avec $\delta\tau_{20} = 1$ s, soit $\tau_0 + 0.9$ s.

Pour permettre le calcul de la résultante de la contribution de toutes les bandes de fréquences au même instant, il faut homogénéiser *a posteriori* l'échantillonnage des différentes bandes de fréquences. Pour chaque j , les valeurs correspondantes de $\tilde{a}_{i,j}$ sont interpolées sur une base de temps identique. Cette base est définie par l'axe temporel le mieux résolu, à savoir celui de la plus haute bande de fréquences ($j = 25$) (voir table 3.2). Pour cette bande, les fenêtres temporelles sont de taille $\delta\tau_{25} = 1$ s avec un recouvrement de $(1-r) \times \delta\tau_{25} = 0,1$ s. Le type d'interpolation utilisé est linéaire. Une fois cette interpolation réalisée, il est désormais possible de combiner les différentes bandes de fréquences pour obtenir la pression RMS totale à chaque pas de temps :

$$\hat{a}_{\hat{i}} = \sqrt{\sum_{j=1}^{N_j} (\hat{a}_{\hat{i},j})^2}, \quad (3.13)$$

avec $\hat{a}_{\hat{i},j}$ l'interpolation sur i de $\tilde{a}_{i,j}$, et \hat{i} le nouvel indice des temps après interpolation,

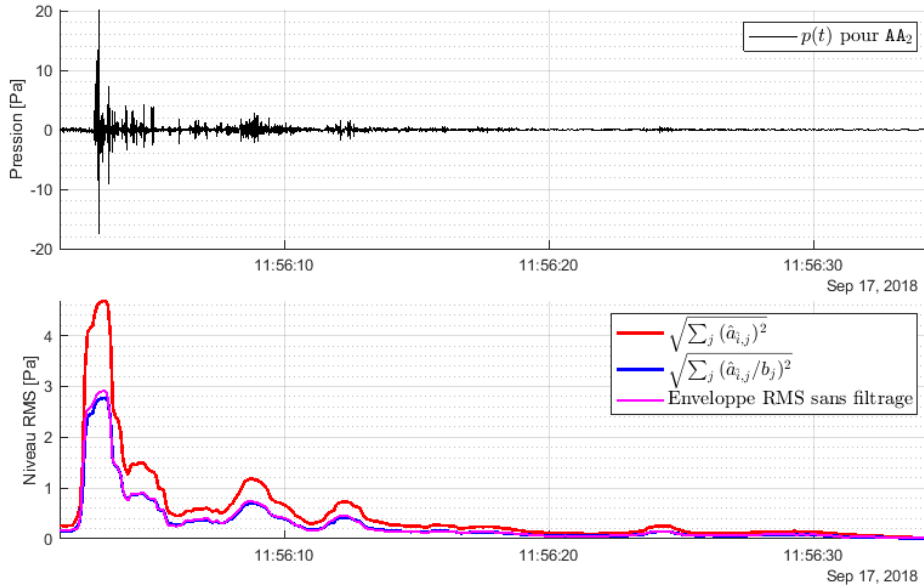


Figure 3.11: (a) : Signal temporel de l'éclair E.4 mesuré par le capteur AA₂ du réseau AA. (b) : Enveloppes RMS au réseau AA pour l'éclair E.4, à partir des signaux des 4 capteurs AA_c du réseau. Trois modes de calcul : (i) après banc de filtres sans correction du recouvrement (rouge), (ii) après banc de filtres avec correction du recouvrement (bleu), et sans banc de filtres, avec un simple fenêtrage temporel glissant (magenta).

commun cette fois à toutes les bandes de fréquence. On a donc, pour une valeur de \hat{i} , des valeurs de $\tau_{\hat{i},j}$ identiques quel que soit j .

La figure 3.11 représente les enveloppes RMS avant et après correction du recouvrement spectral du banc de filtres, ainsi que sans banc de filtres, pour le signal temporel de l'éclair E.4. Cette comparaison est analogue à celle présentée en figure 3.9.d, mais cette fois appliquée pour chaque fenêtre temporelle \hat{i} au lieu du signal complet. On observe que la correction du recouvrement est indispensable pour éviter une surévaluation d'un facteur $\sqrt{2}$ environ (courbe en rouge). Avec celle-ci (courbe bleue), la correction fait diminuer l'erreur relative du niveau RMS total de 65.93% à 2% comparé au cas du signal initial non filtré (en magenta). Dans le cas des capteurs isolés SA_n de la campagne EXAEDRE, on procède de manière identique, à l'exception de l'opération de moyenne sur les 4 capteurs du réseau (voir annexe D).

3.3.2 À partir des détections PMCC

Dans le cas des signaux analysés par l'algorithme PMCC, la méthode employée précédemment pour calculer l'enveloppe de pression RMS est similaire, mais doit être adaptée. En effet, parmi toutes les valeurs $a_{i,j}$ du signal sur la fenêtre temporelle i et la bande de fréquence j , PMCC sélectionne celles $P_{i,j}$ qui sont estimées cohérentes et consistantes entre les différents capteurs du réseau (pour rappel, celles dont le résidu temporel est inférieur à une valeur seuil). On note $\tilde{P}_{i,j}$ les valeurs interpolées sur la base de temps commune à toutes les fréquences.

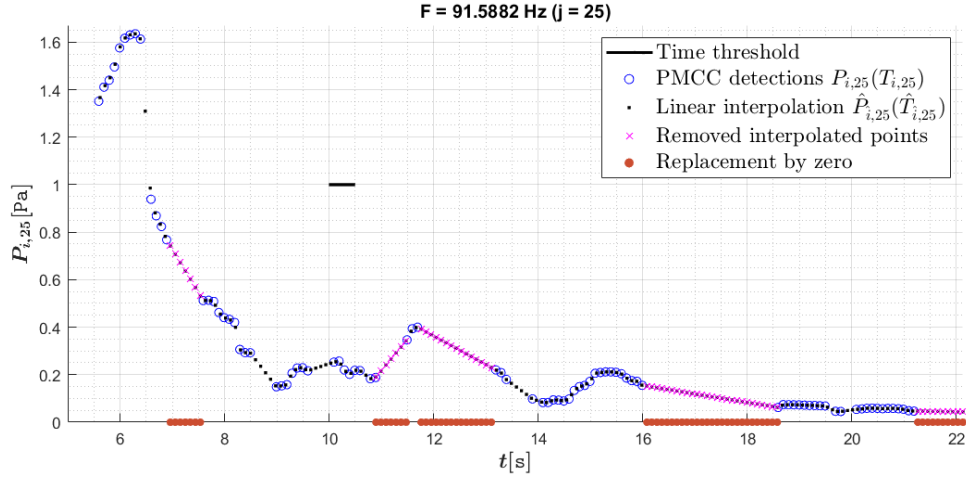


Figure 3.12: Les détections PMCC sur la 25ème bande de fréquence $\tilde{P}_{i,25}$ sont représentées par les ronds bleus. Les points noirs sont leur interpolation temporelle $\tilde{P}_{i,25}$. Les points noirs recouverts de croix magenta résultent d'interpolation dans des intervalles de temps sans détection PMCC sur des durées supérieures au seuil figuré par le trait horizontal noir. Ces points sont considérés comme des artefacts et redéfinis à zéro. Cette nouvelle valeur est représentée par les points rouges.

Lorsque les seuils de cohérence et de consistance requis ne sont pas atteints, les valeurs de $P_{i,j}$ sont *de facto* mises à zéro. Dans ce cas, la procédure d'interpolation décrite dans la section précédente et donnant les quantités $\tilde{P}_{i,j}$, peut générer des valeurs de pression RMS non nulles dans les intervalles de temps où l'algorithme PMCC n'avait pas retenu de valeur. Cette méthode risque donc de créer artificiellement un signal non nul à des instants où on n'en a *a priori* pas, et donc d'en surestimer la pression RMS. La figure 3.12 représente, pour la bande de fréquences $j = 25$ - de fréquence centrale $F_{25} = 91.588$ Hz -, les différentes détections PMCC en fonction du temps pour le signal de l'éclair E.4 (cercles bleus). Le signal interpolé linéaire y est représenté par les points noirs. On remarque pour celui-ci la présence d'information ajoutée artificiellement par l'interpolation. On effectue donc un tri pour éliminer ces artefacts, en attribuant la valeur zéro aux produits de l'interpolation reliant deux détections PMCC trop espacées en temps pour qu'il soit judicieux de les relier. Ce seuil de temps est fixé comme étant égal à $\delta\tau_j/2$, soit la moitié de la taille de la fenêtre temporelle de la bande de fréquences considérée. Sur la figure, ces points de l'interpolation sont figurés en magenta, et leur valeur de remplacement par zéro en rouge. Les valeurs finales sont dénotées $\check{P}_{i,j}$. Cette méthode permet d'homogénéiser simplement les bases temporelles entre les différentes bandes de fréquences, sans ajouter de détections fictives injustifiées.

Il est désormais possible de combiner, par moyenne quadratique, les différentes bandes de fréquences pour obtenir la pression RMS totale, ou enveloppe de pression RMS, issue des détections effectuées par PMCC sur chaque fenêtre de temps:

$$\check{P}_i = \sqrt{\sum_{j=1}^{N_j} (\check{P}_{i,j})^2}. \quad (3.14)$$

De manière similaire, on pourrait calculer la pression RMS totale, ou enveloppe RMS, calculée sur les valeurs PMCC interpolées sans retrait des artefacts

$$\hat{P}_i = \sqrt{\sum_{j=1}^{N_j} (\hat{P}_{i,j})^2}. \quad (3.15)$$

Toujours pour le signal acoustique de l'éclair E.4, la figure 3.13 représente de haut en bas :

- (a) le niveau RMS corrigé $\check{P}_{i,j}$ en fonction du temps pour l'ensemble des détections PMCC colorées selon leur bande de fréquence (identifiée par la fréquence centrale F_j),
- (b) ces mêmes détections interpolées linéairement $\hat{P}_{i,j}$ et leur sommation quadratique donnant en noir l'enveloppe temporelle de pression RMS non corrigée \hat{P}_i ,
- (c) ces mêmes détections interpolées linéairement et corrigées des artefacts $\check{P}_{i,j}$, et leur sommation quadratique donnant en noir l'enveloppe temporelle de pression RMS corrigée \check{P}_i .

Comme vu précédemment, l'élargissement de la largeur des bandes de fréquence avec leur valeur centrale tend à faire apparaître les détections aux fréquences les plus élevées avec une pression RMS croissante. Ceci n'est pas nécessairement représentatif du spectre du signal (voir figure 3.8). Par ailleurs, comme les résolutions temporelles avant interpolation sont identiques (égales à 0.1 s) pour toutes les bandes de fréquence supérieures au numéro 17 (soit de fréquence centrale égale ou supérieure à 20.982 Hz, voir table 3.2), l'effet de l'interpolation n'est visible que pour quelques bandes de fréquences.

En particulier, on retrouve bien l'effet de sélection (montré à la figure 3.12) pour les détections de la plus haute bande de fréquence $F_{25} = 91.588$ Hz, ici représentées par les points rouges de haute amplitude, et qui apparaissent sur le bas de la figure 3.13 de manière intermittente.

On peut calculer le taux de cohérence global du signal comme le rapport de l'énergie acoustique issue de l'enveloppe des détections PMCC cohérentes et consistantes, avec celle issue de l'enveloppe du signal complet.

$$\tau_{coh} = \frac{\sum_{\hat{i}=1}^{N_i} (\check{P}_{\hat{i}})^2}{\sum_{\hat{i}=1}^{N_i} (\hat{a}_{\hat{i}})^2}. \quad (3.16)$$

On peut également calculer ce rapport d'énergies sur chaque pas de temps afin d'obtenir un taux de cohérence "instantané". Un exemple est montré sur la figure 3.14.

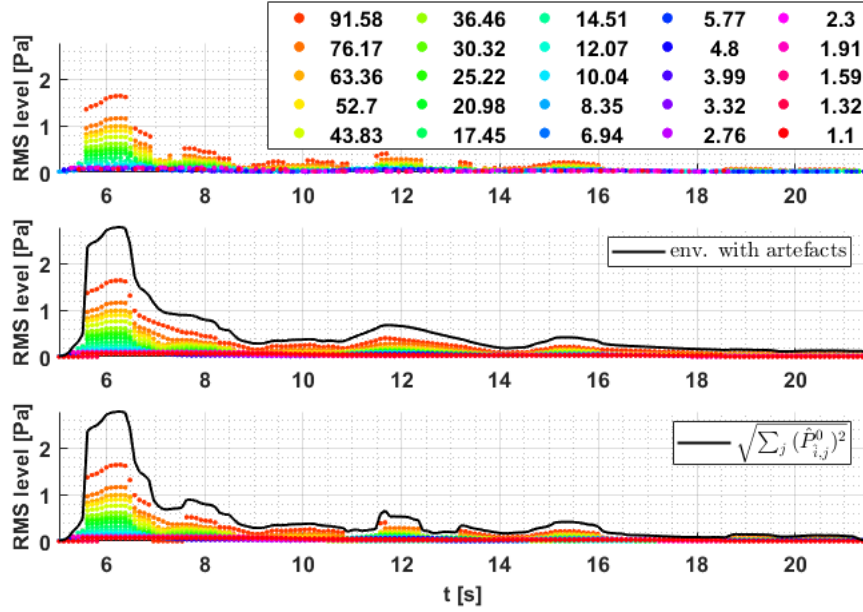


Figure 3.13: Pression RMS calculée par PMCC pour chaque détection (a) avec correction du recouvrement (chaque point est une valeur de $\hat{P}_{i,j}$), (b) après interpolation linéaire à 0.1 s (chaque point est une valeur de $\tilde{P}_{i,j}$), (c) après interpolation linéaire puis filtrage des artefacts de traitement parmi les valeurs interpolées (chaque point est une valeur de $\check{P}_{i,j}$). Pour (b) et (c), la courbe noire est l'enveloppe de pression RMS totale (respectivement \hat{P}_i et \check{P}_i).

La figure 3.14 montre (en haut) les enveloppes de pression RMS issues du signal de l'éclair E.4, soit directement à partir de la moyenne des mesures aux 4 capteurs du réseau acoustique (en bleu signal \hat{a}_i), soit avec extraction PMCC des signaux cohérents et consistants, sans (en magenta, signal \hat{P}_i) et avec (en noir, signal \check{P}_i) filtrage des artefacts d'interpolation. Les trois courbes sont très proches, ce qui indique dans ce cas que l'essentiel du signal a été détecté comme cohérent et consistant par l'algorithme PMCC. Le taux de cohérence globale est effectivement de 90%. On note toutefois des plages de temps sur lesquelles le filtrage aboutit à une baisse du niveau RMS, en particulier après le premier pic, un peu avant 11:56:10 et sur une plage de 3 s autour de l'instant 11:56:20. Pour ce dernier cas, le taux de cohérence instantanée est nul ce qui signifie qu'aucune source cohérente n'est détectée. L'interpolation sans filtrage conduit alors à un signal non nul et même supérieur au signal physique (courbe bleue). La figure montre en bas le taux de cohérence en fonction du temps $\tau_{coh}(t)$, et sa valeur globale de 90%. On note que le taux de cohérence instantanée chute à la fin du signal, lorsque celui-ci perd en amplitude et donc en rapport signal à bruit. Les quelques valeurs supérieures à 1 sont dues au déphasage entre les signaux \hat{a}_i et \check{P}_i . Rappelons que le taux de cohérence globale n'est pas équivalent à la moyenne du taux de cohérence instantané : le taux de cohérence globale évalue l'énergie acoustique totale du signal analysé par PMCC (critères de de cohérence et de consistance) comparée à celle du signal mesuré. Seule cette

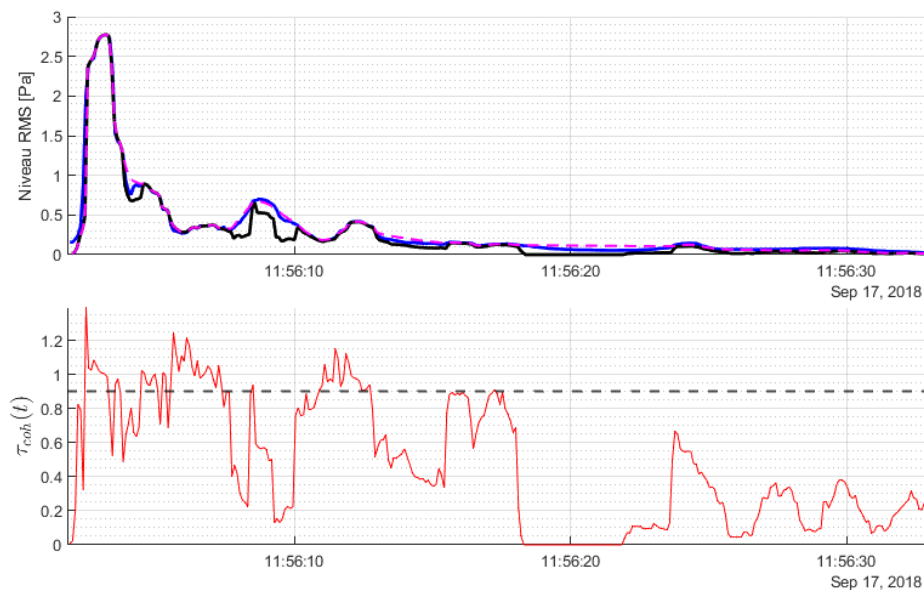


Figure 3.14: En haut : enveloppes de pression RMS issues du signal de l'éclair E.4. En bleu à partir de la moyenne des mesures aux 4 capteurs du réseau acoustique (signal \hat{a}_i), en magenta avec extraction PMCC des signaux cohérents et consistants, sans filtrage des artefacts d'interpolation (signal \hat{P}_i), et en noir avec extraction PMCC des signaux cohérents et filtrage des artefacts d'interpolation (signal \check{P}_i). En bas : taux de cohérence instantanée (en rouge) et taux de cohérence globale (pointillés noirs).

notion de cohérence globale sera utilisée dans les chapitres suivants.

La figure 3.15 montre les mêmes grandeurs que la figure 3.14, pour l'évènement E.34 (IC+). L'enveloppe temporelle issue du signal mesuré (en bleu) montre 3 pics, mais seuls les deux derniers sont détectés comme cohérents et consistants par PMCC et sont émis par les deux couches électriques du nuage (4), les signaux provenant de la couche supérieure arrivant après ceux de la couche inférieure. La fin du signal, provenant toujours de la couche supérieure, reste cohérente malgré son niveau faible. La période d'analyse est arrêtée car le signal d'un autre éclair s'y superpose ensuite. Le taux de cohérence globale est dans ce cas de $\simeq 60\%$. Sur l'ensemble des évènements étudiés, le taux de cohérence est extrêmement variable : entre 4.3% et 99.5% (voir chapitre 4).

3.3.3 Résumé

L'ensemble du processus conduisant au calcul de la pression RMS détectée comme cohérente et consistante par l'algorithme PMCC par bande de fréquence j et par fenêtre de temps \hat{i} est résumé sur la figure 3.16. Les étapes en noir sont internes à PMCC et non programmées dans cette thèse. Celles en bleu sont internes à PMCC mais ont été reprogrammées pour les besoins de la thèse. Les étapes en rouge sont nouvelles. L'étape 5 corrige l'amplification des niveaux de pression RMS résultant du recouvrement des bandes de fréquences. C'est

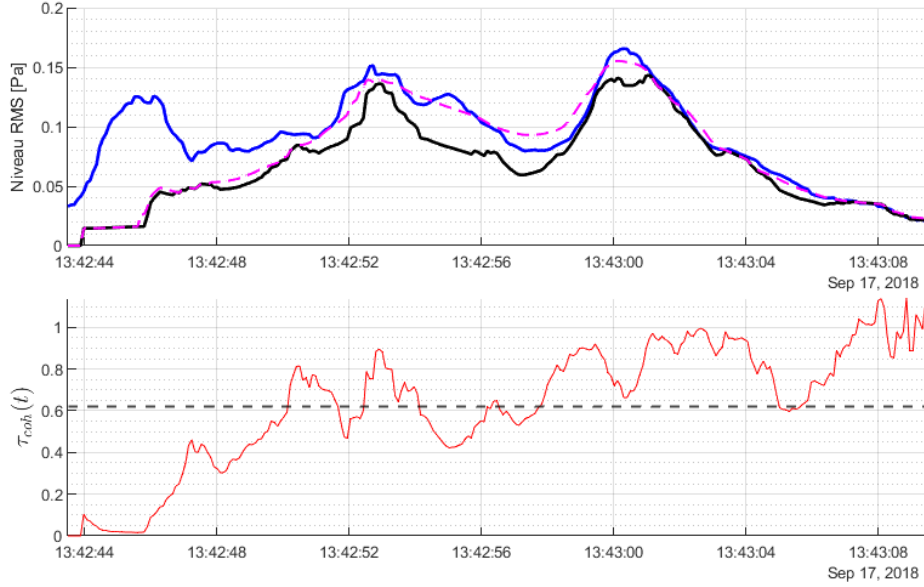


Figure 3.15: Identique à la figure 3.14, pour l'évènement E.34.

quantitativement l'étape la plus significative (voir figure 3.11), corrigeant une surévaluation de la pression de l'ordre de 60% à 70%. L'étape 7 affine qualitativement la forme temporelle de l'enveloppe en éliminant les artefacts d'interpolation qui ne correspondraient à aucun signal physique, évitant une légère surévaluation de l'énergie globale du signal. Dans ce qui suit, afin de simplifier les notations et de faciliter la lecture, on utilisera simplement:

- pour la pression RMS détectée comme cohérente et consistante par PMCC aux réseaux acoustique de 4 microphones des campagnes SOP1 et EXAEDRE $P^0 = \tilde{P}_{i,j}$, les indices i sur la fenêtre de temps et j sur la bande de fréquence étant sous-entendus; l'exposant 0 fait référence dans ce cas au réseau acoustique;
- l'enveloppe de pression RMS \tilde{P}_i est appelée E^0 , l'indice \hat{i} sur la fenêtre de temps étant sous-entendu; l'exposant 0 fait référence dans ce cas au réseau acoustique;
- les enveloppes de pression RMS \hat{a}_i calculées aux capteurs isolés SA_n ($1 \leq n \leq 8$) de la campagne EXAEDRE sont appelées E^n , l'indice \hat{i} sur la fenêtre de temps étant sous-entendu; l'exposant n fait référence dans ce cas au numéro du capteur.

3.4 Évaluation de la puissance acoustique

3.4.1 Calcul de la puissance acoustique

Afin d'évaluer la puissance acoustique d'un point source, son niveau de pression RMS détecté par PMCC au réseau AA (P^0) est corrigé des effets de propagation, à savoir 1) la réflexion par le sol, 2) l'atténuation géométrique, 3) la stratification de la densité atmosphérique et

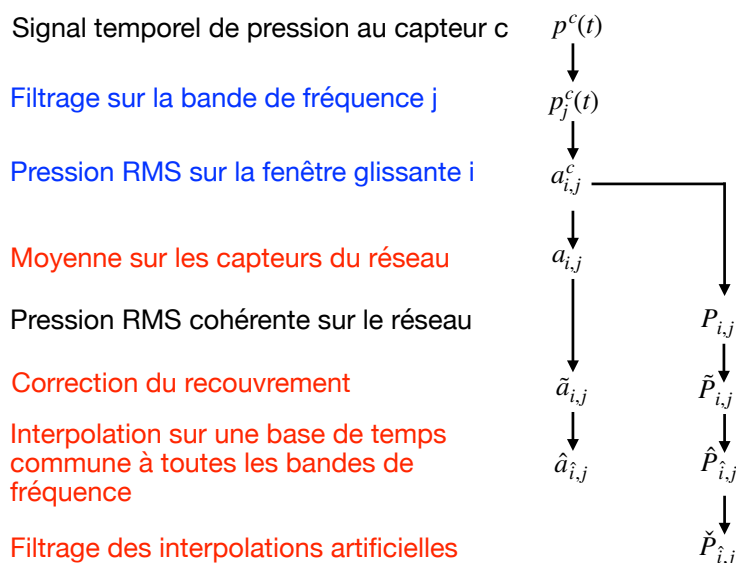


Figure 3.16: Synthèse des étapes de traitement d'un signal de tonnerre.

4) l'absorption atmosphérique. Pour ce faire, plusieurs hypothèses doivent être effectuées. La validité de ces hypothèses est discutée dans la section suivante. Premièrement, le sol est supposé parfaitement plat et rigide (approximation basse-fréquence [Attenborough, 1985]), de sorte que l'amplitude du signal mesuré au réseau AA est doublée par la réflexion au sol. Sa compensation implique donc de diviser P^0 par deux. Ensuite, on suppose que la source est ponctuelle, et rayonne donc une onde sphérique en atmosphère à vitesse du son constante. Cette hypothèse est cohérente avec celle utilisée lors de la reconstruction 3D. On considère ainsi que l'amplitude de l'onde sonore décroît géométriquement comme l'inverse de la distance de propagation, r_0 , entre la source reconstruite et le réseau (AA). Par conséquent, dans la phase de rétro-propagation, l'amplitude doit être multipliée par r_0 . Au cours de sa propagation, l'onde subit une absorption physique. Selon les modèles classiques et normalisés de l'absorption sonore [Bass, 1980], à basse fréquence l'absorption est due principalement à la relaxation vibratoire des molécules diatomiques d'oxygène et surtout d'azote présentes dans l'air. Ce processus dépend de l'humidité et de la température de l'atmosphère, ainsi que de la fréquence des ondes [ISO 9613-1, 1993]. L'importance de l'absorption pour la propagation du tonnerre est soulignée par Bass [1980], et plus tard par Lacroix et al. [2019] qui montre qu'elle explique la décroissance du spectre du signal de tonnerre enregistré. En raison de cette absorption, l'amplitude de l'onde diminue de manière exponentielle avec la distance, ce qui doit également être compensé pour la rétro-propagation. Le dernier mécanisme de propagation est celui selon lequel, d'après la théorie des rayons

[Blokhintzev, 1946], l'amplitude de la pression est également réduite entre la source et le sol d'un rapport $\sqrt{\frac{\rho_0(z)}{\rho_0(0)}}$ où $\rho_0(z)$ est la densité à l'altitude z de la source et $\rho_0(0)$ celle au sol. Dans l'atmosphère, la décroissance de la densité avec l'altitude est quasiment exponentielle. De plus, au contraire des profils verticaux de vent ou de température, elle est beaucoup plus stable au regard de la situation météorologique. On utilise donc ici le modèle de l'atmosphère standard [ICAO, 1993] pour évaluer cette densité. Pour une source à 10 km, le rapport des densités est de l'ordre de 0.3. La stratification en altitude ne peut donc être négligée pour les sources de haute altitude, mais on peut négliger sa variabilité. Pour la rétro-propagation, le rapport inverse $\sqrt{\frac{\rho_0(0)}{\rho_0(z)}}$ doit donc être appliqué. Cela conduit au niveau de pression RMS de la source P_{src} de chaque détection :

$$P_{src} = \frac{1}{2} \frac{r_0}{r_{ref}} \sqrt{\frac{\rho_0(0)}{\rho_0(z)}} \exp(\alpha r_0) \times P^0. \quad (3.17)$$

Le coefficient α est le coefficient d'absorption (neper/m) selon la norme ISO-9613-1. Il a été calculé avec la température au sol correspondant à la vitesse du son sélectionnée, et avec une humidité de 70%, valeur mesurée au début de chaque orage spécifique d'EXAEDRE et également sélectionnée pour SOP1 comme cela a été fait par Lacroix et al. [2018]. L'humidité tend évidemment à augmenter au cours de l'orage, mais les simulations avec un taux d'humidité de 95% conduisent à des valeurs presque identiques (voir la discussion ci-dessous). La fréquence utilisée pour le calcul de α est approchée par la fréquence centrale de la fenêtre F attribuée par PMCC à la source. La quantité r_{ref} est introduite pour que P_{src} soit homogène à une pression, et est choisie égale à 1 m. Toutes ces hypothèses reviennent à considérer que la source détectée émet à l'instant t_{EM} (identique pour toutes les sources acoustiques d'un même flash) un signal acoustique de niveau RMS P_{src} à $r = r_{ref}$ dans la bande de fréquences considérée.

Le calcul de P_{src} à partir de chaque détection PMCC est ensuite utilisé pour déterminer la puissance acoustique de chaque source, définie par :

$$\mathcal{P} = \frac{4\pi r_{ref}^2 P_{src}^2}{Z_0(z)} = \frac{\pi r_0^2}{Z_0(0)} \left(\frac{\rho_0(0)}{\rho_0(z)} \right)^2 (P^0)^2 \exp(2\alpha r_0), \quad (3.18)$$

où $Z_0(z) = \rho_0(z)c_0$ est l'impédance acoustique de l'air à l'altitude de la source. Par rapport aux formules usuelles de la littérature, le coefficient 4 dans le terme central de l'équation 3.18 tient compte du fait que la pression considérée P_{src} est la pression rms, et non l'amplitude de la pression P_{amp} , les deux étant reliées simplement par $P_{src} = \sqrt{2}P_{amp}$. La valeur de la puissance est indépendante de r_{ref} car P_{src} est inversement proportionnel à r_{ref} (équation 3.17). L'équation 3.18 est valable pour une source ponctuelle dans un milieu non absorbant, une hypothèse bien satisfaite ici car aux fréquences basses considérées, l'absorption est négligeable sur la distance r_{ref} .

En ce qui concerne la stratification de la densité, l'équation 3.18 souligne son importance. Par exemple, à une altitude de 10 km, la densité est d'environ un tiers de sa valeur au sol, ce qui entraîne une augmentation de la puissance acoustique d'un rapport d'environ 9. Au contraire, la vitesse du son ne varie que de moins de 15% et est donc choisie constante, en accord avec les hypothèses de propagation.

Nous pouvons également estimer l'énergie associée à chaque source dans la bande de fréquence F et dans la fenêtre de temps d'observation T correspondantes comme suit :

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{P}}{2\pi F}. \quad (3.19)$$

Pour calculer la puissance et l'énergie totales d'un éclair, il suffit d'additionner la valeur de toutes les détections :

$$\mathcal{P}_{tot} = \sum_{flash} \mathcal{P}, \quad (3.20)$$

$$\mathcal{E}_{tot} = \sum_{flash} \mathcal{E}. \quad (3.21)$$

3.4.2 Discussion sur les différentes hypothèses de propagation

Les hypothèses simplificatrices utilisées pour calculer la puissance acoustique d'un éclair sont maintenant discutées, à partir notamment des connaissances en propagation acoustique d'autres sources acoustiques basse fréquence mieux connues, comme les éoliennes (voir par exemple [Kayser et al. \[2020\]](#)) ou le bang des avions supersoniques (voir par exemple [Loubeau and Coulouvrat \[2009\]](#)).

Concernant la réflexion au sol (coefficient $1/2$ dans l'équation 3.17), l'hypothèse de réflexion rigide avec un coefficient de réflexion R égal à 1 (doublement de la pression au sol) peut tendre à surestimer celui-ci, et par suite à sous-estimer sa compensation et la puissance acoustique déduite. Pour quantifier l'incertitude résultante, on considère un modèle d'impédance de sol à 2 paramètres [[Attenborough et al., 2011](#)], physiquement admissible et adapté aux basses fréquences [[Dragna et al., 2015](#)]

$$Z_{sol} = (1 + i) \sqrt{\frac{f_\sigma}{f}} - i \frac{f_e}{f} \quad (3.22)$$

avec Z_{sol} l'impédance du sol normalisée par celle de l'air, f la fréquence, $f_\sigma = \sigma/(\pi\gamma\rho_0(0))$, $f_e = c_0\alpha_e/(8\pi\gamma)$, σ la résistivité à l'écoulement du sol (liée à la porosité du sol supposé à matrice rigide), α_e le taux de décroissance de la porosité avec la profondeur et $\gamma = 1.4$ le rapport des chaleurs spécifiques pour un gaz diatomique comme l'air. Le coefficient de réflexion d'une onde plane en incidence sous un angle d'élévation E (par rapport à

l'horizontale) est dans ce cas

$$R = \frac{Z_{sol} \sin E + 1}{Z_{sol} \sin E - 1}. \quad (3.23)$$

On voit que si Z_{sol} est très grand devant l'unité et E pas trop petit, R sera proche de l'unité et l'hypothèse satisfaite. Il faut donc que, dans toute la gamme de fréquence utilisée, la fréquence f soit petite à la fois devant f_σ et f_e . Pour estimer celle-ci, on prend les valeurs de [Attenborough et al. \[2011\]](#) pour un sol forestier (tableau VI de cette référence), les capteurs de la station étant placés sous couvert forestier. Dans le cas le plus défavorable (site 6) on a $\sigma = 28.5 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ et $\alpha_e = 18.3 \text{ m}^{-1}$. Les fréquences sont donc $f_\sigma = 5402 \text{ Hz}$ et $f_e = 177 \text{ Hz}$. La première fréquence est grande devant la gamme considérée ici (1-100 Hz). La seconde reste supérieure aux plus hautes fréquences utiles, mais d'un facteur 1.8 environ. Dans ce cas, l'approximation de sol rigide n'est pas parfaitement satisfaite pour les plus hautes fréquences (et/ou les angles d'élévation les plus faibles), le coefficient de réflexion surestimé et la puissance sous estimée. Dans le cas le plus favorable ([Attenborough et al. \[2011\]](#), tableau VI, cas 5) on a $\sigma = 47.9 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ et $\alpha_e = 88.1 \text{ m}^{-1}$, donc $f_e = 852 \text{ Hz}$: pour ce sol l'approximation de sol rigide est raisonnablement satisfaite, sauf pour les angles d'élévation très faibles. La figure 3.17 quantifie ces effets de sol plus précisément en traçant l'amplitude de la pression totale au sol $|1 + R|$ normalisée par l'amplitude incidente, en fonction de l'angle d'élévation E pour 3 fréquences (1, 10 et 100 Hz) et les 2 sols déjà mentionnés. On voit qu'à 1 Hz, l'approximation de sol rigide est bien satisfaite (valeur quasiment égale à 2 pour les 2 courbes continues) sauf pour des angles très petits. C'est également le cas à 10 Hz pour le cas le plus favorable (sol 5, courbe rouge en tirets), mais dans le cas d'un sol plus absorbant (cas 6, courbe bleue en tirets) la pression totale au sol est de l'ordre de 1.5 seulement à 10° . A la plus haute fréquence 100 Hz, pour les 2 sols la pression totale au sol varie entre 1 fois et 1.7 fois la pression au sol pour la plupart des angles d'élévation (au-dessus de 10°). Dans ce cas, la pression rétro-propagée sera donc sous-estimée d'un facteur entre 0.5 et 0.85, et la puissance d'un facteur entre 0.25 et 0.7. En l'absence de mesures spécifiques, nous n'avons pas d'information particulière sur la nature du sol et les valeurs des paramètres caractérisant acoustiquement celui-ci, paramètres qui peuvent par ailleurs évoluer pendant le déroulement des campagnes de mesure, notamment avec la pluie. Il est donc difficile de s'abstraire de l'hypothèse simplificatrice de sol rigide. Celle-ci peut toutefois sous-estimer la puissance acoustique, principalement celle des sources à haute fréquence, vues sous un angle d'élévation faible.

La deuxième hypothèse concernant la propagation acoustique est celle d'un milieu à vitesse du son constante, sans vent, mais avec une densité stratifiée verticalement comme pour l'atmosphère standard. Commençons par ce dernier point (coefficient $\sqrt{\rho_0(0)/\rho_0(z)}$ dans l'équation 3.17). La figure 3.18 trace le rapport des densités à 10 km et au sol, extrait de la base de données météorologique ERA-40 [[Uppala et al., 2005](#)] du centre européen de météorologie ECMWF sur un an (année 1993, choisie comme année avec un comportement proche de la moyenne relativement à l'altitude de la tropopause et de l'oscillation Nord-

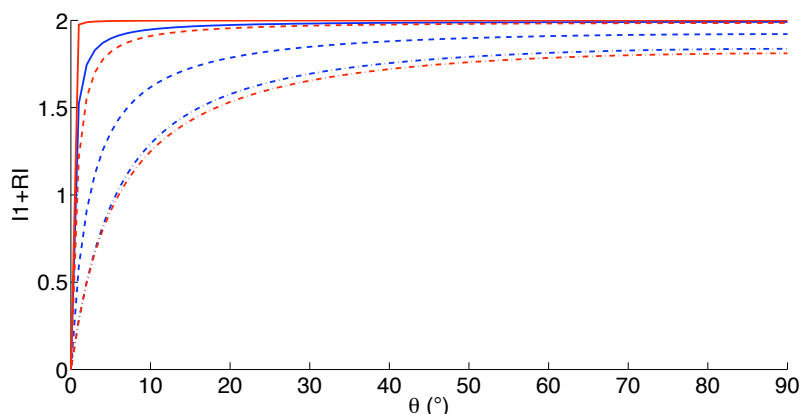


Figure 3.17: Pression totale au sol normalisée par la pression incidente dans le cas d'une onde plane à 1 Hz (courbes continues), 10 Hz (tirets) et 100 Hz (tirets-points) en fonction de l'angle d'élévation en degrés, pour les cas 6 (en bleu) et 5 (en rouge) de sol forestier (tableau 6 de [Attenborough et al. \[2011\]](#)).

Atlantique [[Blumrich et al., 2005](#)]) à raison d'un profil vertical toutes les 6 heures, soit 1460 valeurs par an. La valeur à 10 km est interpolée linéairement entre les 2 valeurs les plus proches de la base de données. Notons que celles-ci sont extraites à la verticale d'un point de maillage terrestre proche du Havre (France), ce qui a permis de réutiliser l'extraction faite pour une étude de variabilité du bang sonique [[Loubeau and Coulovrat, 2009](#)]. La ligne horizontale est la valeur de l'atmosphère standard. Des résultats similaires sont observés à un autre point du globe très éloigné (Edwards AFB, Californie, USA) confirmant la faible variabilité de la stratification en densité, qui reste proche de celle de l'atmosphère standard. On s'attend donc à des observations similaires sur le rapport des densités au-dessus des Cévennes (SOP1) ou de la Corse (EXAEDRE). En conclusion, la valeur du rapport de densité reste proche de celle de l'atmosphère standard avec une variation annuelle faible de l'ordre de 10%, donc une incertitude de 20% pour la puissance. C'est un résultat important car ce rapport induit un facteur important (de l'ordre de 10) pour les sources en haute altitude.

Concernant la vitesse du son, clairement l'hypothèse de valeur constante est simplificatrice, la température au sommet du nuage (tropopause) étant de l'ordre de -56°C contre 15°C à 30°C au sol. En vitesse du son, cela correspond à 293 m/s d'une part, 340 à 350 m/s d'autre part. L'erreur est donc de l'ordre de 14% au plus (sources les plus hautes), 7% en moyenne. Cette erreur reste donc relativement faible pour l'estimation de la distance r_0 intervenant dans l'équation 3.17, et comparable à celle sur la densité. Par contre, elle tend à une surestimation systématique de la distance, donc de la puissance des sources. Par ailleurs, la stratification en température tend également à dévier par réfraction le trajet acoustique selon la théorie des rayons. Avec un gradient vertical de température négatif, les rayons divergent moins vite qu'une source sphérique, l'amplitude décroît moins vite

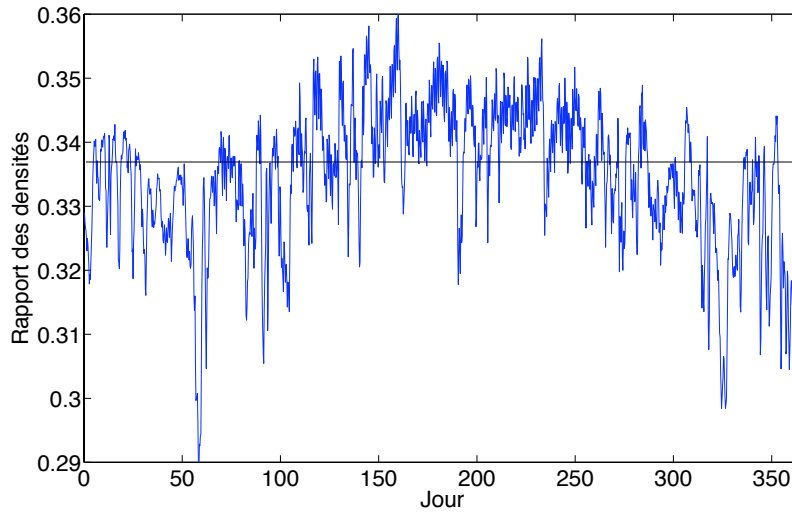


Figure 3.18: Données ERA-40 : rapport des densités à 10 km et au sol à la verticale du Havre pour l'année 1993 (4 points / jour). Ligne noire : cas de l'atmosphère standard.

que $1/r_0$ et donc la compensation en r_0 surestime là encore la puissance à la source. Les deux effets étant liés, ils sont probablement comparables en ordre de grandeur. Toutefois, [Gallin et al. \[2016\]](#) ont montré, toujours avec cette hypothèse, que les erreurs en localisation d'altitude restent statistiquement faibles pour des éclairs à moins de 10 km de la station: les distributions verticales de sources électromagnétiques et acoustiques (avec l'hypothèse de célérité du son constante) sont similaires. Ceci sera également confirmé pour d'autres orages dans le chapitre 5 du présent manuscrit. Ces mêmes auteurs ([Gallin et al. \[2016\]](#), annexe B) ont également montré qu'une localisation par rayons des sources acoustiques n'améliore pas statistiquement cette distribution verticale comparée à celle observée électromagnétiquement en VHF pour les éclairs proches, et la dégrade (au lieu de l'améliorer) pour les éclairs lointains. Il y a deux raisons possibles. La première (voir l'étude numérique de [Gallin et al. \[2014\]](#), figure 12) est que l'approximation haute fréquence sous-jacente à la théorie des rayons, n'est, pour le type de sources et les échelles considérées, pas pleinement satisfaite aux basses fréquences, notamment en dessous de 10 Hz. La seconde est que les données météorologiques utilisées (simulations à petite échelle du code de prédiction régional AROME-WMED de MétéoFrance, spécifique pour la zone ouest-méditerranéenne) ne capturent pas les structures spatio-temporelles fines de l'atmosphère en cas d'orage. Bien que non pleinement satisfaisante, l'hypothèse de célérité du son constante reste donc aujourd'hui "la moins mauvaise possible" pour une localisation des sources acoustiques d'un éclair d'orage, et l'estimation de leur puissance.

Le dernier facteur influençant la puissance calculée est l'absorption atmosphérique. Là encore on a utilisé ici un modèle simplifié du coefficient d'absorption calculé comme constant sur toute la propagation, avec la température, la pression et l'humidité au sol au début de l'orage. Avec ces valeurs, l'influence de l'absorption sur la rétro-propagation acoustique est faible.

La figure 3.19 trace le coefficient d'amplification $\exp(\alpha(f)r)$ du signal acoustique rétro-propagé sur une distance r de 10 km pour trois jeux de paramètres :

- courbe bleue : au sol ($p_0 = 101325$ Pa), au début de l'orage du 17 Septembre 2018 d'EXAEDRE (température de 30° C et humidité relative de 70%);
- courbe rouge : comme précédemment mais avec une humidité relative de 95% (fin de l'orage);
- courbe noire : en atmosphère standard à une altitude de 3 km correspondant approximativement à la base d'un nuage d'orage et une humidité relative de 70%).

Ces trois courbes montrent que, quelles que soient les configurations envisagées, l'influence de l'absorption atmosphérique est négligeable ou faible pour les fréquences en dessous de 50 Hz (amplification inférieure à 2%). L'effet est un peu plus important à plus haute fréquence, jusqu'à 11% environ à 100 Hz à 3 km d'altitude, la valeur au sol minorant l'absorption, qui diminue aussi avec l'humidité. Néanmoins l'incertitude reste globalement modérée. Au-dessus de 3 km, l'effet sera plus important, mais dans ce cas le signal se propage à l'intérieur du nuage. Un modèle théorique [Gumerov et al., 1988; Gubaidullin and Nigmatulin, 2000] a été proposé pour les suspensions de particules et appliqué au cas des nuages par Baudoin et al. [2011]. Aux fréquences ici considérées, le mécanisme dominant d'absorption devient la vaporisation / condensation des gouttelettes d'eau / vapeur d'eau sous l'action des compressions / détentes induites par le champ de pression acoustique. Appliqué au cas d'un nuage d'orage (cas le plus absorbant en raison de la taille des gouttelettes et du contenu en eau les plus élevés), le modèle montre un coefficient d'absorption bien plus élevé dans le nuage que dans l'air (d'un ordre de grandeur environ à 100 Hz, deux ordres de grandeur à 10 Hz, voir la figure 8 de Baudoin et al. [2011]). Toutefois ce modèle reste incertain à appliquer. Du point de vue expérimental, une seule mesure, très ancienne (1970), à notre connaissance été réalisée par Cole and Dobbins [1971], à une seule fréquence (80 Hz) et pour un contenu en eau environ dix fois plus élevé que dans les nuages atmosphériques. Du point de vue théorique, le modèle fait intervenir un paramètre d'accommodation mal connu (voir Eames et al. [1997] pour une synthèse sur le sujet). Enfin, le modèle ne considère pas la présence de glace (graupel) dans les couches supérieures d'un cumulonimbus, qui joue un rôle important dans son processus d'électrification et peut être aussi dans l'absorption du son. Étudier plus en détail ces phénomènes d'absorption du son dans les nuages demanderait un travail dépassant largement le cadre de cette thèse. A ce stade, on peut simplement noter que l'absorption atmosphérique joue un rôle assez faible (et raisonnablement quantifié ici) pour la propagation sonore sous le nuage, et un rôle largement inconnu pour la propagation sonore dans le nuage. Il est donc possible que la puissance des sources situées dans le nuage, surtout celles situées dans les couches supérieures, soit sensiblement sous-estimée par notre approche, sans que l'on puisse quantifier cet effet plus précisément.

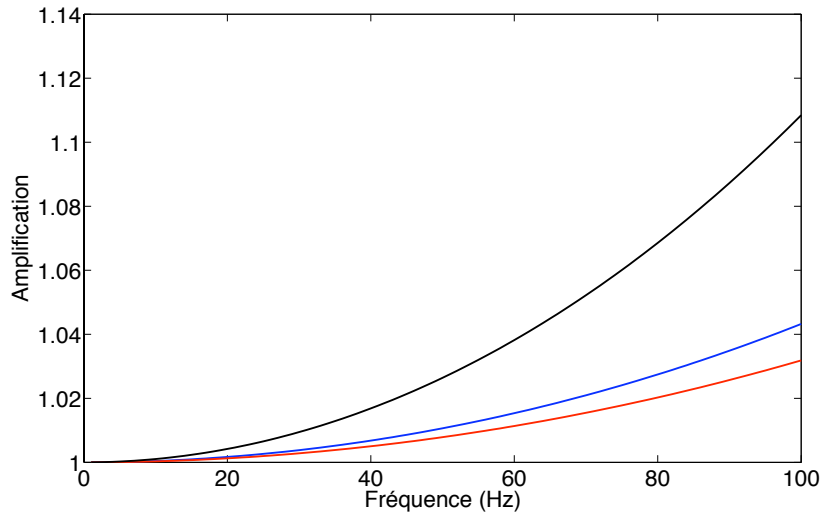


Figure 3.19: Amplification due à l'absorption atmosphérique du signal de pression rétro-propagé sur une distance de 10 km en fonction de la fréquence. Bleu : valeurs au sol ($T_0 = 30^\circ \text{ C}$), $p_0 = 101325 \text{ Pa}$ et humidité relative de 70%. Rouge : humidité relative de 90%. Noir : valeurs de l'atmosphère standard à 3 km d'altitude et humidité relative de 70%.

Conclusion

Ce chapitre a permis de montrer comment estimer la puissance de chaque source acoustique à l'intérieur d'un éclair d'orage, à partir des signaux acoustiques mesurés par le réseau de capteurs, en utilisant l'algorithme PMCC de localisation cohérente et consistante des sources. Pour cela, à chaque arrivée détectée comme cohérente et suffisamment consistante par PMCC, la pression RMS du signal associée dans les bandes de fréquence et fenêtres temporelles considérées est rétro-propagée jusqu'à la source. Plusieurs corrections doivent être apportées. La pression RMS attribuée à chaque détection doit être corrigée des effets de recouvrement des bandes de fréquences utilisées. Du point de vue de la propagation, il est nécessaire de compenser les effets de réflexion au sol, d'atténuation par la divergence de l'onde, de stratification de l'atmosphère en densité et d'absorption. Des hypothèses simplificatrices sont faites et discutées (sol rigide, atmosphère homogène sauf en densité, stratification en densité de l'atmosphère standard, absorption constante par l'humidité de l'air) qui sont plutôt conservatives, au sens où elles tendent plutôt à sous-estimer la puissance. Néanmoins, en repropageant les distributions de puissance acoustique obtenues vers d'autres capteurs, et en comparant avec les signaux mesurés par ceux-ci, on observe un accord tout à fait satisfaisant, en amplitude et en forme d'onde. Cette comparaison se fait via la recombinaison des détections des différentes bandes de fréquences par leur temps d'arrivée. Cette étape nécessite d'homogénéiser la résolution temporelle de ces bandes, l'interpolation associée devant être corrigée pour rester elle aussi conservative. Des exemples d'une telle utilisation de la pression RMS sont montrés dans l'annexe E.

Pour conclure, la méthode d'estimation de la puissance ainsi mise en oeuvre permet de prendre en compte divers effets de propagation jusque là négligés dans la littérature, en associant reconstruction géométrique de la source et rétro-propagation du signal. Les deux effets que l'on a pu quantifier comme les plus importants sont les suivants :

- seuls les signaux détectés comme cohérents et consistants sont retenus, ce qui évite de rétro-propager du signal qui pourrait n'être que du bruit, et donc de surestimer la source - on verra au chapitre suivant que le taux de cohérence globale des signaux est extrêmement variable suivant les cas, pouvant aller de 5 à près de 100%;
- la stratification en densité joue un rôle prépondérant sur l'amplitude du signal, et donc la localisation en altitude de la source apparaît comme très importante pour quantifier la puissance des sources - pour les sources en altitude autour de 10 km, dans les couches supérieures d'un cumulonimbus, la négliger revient à une erreur d'un facteur 10 environ sur la puissance.

Les autres paramètres de propagation (effets de sol, variations de densité et de célérité du son, vent, absorption standard) ont un effet nettement moindre, tandis que l'absorption au sein du nuage par les gouttelettes d'eau reste largement méconnue.

Le chapitre suivant exploite cette méthode afin d'illustrer la géométrie de la distribution de la puissance acoustique sur des exemples variés d'éclairs, puis de quantifier et discuter la variabilité de la puissance acoustique totale sur l'ensemble de la base de données.

CHAPITRE 4

Puissance acoustique des éclairs

Sommaire

Introduction	87
4.1 Distribution spatiale de la puissance acoustique	88
4.1.1 Application à deux événements typiques d'EXAEDRE	88
4.1.2 Autres types d'éclairs	90
4.2 Puissance acoustique totale	95
4.2.1 Variabilité de la puissance acoustique totale	95
4.2.2 Comparaison avec les méthodes précédentes	99
4.3 Corrélation entre les paramètres acoustiques et électriques	103
Conclusion	108

Introduction

Ce chapitre est largement issu d'un article de [Bestard et al. \[2023\]](#) publié en septembre 2023 dans le *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, et présentant une partie des travaux effectués durant cette thèse. Nous en regardons ici en particulier les sections 4, 5, 6, 7 (et l'annexe B, notée ici **E**), traduites en français et ayant bénéficié de quelques corrections mineures, permettant d'en faciliter la lecture et l'intégration au reste du manuscrit. Nous y exploitons la méthode de localisation 3D de la puissance acoustique présentée dans le chapitre 3 afin d'étudier les éclairs de la base de données. Après une analyse de la répartition spatiale de la puissance émise par quelques exemples d'éclairs (section 4.1), nous caractérisons et étudions la variabilité de la puissance totale de chaque éclair de la base de données. Enfin, nous montrons qu'en regroupant les décharges par type de mécanisme physique, il est possible d'expliquer une partie de la variabilité de la puissance acoustique par la corrélation à des paramètres électriques, ces paramètres étant différents selon le type d'évènement considéré.

4.1 Distribution spatiale de la puissance acoustique

Quarante-trois événements EXAEDRE des orages du 17 septembre et du 2 octobre (présentés dans le chapitre 2) ont été reconstruits, y compris les décharges nuage-sol (CG) positifs et négatifs, ainsi que les décharges intra-nuage (IC). Pour le calcul de la puissance acoustique selon la méthode présentée au chapitre 3, il faut déterminer la vitesse du son (supposée homogène) à utiliser pour la rétro-propagation. Pour le 17 septembre 2018, nous avons choisi c_0 égal à 350 m/s. Cela correspond à la valeur moyenne arrondie de la vitesse apparente V_h mesurée au réseau de capteurs (égale à 349.4 m/s) mesurée pour le bruit ambiant en l'absence de tonnerre, correspondant ainsi à la vitesse du son de sources lointaines arrivant avec un angle d'élévation proche de zéro. Cette valeur est également en accord avec la température au sol de 28.6°C mesurée au début de l'orage. Celle-ci a diminué lentement au cours de l'orage jusqu'à 20°C. Pour le 2 octobre 2018, nous avons choisi c_0 égal à 340 m/s pour des raisons similaires. Nous montrons ici deux reconstructions d'éclairs à titre d'exemple : l'événement E.4, un -CG mesuré le 17 septembre 2018 à 11:55:56.757 UTC (figure 4.1a) ; et l'événement E.34, un +IC du même jour à 13:42:24.586 UTC (figure 4.1b). L'événement E.4 est celui déjà choisi pour la figure 3.1, mais avec ici une fenêtre temporelle d'analyse plus longue incluant un troisième arc en retour plus éloigné. Ces deux exemples ont été sélectionnés parce qu'ils sont de types différents (un -CG et un +IC) tout en ayant une puissance totale \mathcal{P}_{tot} similaire d'environ 6 MW, proche de la valeur médiane de l'ensemble des événements analysés, comme cela sera montré dans la section 4.2.

4.1.1 Application à deux événements typiques d'EXAEDRE

La figure 4.1a montre la reconstruction de l'événement E.4 avec les sources colorées par leur puissance acoustique. Météorage identifie trois arcs -CG situés le long d'un axe allant du sud-ouest au nord-est et dont le courant de crête diminue dans le temps (voir la table E.1 en annexe). Comme nous l'avons déjà mentionné, les deux premiers sont clairement reconstruits par l'acoustique, avec des sources tout au long des arcs en retour, du sol jusqu'aux deux couches de charges à l'intérieur du nuage. Ces dernières sont également bien identifiées acoustiquement (voir la projection verticale sud-nord dans la figure 4.1a), à des altitudes d'environ 3 km et 5 km respectivement pour les couches chargées positivement (couche P inférieure) et négativement (couche N). Cependant, leur extension vers le sud-ouest n'est pas reconstituée par l'acoustique car elle passe verticalement au-dessus du réseau AA ce qui correspond à une vitesse de trace V_h infinie (un exemple est visible en figure C.13 dans la thèse de Lacroix [2018]). La reconstruction acoustique du troisième -CG est plus diffuse, et semble être inclinée dans la direction sud-est à nord-ouest depuis la couche chargée supérieure jusqu'au sol, avec une extension ouest-est d'environ 3 km et une extension sud-nord d'environ 2 km. La détection au sol correspondante de Météorage semble se situer sous sa partie supérieure plutôt qu'à son impact au sol. Entre les deux, (voir les points SAETTA situés au-dessus des 6 km en projection SN/altitude), chaque couche chargée présente une

reconstruction SAETTA régulière - bien que moins dense -, mais presque sans détections acoustiques. Les deux détections Météorage d'IC correspondent à la position de la partie supérieure du CG principal et à la région où les observations SAETTA sont les plus denses. La localisation 3D de la puissance acoustique montre que les sources acoustiques les plus énergétiques sont situées dans les trois arcs en retour. La source de puissance maximale atteint 123.6 kW (localisée à 993 m d'altitude) pour le premier arc, 25.6 kW (à 687 m d'altitude) pour le deuxième, et 1.6 kW (à 1717 m d'altitude) pour le troisième. Le pic principal de la pression RMS (voir figure 3.1a) est dû à la partie inférieure du premier CG (voir les sources bleu foncé correspondant aux premières détections dans la figure 3.1b). Puis, successivement, plusieurs pics secondaires sont détectés, correspondant respectivement (dans leur ordre d'arrivée) au milieu (environ 2 km d'altitude) puis au sommet (environ 3.5 km d'altitude) du premier CG (voir figure 3.1a et également la figure E.1 en annexe pour une autre représentation). La même séquence de trois pics est observée émanant du deuxième CG à peu près aux mêmes altitudes. Le dernier pic émane du bas du dernier CG. Entre les deux, nous observons deux petits pics dus à la couche chargée intra-nuage la plus basse. Cependant, toutes les sources intra-nuage dont l'altitude est supérieure à 4 km ont une puissance acoustique inférieure à 5.4 kW (valeur maximale, correspondant au sommet du deuxième arc en retour à 4.6 km d'altitude).

Pour l'événement E.34 reconstruit figure 4.1b, Météorage a détecté 6 +IC (voir la table E.2 en annexe), tous situés dans une zone étroite juste sous une décharge verticale intra-nuage reliant les couches chargées inférieure (chargée négativement) et supérieure (chargée positivement). Ces deux couches comprennent clairement des sources VHF et acoustiques. Les altitudes médianes de chaque couche sont mesurées à 6600 m et 11080 m par SAETTA, 7160 m et 11840 m par l'acoustique, avec des épaisseurs de couche similaires de l'ordre d'un kilomètre. En supposant que les couches électromagnétiques et acoustiques se situent à peu près aux mêmes hauteurs, ce décalage observé peut s'expliquer par l'hypothèse simplificatrice d'une vitesse du son constante (utilisée dans la reconstruction 3D des sources (voir chapitre 3), qui tend à surestimer la distance de propagation. La prise en compte d'un profil de température vertical standard et modéré (-6.5 K/km) tendrait probablement à réduire cette différence (un rapide calcul de propagation simplifiée indique que, par rapport au cas d'une vitesse du son $c_0 = 350$ m/s homogène, ce profil de température - et donc de vitesse du son - diminuerait l'altitude estimée de 800 m pour une propagation de 35 s, temps estimé pour l'arrivée du signal venant de la couche P supérieure. Des gradients plus marqués en cas d'orage, où l'air froid en altitude contraste avec l'air plus chaud près du sol, devraient encore réduire l'écart. Cette incertitude a cependant un impact modéré sur l'évaluation de la puissance (discuté en section 3.4.2). Le facteur le plus sensible est le rapport du carré des densités, qui augmente de 20 % dans le cas d'une surévaluation d'un kilomètre d'altitude. En ajoutant une incertitude sur la distance de 10 %, on obtient une estimation globale de la précision du calcul de la puissance pour les sources les plus élevées d'environ 30 %, les valeurs associées aux sources plus basses étant *a priori* plus précises. Les sources acoustiques les plus intenses sont

localisées dans la couche supérieure chargée - a priori, voir chapitre 5 - positivement, comme on peut l'attendre d'un événement +IC (puissance maximale de 35.6 kW à $Z = 12.34$ km). Elles correspondent au deuxième pic RMS détecté à la station AA (voir figure E.2 en annexe) avec la plus grande amplitude (0.04 Pa). Le premier pic d'amplitude acoustique plus faible (0.03 Pa) provient de la couche de charges négatives et arrive plus tôt en raison de sa plus faible altitude (voir figure 4.1b). Cette couche a une source de puissance maximale de 6.4 kW à l'altitude $Z = 8.62$ km. Ce maximum local est bien situé au-dessus de la détection principale de Météorage et correspond également aux positions des détections de SAETTA reliant les deux couches de charges. Au contraire, le pic acoustique principal est situé plus près de AA. Notons que si nous supposons une source acoustique relativement intense, située à la verticale de la détection de Météorage et à environ 11 km d'altitude (altitude moyenne SAETTA de la couche de charges supérieure), cette source acoustique virtuelle arriverait à peu près au même moment que le pic principal effectivement mesuré.

Pour ces deux cas E.4 et E.34, l'annexe D présente l'enveloppe de pression RMS des signaux cohérents initialement rétro-propagés depuis le réseau AA vers leurs sources détectées par l'algorithme PMCC, puis repropagés depuis ces sources vers les différents capteurs isolés SA. L'accord raisonnable avec le signal mesuré à cet endroit, tant en termes d'amplitude que de forme, confirme la validité de notre approche.

La puissance acoustique totale des deux événements E.4 et E.34 est respectivement de 6.0 MW et de 5.7 MW. Sans compensation de l'absorption et de la stratification, ces puissances auraient été respectivement égales à 4.0 MW et 528 kW. Pour l'événement -CG (E.4), dont les sources principales sont situées dans les arcs en retour, l'influence de l'absorption et de la stratification sur la valeur de la puissance totale est significative (une augmentation d'un facteur 1.5). Pour l'événement +IC (E.34), elle augmente considérablement la puissance d'un facteur de près de 11 en raison de l'altitude élevée des sources les plus intenses. L'influence de l'absorption et de la stratification est quantifiée dans la section 4.2.2 pour tous les événements mesurés.

4.1.2 Autres types d'éclairs

La méthode d'évaluation de la puissance acoustique des éclairs utilisant la localisation 3D des sources, présentée en détail pour deux exemples, a été appliquée aux 78 événements de notre base de données. Dans cette section, nous présentons d'abord cinq cas supplémentaires, afin de souligner la variabilité de la structure de répartition de la puissance acoustique et de sa valeur totale. Nous y introduisons également les différentes catégories d'événements dont nous disposons. Nous présentons respectivement un +CG puissant (104.9 MW) qui a donné lieu à un sprite (S.8, 2012-10-22), un événement +IC modéré (1.3 MW), également issu de la campagne SOP1 mais d'un autre orage (S.29, 2012-10-26), un -CG modéré (2.1 MW) issu d'EXAEDRE (E.2, 2018-09-17) montrant une répartition de puissance très différente de E.4, un événement +CG (E.12) de la même journée avec une faible puissance acoustique de

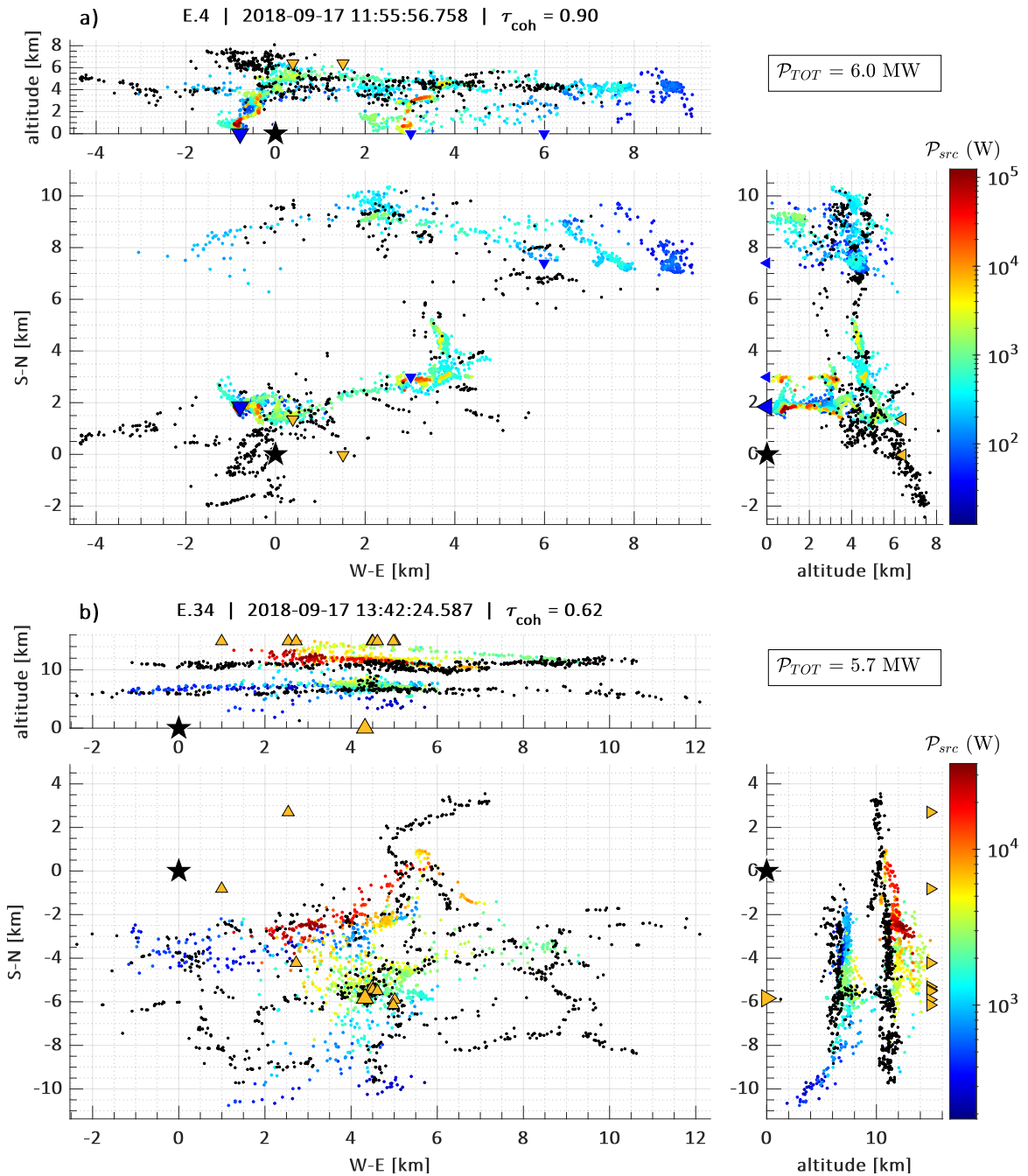


Figure 4.1: Reconstitutions acoustiques 3D colorées par la puissance acoustique de chaque source (points colorés). Détectons EM-LF de Météorage au sol (triangles bleus pour les CG, triangles orange pour les IC, vers le haut/vers le bas selon la polarité +/- du courant crête) et détectons SAETTA EM-VHF (points noirs). Le symbole de la détection de référence Météorage est plus grand. Les symboles des IC sont arbitrairement situés à l'altitude maximale dans les projections verticales, à l'exception de celui de la détection de référence. Étoile noire : réseau acoustique AA à l'origine. Pour chaque événement (a : E.4 - b : E.34) projection horizontale. Au-dessus : Projection verticale ouest-est. A sa droite : Projection verticale Sud-Nord.

0.5 MW, et enfin un événement -CG d'une puissance modérée de 2.2 MW du dernier jour de la campagne EXAEDRE (E.35, 2018-10-02) avec une très faible densité d'éclairs. La figure 4.2 montre la projection dans le plan vertical W-E de ces cinq événements. Leurs projections 3D sont présentées dans les figures E.6 à E.10 en annexe. La re-propagation de la puissance vers les capteurs isolés pour les événements EXAEDRE décrits dans D est illustrée dans les figures E.3 à E.5.

L'événement S.8 (daté du 2012-10-22 à 23:33:50.323, figure 4.2a) est un +CG qui a donné naissance à des sprites de type méduse (ou jellyfish), analysés par Soula et al. [2015]. De tels événements sont ici appelés +SPCGs (SP pour "Sprites"). Dans EXAEDRE, aucun +CG puissant comparable à cet événement n'a été observé. Sa puissance totale est de 104.9 MW, avec un seul arc en retour reconstruit acoustiquement et correspondant de manière raisonnable à la détection EUCLID au sol du CG principal. En comparant avec l'analyse de Soula et al. [2015] (cf leur figure 9 dans la section 4.2, reproduite ici partiellement ici dans la figure 4.3), on observe que les détections acoustiques sont co-localisées avec presque toutes les détections VHF se produisant *avant* l'événement +SPCG (points bleus et rouges sur la figure 4.3a), les sources ayant la plus grande puissance acoustique étant co-localisées avec les détections VHF juste avant le +SPCG (environ 200 ms avant, les points rouges et les derniers points bleus sur leurs figures). Cet événement contient également une deuxième décharge +SPCG, avec un courant crête presque identique (75.5 vs 75.7 kA), qui est détectée acoustiquement (voir la figure E.6) bien qu'elle soit assez éloignée de AA (29 km au sud-est). Pour ce second +SPCG, une puissance acoustique bien moindre est évaluée (6 MW), mais cette valeur est à considérer avec prudence compte tenu de la grande distance d'observation [Gallin et al., 2016]. Aucune source acoustique n'est détectée entre les deux +SPCG bien que des sources VHF soient observées. Cela peut être dû à un effet de masquage. La source acoustique la plus puissante (594 kW) est située dans la couche de charges inférieure, à 5.0 km d'altitude (figure 4.2a), en accord avec Soula et al. [2015]. Cette couche contient également la majeure partie de la puissance acoustique de l'éclair. Néanmoins, des sources puissantes sont également situées dans l'arc en retour reconstruit, avec une puissance maximale de 232 kW à 1.95 km d'altitude. Pour le deuxième +SPCG, le pic de puissance acoustique est situé autour de 7.6 km (voir figure E.6) en accord avec les observations électromagnétiques de Soula et al. [2015].

Le second événement S.29 (daté du 2012-10-26 à 20:35:58.856, figure 4.2b) est un +IC de puissance totale modérée (1.3 MW). La source de puissance maximale est de 3.6 kW à 5 km d'altitude, donc dans la couche de charges négatives contrairement à l'événement E.34. D'est en ouest, on distingue d'abord une distribution de sources à l'intérieur de la couche de charges inférieure entre 4 km et 6 km d'altitude (la source de puissance maximale est située le plus à l'est). Il existe ensuite une connexion verticale avec la couche chargée supérieure, entre 3 km et 5 km en direction de l'ouest du réseau, avec une part importante de la puissance acoustique à la base de cette connexion, jusqu'à 2 km d'altitude. Ensuite,

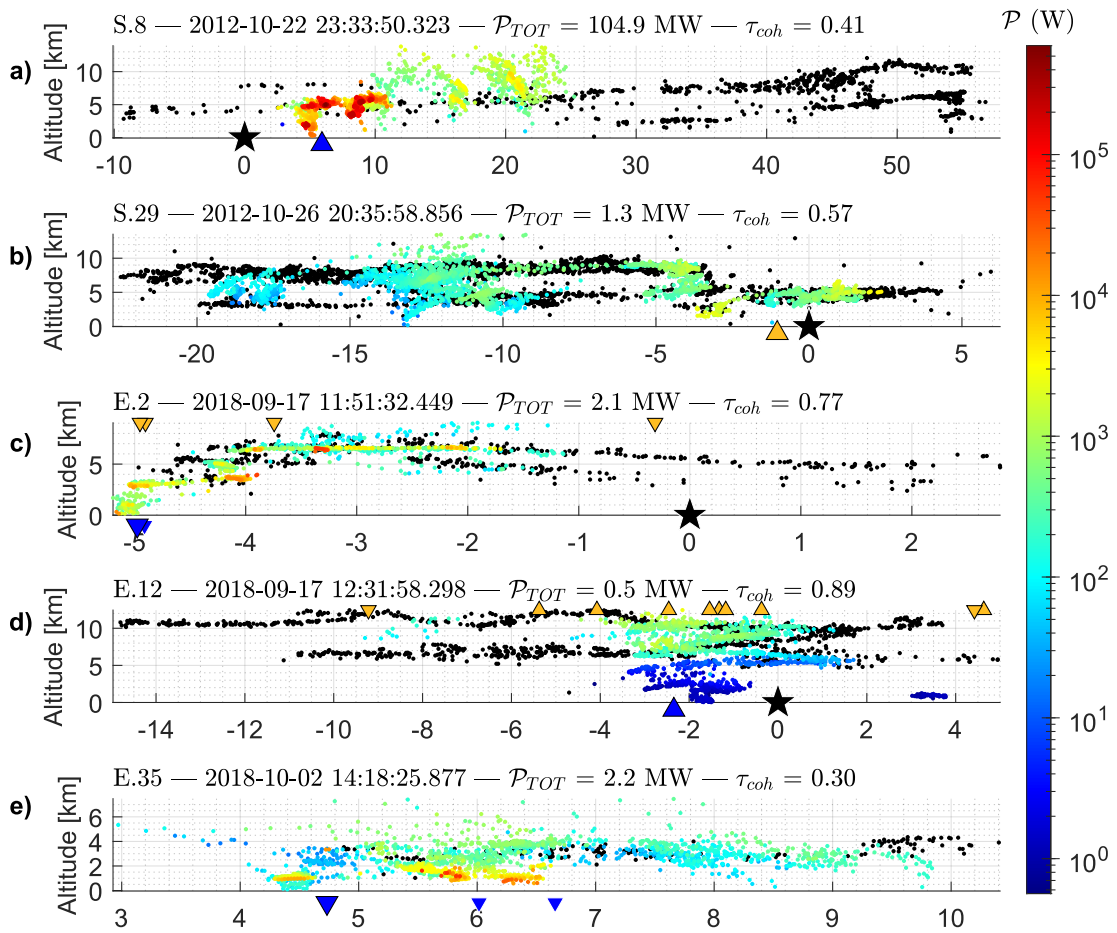


Figure 4.2: Identique à 4.1 mais avec seulement une projection verticale ouest-est (en km). De haut en bas : événements S.8, S.29, E.2, E.12 et E.35.

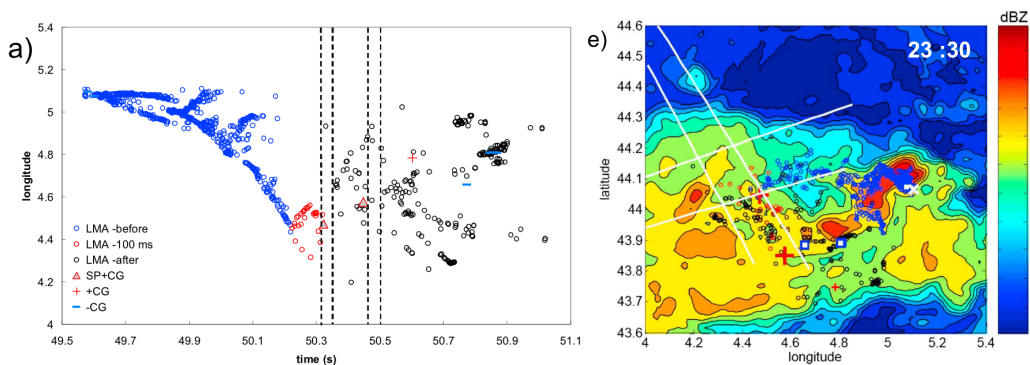


Figure 4.3: Extrait de la figure 9 de Soula et al. [2015]. (a) longitude des sources VHF détectées par le HyLMA et des détections CG EUCLID en fonction du temps après 23h33 UTC ; (e) champ de réflectivité radar à l'altitude de 3000 m à 23h33 UTC, avec superposition de plusieurs éclairs associés au sprite : les sources VHF détectées par HyLMA, les CG détectés par Euclid (la croix blanche indique la première source VHF détectée, et les lignes blanches montrent les champs de vision des principaux éléments du sprite).

une couche supérieure d'environ 9 km d'altitude s'étend vers l'ouest. Au-delà de 10 km en direction de l'ouest, il y a des détections acoustiques dans les deux couches et entre les deux. La correspondance avec les détections VHF du HyLMA a déjà été établie comme étant très satisfaisante par Gallin et al. [2016], celle-ci sera étudiée plus profondément dans le chapitre suivant.

Le troisième événement (E.2 daté de 2018-09-17 11:51:32.449, figure 4.2c) est un -CG avec un seul arc en retour reconstruit correspondant clairement aux deux détections de Météorage -CG très proches l'une de l'autre. La puissance acoustique totale est de 2.1 MW, proche de la moyenne (voir la section suivante pour un histogramme de la puissance totale de tous les événements). Les reconstructions SAETTA mettent en évidence deux couches de charge qui s'étendent en direction de l'est. La couche inférieure, située à environ 5 km d'altitude, est à peine visible d'un point de vue acoustique, tandis que la couche supérieure (située à environ 7 km d'altitude) est clairement reconstituée avec une extension W-E d'environ 2 km. Une autre caractéristique remarquable est la présence de la source la plus puissante au-dessus de 5 km dans cette couche supérieure, avec une valeur maximale de 52.2 kW à 6.5 km. Cela diffère de l'événement E.4, pour lequel la majeure partie de la puissance acoustique était localisée dans la partie inférieure des arcs en retour. Cette source puissante semble également correspondre à la projection au sol d'une détection -IC de Météorage (moins de 500 m de différence dans les directions W-E et S-N). En dessous de 5 km, l'arc en retour montre une petite zone de sources puissantes avec une valeur maximale de 43.8 kW autour de 4 km d'altitude, supérieure à celle de l'événement E.4 étudié précédemment. On verra dans le chapitre suivant (5.5) que cela correspond à la couche P inférieure du nuage.

Le quatrième événement (E.12 daté du 2018-09-17 12:31:58.298, figure 4.2d) est un +CG (courant crête $I_{max} = +21.7$ kA). Il présente une faible puissance acoustique totale de 483 kW, les sources les plus puissantes étant situées dans la partie supérieure de l'éclair, au-dessus de 6 km d'altitude. La puissance maximale des sources n'est que de 2.6 kW à une altitude de 12.45 km. Toutes les sources situées en dessous de 4 km sont extrêmement faibles, moins de 37 W. Malgré cela, il y a un arc en retour manifeste, bien localisé par la détection au sol de Météorage. De plus, la correspondance avec les détections SAETTA est excellente, y compris pour la couche supérieure P à une altitude comprise entre 10 km et 12 km. La connexion entre les deux couches est visible à la fois avec SAETTA et avec l'acoustique, et correspond à plusieurs +IC Météorage. La qualité de la reconstruction acoustique de cet événement est remarquable malgré sa faible puissance acoustique. Ceci est également confirmé par la rétro-propagation vers d'autres capteurs SA (voir figure E.4).

Pour le dernier événement détaillé (E.35 daté du 2018-10-02 14:18:25.877, figure 4.2e), trois détections -CG Météorage sont reconstituées acoustiquement (aucune détection IC n'a été enregistrée par Météorage pour cet événement). Celle qui présente le plus grand nombre de détections acoustiques est celle qui se trouve le plus à l'ouest (c'est-à-dire la plus proche de AA). Elle correspond à la troisième détection Météorage CG avec le courant crête le plus

élevé, et elle est reconstruite jusqu’au sol. Pour les deux autres, les sources acoustiques ne sont identifiées qu’à des altitudes supérieures à 1 km. Il y a également beaucoup plus de détections acoustiques que de détections SAETTA. Le faible nombre de sources VHF s’explique par la structure compacte de l’éclair, qui présente une extension verticale plutôt limitée, et par la durée plutôt courte du signal VHF enregistré par jusqu’à 9 antennes VHF. Les détections VHF de SAETTA sont presque toutes situées dans le quadrant sud-est par rapport à l’arc en retour principal, à des altitudes comprises entre 2.5 et 4.5 km, en accord avec les détections acoustiques dans cette zone. Cependant, l’acoustique étend l’identification de cette couche inférieure vers le nord. L’ordre des arrivées en AA est inverse à leur temps d’émission (voir la table E.3 en annexe). Comme pour E.4 mais contrairement à E.2, les sources acoustiques les plus puissantes sont situées dans l’arc en retour, relativement près du sol (figure 4.2b). En les considérant selon leur temps d’arrivée (qui est aussi leur position d’ouest en est), la source de puissance maximale de la première est de 10.8 kW émise à $Z = 973$ m, puis 61.8 kW émise à $Z = 1.62$ km pour le deuxième arc, et 29.8 kW émise à $Z = 735$ m pour le dernier. Ces deux derniers arcs sont à l’origine du pic principal de la pression RMS en AA (voir également la figure E.5). Au-dessus de l’altitude de 2.5 km toutes les sources sont d’une puissance inférieure à 1.3 kW à l’exception de deux points isolés d’une puissance d’environ 13.6 kW qui ne peuvent pas être clairement liés à un arc en retour particulier.

4.2 Puissance acoustique totale

4.2.1 Variabilité de la puissance acoustique totale

Nous avons calculé la puissance acoustique totale \mathcal{P}_{tot} pour les 78 éclairs étudiés (35 pour SOP1 : 24 CG-, 9 CG+ et 2 IC ; 43 pour EXAEDRE : 29 CG-, 13 CG+ et 1 IC). La figure 4.4a représente la distribution de son logarithme $M_P = \log_{10}(\mathcal{P}_{tot})$. Cette distribution montre un accord raisonnable avec une distribution gaussienne pour M_P avec une valeur moyenne de 6.26 et un écart type de 0.80. Cela correspond pour la puissance acoustique \mathcal{P}_{tot} à une valeur médiane d’environ 1.82 MW, avec des variations standard comprises entre 0.28 et 11.6 MW. Tous les événements examinés précédemment se situent dans cette fourchette, à l’exception de l’événement S.8, un puissant +SPCG. La principale observation est l’énorme gamme de variation de la puissance totale des éclairs, avec un peu plus de quatre ordres de grandeur entre l’événement le moins énergétique (21.2 kW pour le CG- E.13) et le plus énergétique (329.2 MW pour le +SPCG S.10). L’événement le plus énergétique d’EXAEDRE est E.33 (CG-) avec 39.2 MW et le moins énergétique de SOP1 est S.6 (CG+) avec 159.7 kW. Les trois IC+ (S.16, S.29, E.34) se situent dans la moyenne entre 0.24 et 5.72 MW. La valeur moyenne des événements SOP1 (23.46 MW) est environ neuf fois supérieure à celle d’EXAEDRE (2.72 MW). En effet, la campagne SOP1 montre des événements plus énergétiques que la campagne EXAEDRE, avec 3 événements SOP1 supérieurs à 80 MW (tous sont des +SPCG) et aucun pour EXAEDRE, et 13 événements SOP1 supérieurs à 6 MW (5 +SPCG et 8 CG-)

comparé à 4 pour EXAEDRE (4 CG-). Au contraire, EXAEDRE présente la plupart des événements à faible énergie (8 CG+ et 10 CG- de moins de 0.6 MW) par rapport à SOP1 (1 CG+ et 4 CG- de moins de 0.6 MW). Dans la figure 4.4b, ces données sont classées en quatre catégories :

- 8 CG+ générant des sprites [Soula et al., 2015], marqués +SPCG,
- 50 CG typiques, marqués TCG, tous négatifs sauf deux,
- 3 IC+ typiques, marqués IC,
- 17 événements avec une classification CG ambiguë, marqués aCG.

La première catégorie contient des événements, tous datés du 22-23 octobre 2012, soit un orage très spécifique qui a généré au moins 12 sprites [Soula et al., 2015] dans un laps de temps d'une heure et demie. Parmi ces événements, 8 ont été reconstruits acoustiquement (les quatre autres se sont produits trop loin pour être détectés). La deuxième catégorie comprend 50 événements (uniquement des CG-, à l'exception des événements CG+ S.1 et E.12) provenant des campagnes SOP1 et EXAEDRE (25 événements pour les deux campagnes). La reconstruction acoustique d'au moins un de leurs arcs en retour correspond de manière satisfaisante aux localisations de Météorage ou d'EUCLID. La troisième catégorie contient les trois événements IC+ S.16, S.29 et E.34. Comme il s'agit d'un très petit nombre d'événements, nous avons choisi de ne pas inclure ces IC dans les calculs de corrélation et les ajustements en loi de puissance de la section 4.3. La quatrième catégorie contient 17 événements CG (tous provenant d'EXAEDRE, 10 datés du 17 septembre 2018 et 7 datés du 2 octobre 2018, 12 CG+ et 5 CG-) pour lesquels aucun arc en retour clair n'a pu être reconstruit acoustiquement en dépit d'une classification CG_{\pm} . Ces derniers sont qualifiés d'ambigus (aCGs) et sont discutés plus en détails dans l'annexe C. Nous avons donc choisi de les exclure également des calculs de corrélation et des ajustements en loi de puissance dans la section 4.3. La figure 4.4b montre que les événements CG typiques suivent la distribution moyenne, tandis que les événements +SPCG sont tous supérieurs à la valeur médiane et comprennent les trois événements les plus puissants. Les événements ambigus sont plus dispersés, mais sont pour la plupart inférieurs à la valeur médiane de la puissance et comprennent les quatre événements les moins puissants. Les IC sont trop peu nombreux pour que l'on puisse tirer des tendances.

La variabilité globale observée de la puissance acoustique totale sur quatre ordres de grandeur est comparable à la variabilité de la puissance optique. L'observation des éclairs par satellite à l'aide d'un détecteur à photodiode donne une plage de puissance optique de $[10^8 - 10^{12}]$ W [Kirkland et al., 2001], avec une valeur médiane de 1 GW pour 700 000 événements. Des événements encore plus puissants (de l'ordre de $[10^{11} - 10^{13}]$ W) ont été observés depuis l'espace par Turman [1977] et baptisés "superbolts". Grâce à des mesures radioélectriques VLF, Holzworth et al. [2019] ont constaté que l'énergie de ces décharges s'étendait sur environ 3 ordres de grandeur au-dessus de l'énergie moyenne (1 kJ). Ces événements énergétiques

(supérieurs à 1 MJ) sont rares (moins de 2% d'occurrence), associés à des courants crête très élevés, supérieurs à 150 kA en valeur absolue, tant pour les arcs en retour négatifs que pour les arcs en retour positifs. Ils sont observés de façon surprenante le plus souvent au-dessus de la mer, en particulier dans l'est de l'Atlantique Nord et de la Méditerranée et en période de faible activité électrique globale (de novembre à janvier). Pour nos campagnes d'observation, les deux orages se sont produits en septembre et en octobre, des mois de faible probabilité de superbolts. Les événements SOP1 sont tous terrestres, et les courants crête sont tous inférieurs à 150 kA à l'exception d'un événement (S.14). Par conséquent, aucun superbolt n'est probablement inclus dans notre base de données. Ainsi, des événements encore plus puissants d'un point de vue acoustique pourraient être possibles, et la grande variabilité de quatre ordres de la puissance acoustique observée pourrait être sous-estimée : pour les valeurs faibles en raison d'un rapport signal/bruit empêchant la détection, et pour les valeurs élevées en raison de l'absence de superbolts. Notons que l'événement E.33 (un CG- avec le courant crête absolu le plus élevé pour EXAEDRE, soit 115.7 kA, et une grande puissance acoustique (39.2 MW) s'est produit au-dessus de la mer, jusqu'à la côte orientale de la Corse : bien qu'il ne s'agisse pas d'un superbolt, il montre néanmoins que des événements puissants peuvent se produire au-dessus de la mer.

Si l'on considère l'énergie acoustique totale \mathcal{E}_{tot} (équation 3.21), elle se situe entre 8×10^{-4} MJ et 2 MJ. Pour les événements TCG, elle est limitée dans la gamme 2.8×10^{-3} MJ et 2.8×10^{-1} MJ, donc sur une plage plus étroite que la puissance acoustique et sans distribution gaussienne. A titre de comparaison, Holmes et al. [1971] rapporte une énergie acoustique comprise entre 1 MJ et 17 MJ pour 20 événements CG mesurés avec un spectre s'étendant jusqu'à 500 ou 650 Hz (selon le jour) sans compensation de l'absorption ni de la stratification de la densité. Ces valeurs sont plus élevées que les nôtres, peut-être en raison (i) de la plus grande largeur de bande, (ii) du fait que dans notre cas nous ne considérons que la partie cohérente du signal. Notons que Holmes et al. [1971] déduit de ces valeurs le pic de fréquence du spectre selon le modèle de Few [Few, 1969] et le compare à celui mesuré, trouvant un accord acceptable pour des événements pour lesquels le bruit du vent est négligeable. Pour cela, ils supposent un taux de conversion de 0,18% de l'énergie totale en énergie acoustique, et une longueur d'arc en retour de 4 km. La valeur du taux de conversion est controversée, et est discutée dans les sections 11.2 et 11.3 de Rakov and Uman [2003]. Une valeur similaire a été récemment retrouvée par Salze et al. [2022], toujours à partir d'expériences de laboratoire. Avec presque la même méthode que Holmes et al. [1971], Johnson et al. [2011] évaluent l'énergie acoustique totale entre 22 kJ et 2713 kJ dans la bande [0.5 – 500] Hz. Anderson et al. [2014] fournissent une fourchette beaucoup plus faible entre 0.2 et 12.6 kJ, estimée uniquement à partir de la bande très étroite [6 – 12] Hz, valeurs compatibles avec celles de Johnson et al. [2011] dans la bande [1 – 10] Hz. Il s'agit à notre connaissance des seules évaluations directes de l'énergie acoustique.

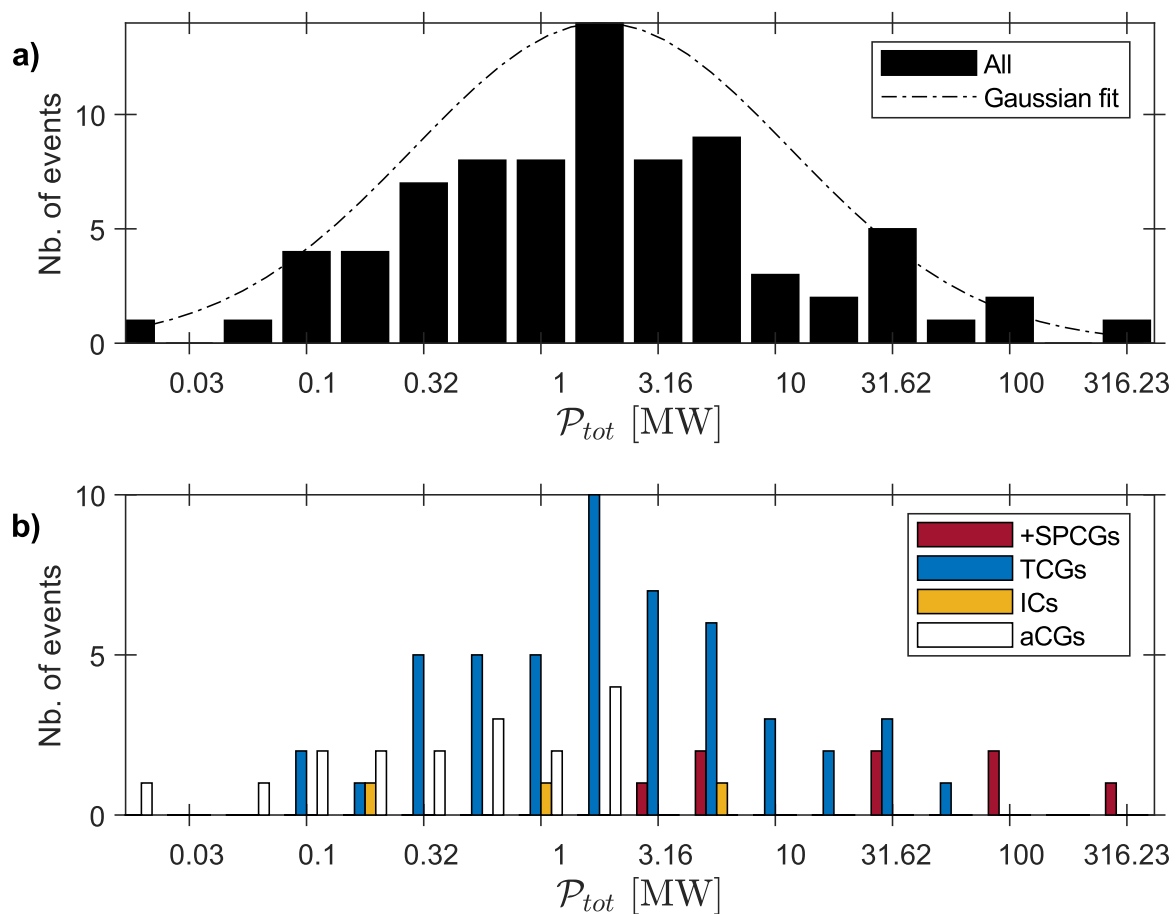


Figure 4.4: (a) Distribution en échelle logarithmique de la puissance totale \mathcal{P}_{tot} pour tous les événements, avec un ajustement gaussien sur $\log_{10}(\mathcal{P}_{tot})$ (ligne en pointillés). (b) Comparaison des distributions pour les événements CG+ puissants générant des sprites (rouge), les événements CG typiques (TCG, bleu), les événements IC+ (orange) ou les événements ambigus (blanc).

4.2.2 Comparaison avec les méthodes précédentes

Le traitement du signal synthétisé par les équations 3.17, 3.18 et 3.20 est adapté de la méthode proposée par Holmes et al. [1971] et Johnson et al. [2011]. Il existe cependant des différences significatives : (i) seuls les signaux détectés comme cohérents sont pris en compte grâce à l'analyse PMCC, (ii) l'analyse par bandes de fréquences permet de compenser l'absorption, (iii) la stratification de la densité est prise en compte, (iv) la puissance acoustique est calculée, en plus de l'énergie. En outre (v), dans la méthode de Holmes et al. [1971], l'énergie du signal mesuré par le récepteur à un moment t est rétro-propagée vers une source unique à la distance $c_0(t - t_{EM})$. Cela suppose implicitement que le signal émis est d'une fréquence suffisamment élevée (proche d'une fonction δ -Dirac) pour qu'il n'y ait pas de chevauchement entre le signal émanant d'une source et le signal émanant d'une source légèrement plus proche mais ayant une durée finie. Il est évident que cette hypothèse simplificatrice ne peut être satisfaite pour la partie basse fréquence du signal acoustique du tonnerre qui constitue une part importante de son contenu. L'algorithme PMCC tient compte de ce recouvrement en considérant le recouvrement temporel et en sélectionnant uniquement le signal cohérent.

La figure 4.5 quantifie le taux de cohérence global τ_{coh} mesuré au réseau AA (défini comme le rapport de l'énergie acoustique issue de l'enveloppe des détections cohérentes avec celle issue de l'enveloppe du signal complet, voir équation 3.16). Ce niveau de cohérence est tracé en fonction de la distance au sol par rapport à la détection LLS principale, avec un symbole pour chaque orage. Les couleurs indiquent la fréquence moyenne reçue pondérée par l'énergie acoustique cohérente reçue par le réseau :

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{\sum_{flash} \mathbf{F} (\mathbf{P}^0)^2}{\sum_{flash} (\mathbf{P}^0)^2}. \quad (4.1)$$

On constate clairement que la valeur de la cohérence est très dispersée. La valeur médiane est de 0.65, mais avec des valeurs extrêmes comprises entre 0.04 et 0.99. La plupart du temps, les événements de l'orage du 2 octobre 2018 ont un niveau de cohérence beaucoup plus faible (0.16 en moyenne pour les événements ambigus, 0.25 pour les autres) que ceux du 17 septembre 2018 (0.62 en moyenne pour les événements ambigus, 0.75 pour les autres) ou de SOP1 (0.70 en moyenne). Parmi les événements examinés en détail dans la section 4.1, nous observons des valeurs de cohérence élevées (E.4, E.12), médianes (E.2, E.34, S.29) ou faibles (E.35, S.8). La figure indique également que les événements incohérents ont tendance à avoir une fréquence moyenne plus faible. Cela montre probablement que, comme on peut s'y attendre, les hautes fréquences sont plus susceptibles de perdre leur cohérence que les basses fréquences. Par ailleurs, la taille du réseau est accordée de manière optimale aux fréquences autour de 10 Hz, et il a été démontré par Lacroix et al. [2018] que sa capacité à détecter les sources de fréquence plus élevée, en particulier en altitude, est moins bonne. En outre, les événements plus puissants ont tendance à émettre des hautes fréquences plus

intenses qui auront donc un meilleur rapport signal/bruit au niveau du détecteur et donc sans doute une plus grande cohérence. Cependant, certains événements très proches du capteur (moins de 3 km) ont une fréquence relativement élevée et montrent un faible niveau de cohérence. Cela peut être dû au comportement en champ proche lié à la tortuosité aléatoire [Lacroix et al., 2019] qui induit une forte variabilité de l'énergie acoustique reçue au capteur en fonction de l'azimut sous lequel on observe un éclair. Il n'y a pas non plus de lien clair entre le niveau de cohérence et la distance. Les causes de cette faible cohérence peuvent être le masquage du signal par des sources au sein du même éclair (les signaux de deux sources de tonnerre différentes arrivant en même temps), le masquage par le bruit ambiant du tonnerre provenant d'éclairs précédents (mais cela est peu probable pour l'orage d'octobre d'EXAEDRE, qui présente très peu d'événements, voir 2) ou le bruit dû au vent. Pour EXAEDRE, les données sur le vent (mesurées pendant le même intervalle de temps que le signal sonore analysé et au même endroit, voir l'annexe A) indiquent un vent un peu plus fort en octobre qu'en septembre (sa valeur moyenne était deux fois plus élevée pendant l'orage du 2 octobre que dans celle du 17 septembre), mais certains événements de septembre ont néanmoins un niveau de cohérence plus élevé que ceux d'octobre, pour des niveaux de vent comparables. Quoi qu'il en soit, la figure montre que la cohérence doit être considérée comme un facteur important à considérer dans l'analyse. La prise en compte de la totalité du signal de pression au niveau d'un seul microphone pour calculer l'énergie de la source peut incorporer des signaux qui peuvent être attribués sans certitude à une source unique au sein de l'éclair.

Grâce à la combinaison de l'identification des sources et de la rétro-propagation, l'influence de l'absorption et de la stratification de la densité est prise en compte par notre méthode, contrairement aux méthodes précédentes. La figure 4.6 quantifie l'importance de ces deux effets en représentant le rapport entre la puissance totale calculée en les prenant en compte, et la puissance totale évaluée en les omettant. Ce rapport est toujours supérieur à un. Pour de nombreux événements, il se situe entre un et trois, ce qui correspond à la plupart des événements CG dont la puissance se situe principalement dans l'arc en retour (comme pour l'événement E.4) et donc à des altitudes faibles ou modérées (jusqu'à quelques kilomètres). Les valeurs peuvent cependant être beaucoup plus élevées pour les +SPCG, CG+, IC+ ou certains CG-, pour lesquels la puissance se situe principalement dans la couche centrale négative N ou positive supérieure P intra-nuage (pour l'événement E.34 par exemple), conduisant à un rapport atteignant presque 11. Dans tous les cas, l'effet de la stratification de la densité est dominant par rapport à celui de l'absorption standard. Rappelons que le modèle d'absorption est cependant limité à la relaxation moléculaire. L'absorption par les gouttelettes de nuages [Baudoin et al., 2011], ou bien la diffusion par la turbulence atmosphérique, augmenterait encore l'absorption, et donc la puissance de la source lors de la rétro-propagation du signal. Toutefois, ces effets sont difficiles à quantifier avec précision et sont probablement plus importants à des fréquences élevées (voir équation 3.17).

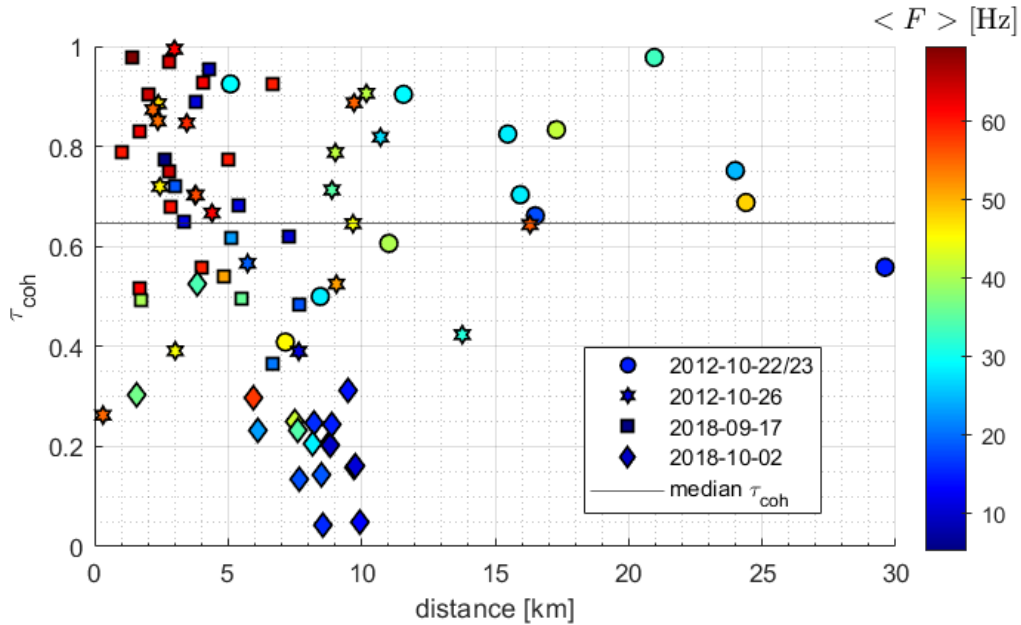


Figure 4.5: Taux de cohérence en fonction de la distance au sol, coloré par la fréquence moyenne $\langle F \rangle$. Les marqueurs circulaires et étoilés correspondent aux orages de SOP1 (respectivement le 22 ou 23 octobre 2012 et le 26 octobre 2012), les marqueurs carrés et losanges correspondent aux orages d’EXAEDRE (respectivement le 17 septembre 2018 et le 2 octobre 2018).

En résumé, cette discussion montre que les erreurs sur l’évaluation de la puissance lorsque l’on ne tient pas compte de l’influence de la corrélation, de la stratification et de l’absorption peuvent typiquement varier entre une surestimation d’un facteur 10 de la puissance du tonnerre (dans le cas d’un éclair de basse altitude avec un niveau de cohérence de l’ordre de 10%) et une sous-estimation d’un facteur 10 (éclair de haute altitude avec un niveau de cohérence de l’ordre de 100%), c’est-à-dire une incertitude de deux ordres de grandeur. Notre méthode réduit donc considérablement cette incertitude. Cependant, elle n’est pas parfaite : (i) une partie du signal jugé incohérent par l’algorithme PMCC peut être un signal physique de tonnerre, (ii) seule la stratification de la densité est prise en compte et non celle de la vitesse du son ou du vent, et (iii) l’absorption peut être sous-estimée. Des possibilités d’amélioration sont discutées dans la conclusion.

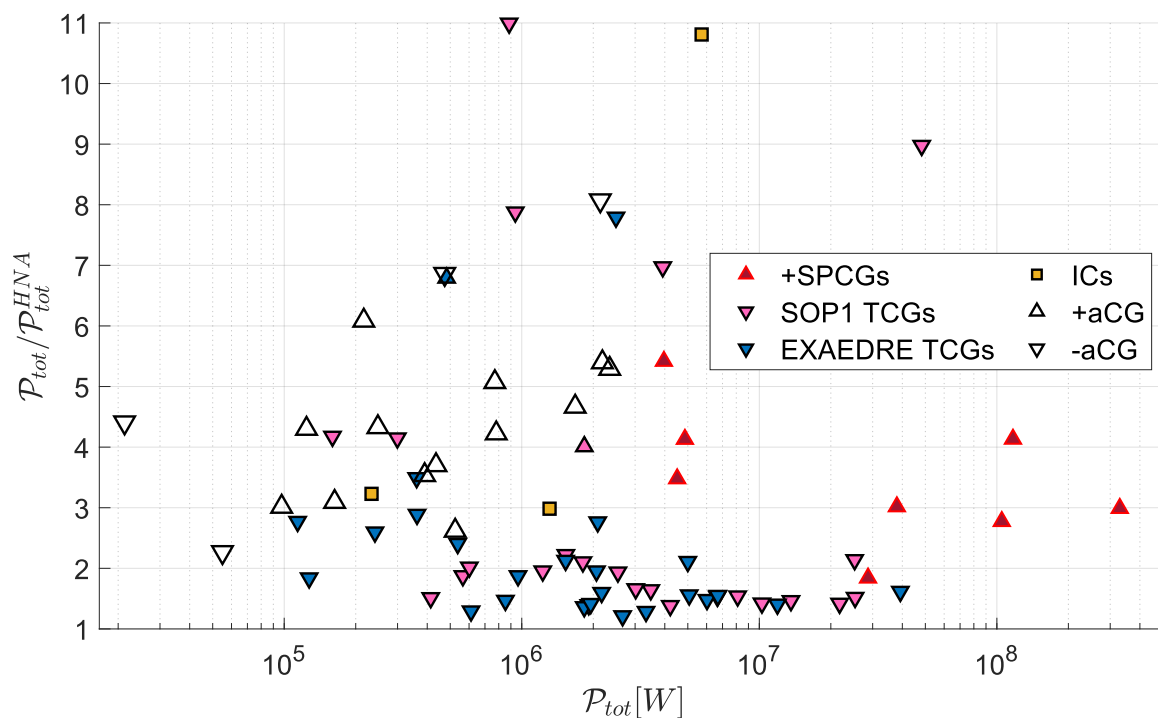


Figure 4.6: Rapport entre la puissance totale \mathcal{P}_{tot} calculée en tenant compte de l'absorption atmosphérique et de la stratification de la densité, et la puissance totale calculée sans en tenir compte \mathcal{P}_{tot}^{HNA} , en fonction de la puissance totale. Triangles rouges pour +SPCGs ; triangles magenta pour SOP1 TCGs ; triangles bleus pour les TCGs EXAEDRE ; triangles blancs pour les aCGs EXAEDRE (triangles ascendants/descendants pour les CG+/-), carrés jaunes pour les IC+.

4.3 Corrélation entre les paramètres acoustiques et électriques

Théoriquement, le courant électrique $I(t)$ d'un éclair peut être relié à l'énergie totale par unité de longueur E_l par l'expression

$$E_l = \frac{1}{\pi R_0^2} \int_0^{t_d} \rho I^2 dt, \quad (4.2)$$

avec R_0 le rayon initial du canal de la foudre, ρ la résistivité du plasma et t_d la durée de la décharge. Selon Troutman [1969] et Uman et al. [1970], la majeure partie de l'énergie totale est utilisée pour le travail thermodynamique d'expansion du canal, qui est directement à l'origine de la formation de l'onde de choc conduisant à l'émission du tonnerre. Les paramètres acoustiques et électriques devraient donc être fondamentalement liés, de sorte que nous pouvons nous attendre à ce que la variabilité de la puissance acoustique soit en partie expliquée par la variabilité de certaines quantités électriques. Expérimentalement, Depasse [1994] observe la relation suivante

$$E_l = 2.2 \left[\int_0^{t_d} I^2 dt \right]^{0.64}, \quad (4.3)$$

avec un coefficient de corrélation entre ces deux quantités égal à 0.76 (correspondant à un coefficient de détermination $R^2 = 0.5$). Ce résultat est obtenu pour 24 éclairs déclenchés, le déclenchement permettant d'avoir une mesure fiable de $I(t)$ et E_l étant mesuré selon le modèle de Few [1969] par le pic du spectre de fréquence. Le signal du tonnerre est mesuré dans le champ très proche à 70 m du canal de la foudre. En raison du déclenchement, il est probable que les événements observés ne soient que des CG-.

Dans la présente étude, nous n'avons accès qu'au courant de crête $I_{max} = \max(I(t), 0 \leq t \leq t_d)$, et au CMC (*Charge Moment Change*) qui est proportionnel à la longueur du canal et au courant intégré $\int_0^{t_d} I(t) dt$. Depasse [1994] a également déduit de mesures une relation entre l'énergie acoustique par unité de volume E_{vol} mesurée à la position du microphone et le courant de crête

$$E_{vol} = 1.31 \times I_{max}^{1.61}, \quad (4.4)$$

encore une fois avec un coefficient de corrélation de 0.76.

Pour établir des corrélations entre les paramètres acoustiques et électriques, nous considérons tous les événements de notre base de données d'éclairs naturels, à l'exception des événements ambigus. Pour ces derniers, nous avons des doutes soit sur leur rapport signal/bruit, soit sur la qualité de leur reconstruction, soit sur leur classification correcte en tant que CG. Le nombre d'événements considérés est donc de 61, soit des CG \pm (et 3 IC+) mesurés à des distances allant jusqu'à une dizaine de km. Comme paramètres, nous considérons d'une part la puissance acoustique totale \mathcal{P}_{tot} , l'énergie acoustique totale \mathcal{E}_{tot} , la source de puissance acoustique maximale \mathcal{P}_{max} et la source d'énergie acoustique maximale \mathcal{E}_{max} ; et d'autre part

Table 4.1: Coefficients de détermination R^2 pour les régressions linéaires entre les logarithmes des paramètres acoustiques et électriques. Pour $|I_{max}|$, la première valeur correspond à la prise en compte des seuls événements ayant une valeur (i)CMC, et la seconde à tous les événements CG non ambigus étudiés.

R^2	$ iCMC $	$ CMC $	$ I_{max} $
\mathcal{P}_{tot}	0.53	0.56	0.57 / 0.61
\mathcal{P}_{max}	0.21	0.22	0.43 / 0.52
\mathcal{E}_{tot}	0.46	0.54	0.47 / 0.54
\mathcal{E}_{max}	0.33	0.43	0.35 / 0.38

Table 4.2: Synthèse des corrélations entre la puissance acoustique totale \mathcal{P}_{tot} avec le courant crête I_{max} et le CMC. Coefficient de détermination R^2 , pente de l'ajustement linéaire p , et nombre d'événements considérés N pour (i) les événements +SPCG, (ii) les événements TCG, (iii) à la fois les +SPCG et les TCG.

$(R^2 ; p ; N)$	+SPCGs	TCGs	Both
\mathcal{P}_{tot} vs $ I_{max} $	(0.23 ; 1.07 ; 8)	(0.59 ; 1.17 ; 50)	(0.61 ; 1.33 ; 58)
\mathcal{P}_{tot} vs $ CMC $	(0.70 ; 3.19 ; 8)	(0.36 ; 0.61 ; 25)	(0.56 ; 0.68 ; 33)

le courant crête I_{max} , la variation du moment de charge (CMC) et la variation instantanée du moment de charge (iCMC, *impulse Charge Moment Change*). La table 4.1 rassemble les coefficients de détermination R^2 pour la régression linéaire entre les logarithmes de ces paramètres. Il montre que les valeurs totales sont toujours mieux corrélées que les valeurs de crête, que la puissance acoustique totale est légèrement mieux corrélée que l'énergie acoustique, et que le CMC est toujours légèrement mieux corrélé que l'iCMC. C'est pourquoi nous concentrons la discussion sur la puissance acoustique totale en fonction du CMC et du courant crête. Notons que le CMC correspond à une valeur intégrée décrivant l'ensemble de la décharge électrique (voir la section 2.1.3) et semble donc mieux adapté que l'iCMC à une comparaison avec la puissance acoustique totale.

Dans la figure 4.7a, la puissance acoustique totale \mathcal{P}_{tot} est représentée en fonction du courant crête absolu $|I_{max}|$, fourni par Météorage et les données EUCLID pour l'ensemble des 78 événements. La figure 4.7b, affiche \mathcal{P}_{tot} en fonction de la valeur absolue de $|CMC|$ pour les 31 événements (16 de SOP1 et 15 d'EXAEDRE) pour lesquels cette dernière quantité a pu être mesurée (par Janusz Mlynarczyk de Institute of Electronics, AGH University of Science and Technology, Kraków, Poland, co-auteur de la publication [Bestard et al., 2023]). Dans les deux cas, une régression linéaire sur échelle logarithmique est calculée : (i) pour les huit

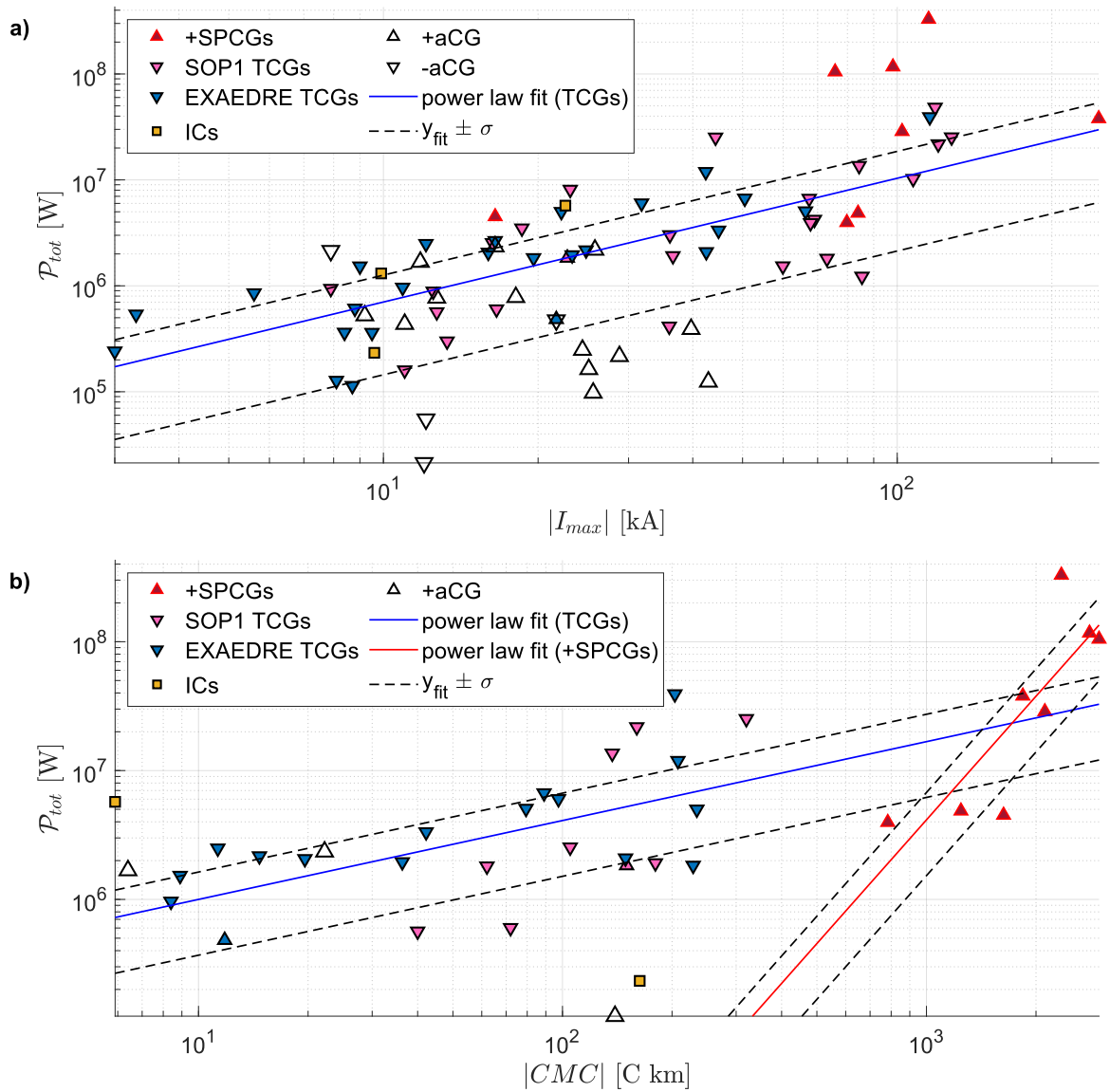


Figure 4.7: Puissance acoustique en fonction (a) du courant crête absolu ou (b) de la valeur absolue du CMC. Symboles : identiques à ceux de la Fig.(4.6). Lignes bleues (resp. rouges) : ajustement avec les événements TCG (resp. +SPCG). L'intervalle entre les lignes en pointillés contient 68% des données.

événements +SPCG, (ii) pour les CG typiques, et (iii) pour les deux catégories. Les résultats sont résumés dans la table 4.2 où nous indiquons le coefficient de détermination R^2 , la pente p de l'ajustement linéaire et le nombre d'événements considérés N . Les ajustements pour les TCG sont également visibles sur la figure 4.7a, ainsi que l'ajustement \mathcal{P}_{tot} vs $|CMC|$ pour les +SPCG uniquement sur la figure 4.7b.

Les résultats de ces corrélations entre la puissance acoustique totale et le CMC ou le courant crête nous permettent de constater que les corrélations sont également bonnes pour les deux paramètres électriques CMC et I_{max} lorsque l'on considère l'ensemble des événements (avec respectivement $R^2 = 0.56$ et $R^2 = 0.61$). Cependant, cela n'est probablement pas dû aux mêmes événements : d'une part, la puissance acoustique totale des événements +SPCG est significativement corrélée avec leur CMC ($R^2 = 0.70$), mais faiblement avec leur courant crête. D'autre part, la puissance acoustique totale des événements TCG est mal corrélée avec leur CMC mais significativement avec leur courant crête ($R^2 = 0.59$). De plus, pour les TCG, l'exposant obtenu $p = 1.17$ dans la relation de corrélation entre la puissance acoustique et le courant de crête est *très proche* de l'exposant $p = 1.21$ déduit des observations de Depasse [1994] (en combinant ses équations (11) et (17) ou l'équation 4.3). Rappelons que dans les deux cas, une grandeur énergétique à la source est considérée, soit l'énergie injectée par unité de longueur E_l ou, ici, la puissance acoustique. Cette valeur diffère de la valeur $p = 1.61$ (d'après l'équation 4.4) observée pour une quantité énergétique au niveau du récepteur. Nous pouvons donc conclure que nos résultats sont en accord avec ceux de Depasse [1994], mais désormais pour 50 éclairs naturels TCG observés lors de quatre orages différents à des distances allant jusqu'à une dizaine de km, qui viennent donc s'ajouter aux 24 éclairs déclenchés observés à 70 m par 4.4. Notre gamme de courants crête observés est également légèrement plus large, entre 3 kA et plus de 100 kA, au lieu d'une gamme de 4.5 à 49.9 kA pour Depasse [1994]. La corrélation observée pour les CG typiques est également cohérente avec les corrélations rapportées entre le courant crête et la puissance optique mesurée soit depuis le sol pour les éclairs déclenchés [Idone and Orville, 1985] et naturels [Quick and Krider, 2013] dans la plage [1 – 40] kA, soit depuis l'espace [Kikuchi et al., 2017] dans la plage [7 – 88] kA. Cependant, le paramètre I_{max} ne peut suffire à lui seul à expliquer toutes les observations, et en particulier les écarts par rapport à l'ajustement. Le modèle de da Silva and Pasko [2014] (voir leur Figure 3a) montre une relation linéaire entre la pression acoustique et le courant crête, mais avec une pente fortement dépendante de la durée de la phase de courant fort (c'est-à-dire la durée de maintien ("sustain") du courant crête dans la forme d'onde temporelle du courant). Pour une valeur de I_{max} donnée, la pression peut varier d'un facteur 2.5. Leur modèle est toutefois limité à un courant crête de 2 kA, alors que nos valeurs de courant crête typiques sont environ 10 à 100 fois plus élevées pour la plupart des événements du type CG. Nous pouvons donc nous attendre à des sensibilités encore plus grandes à la forme temporelle précise du courant.

La différence observée entre les TCG et les +SPCG pourrait s’expliquer par le fait que la mesure du courant crête est connue pour présenter une incertitude plus élevée pour les décharges positives, alors que le CMC est connu pour bien caractériser les événements +SPCG [Pasko et al., 2012]. La bonne corrélation entre puissance acoustique et CMC a déjà été remarquée par Lacroix et al. [2018] pour 7 des 8 +SPCG actuels. Pour ces événements, un ajustement a été donné pour l’énergie acoustique par longueur d’arc mesurée à la position du microphone ; il n’y a donc pas eu de compensation pour les effets de la distance, de l’absorption et de la stratification de la densité. Néanmoins, la valeur obtenue en puissance $p = 4$ du CMC n’est pas très différente de la puissance actuelle $p = 3.19$. Nous observons également que les valeurs du CMC de tous les événements +SPCG (entre 780 et 2980 C km) sont un ou deux ordres de grandeur plus grandes que les CMCs de tous les autres événements (entre 8 et 320 C km). Nous pouvons conclure que I_{max} est le paramètre électrique le plus efficace pour décrire les CGs typiques. Pour les +SPCGs, il est plus difficile de conclure étant donné le faible nombre d’événements. Cependant, cela montre que le CMC peut être un paramètre intéressant pour caractériser l’émission acoustique de ces événements.

Nous pouvons compléter cette analyse en comparant la corrélation entre la puissance acoustique totale et le courant crête pour les événements dont la puissance acoustique totale est supérieure ou inférieure à 2 MW. Ce faisant, nous obtenons respectivement $R^2 = 0.50$ et $R^2 = 0.04$. Cela pourrait signifier que les événements de faible puissance sont plus difficiles à estimer acoustiquement en raison de leur faible rapport signal/bruit. Cependant, la plupart de ces événements de faible puissance ont une classification ambiguë et certains d’entre eux pourraient être en fait des IC pour lesquels nous pourrions nous attendre à un comportement différent de celui des CG. Plusieurs événements ambigus (ainsi que deux de nos trois IC+ certains) se situent néanmoins dans la plage d’incertitude (dans les lignes pointillées de la figure 4.7a) $y_{fit} \pm \sigma$ avec $\sigma = \delta \times y_{fit}$, δ étant la différence relative. Cette valeur $\delta = 0.8$ est choisie de manière à ce que 68% des données se situent dans cet intervalle. Quelques autres événements ambigus (ainsi que l’IC+ E.34) se situent même au-dessus de la limite supérieure, de même que cinq des huit +SPCG. Notons que cette valeur de δ signifie un rapport d’erreur entre $1 - \delta = 0.2$ et $1 + \delta = 1.8$. Ceci est cohérent avec les résultats de l’annexe D où l’on observe un rapport entre les pressions maximales mesurées et reconstruites dans l’intervalle $[0.5 - 1.5]$, donc dans l’intervalle $[0.25 - 2.25]$ pour la puissance acoustique.

Conclusion

Les données acoustiques de la campagne EXAEDRE en Corse (2018) sont analysées pour deux orages, l'un étant sensiblement plus actif que ceux étudiés précédemment (SOP1, Cévennes, 2012). En utilisant les méthodes standards de détection des sources acoustiques en plus de la reconstruction électromagnétique (VHF) et de la localisation des impacts au sol (VLF-LF), nous sommes capables de reconstruire la distribution spatiale 3D des sources acoustiques d'un éclair et de compenser les principaux effets de propagation (divergence sphérique, atténuation exponentielle et stratification de la densité). En supposant que chaque détection est une source ponctuelle, nous estimons la distribution de la puissance acoustique dans un grand nombre (78) d'éclairs naturels. Nous montrons également l'importance de ne prendre en compte que le signal cohérent des microphones, et de compenser l'absorption acoustique et (surtout) la stratification de la densité. Dans certains cas, l'énergie du signal cohérent peut être inférieure à 10% du signal total, alors que la stratification de la densité augmente la puissance de la source d'un rapport de 10 lorsque le pic de puissance est situé à haute altitude dans le nuage.

Ce nouvel outil nous permet d'analyser tout d'abord la distribution de la puissance totale de chaque événement. Elle s'étend sur plus de quatre ordres de grandeur (de 21.2 kW à 330 MW), une plage déjà observée précédemment par les détections optiques et électromagnétiques. La deuxième observation essentielle du présent travail est que la distribution spatiale de la puissance rayonnée au sein de chaque événement semble très variable. Certains événements sont assez homogènes ; cependant, dans la majorité des cas de CG, la puissance acoustique est très localisée dans de petites sections du canal de l'arc en retour. Cette observation contredit l'hypothèse couramment utilisée pour les modèles de tonnerre, supposant tous une distribution homogène de l'énergie acoustique à l'intérieur des éclairs [Few, 1969; Ribner and Roy, 1982; Anderson et al., 2014; Lacroix et al., 2019]. D'autres événements montrent également une localisation de la puissance acoustique plutôt dans les couches intra-nuage.

La puissance acoustique totale des éclairs montre une assez bonne corrélation avec certains paramètres électromagnétiques. Tout d'abord, pour la plupart des événements CG, nous observons une bonne corrélation avec le courant crête. Ceci est donc en accord avec les résultats de la littérature obtenus soit pour un plus petit nombre d'éclairs déclenchés [Depasse, 1994], soit pour un seul événement déclenché conduisant à des décharges successives [Wang et al., 2022]. À l'exception de deux cas, tous les événements CG+ que nous observons sont des événements acoustiquement puissants, qui ont donné lieu à des sprites [Soula et al., 2015]. Pour ce groupe, une bonne corrélation est observée avec la variation du moment de charge, en accord avec une observation précédente [Lacroix et al., 2018]. Pour ce type d'événements, la corrélation avec le courant crête s'avère en revanche très faible, tout comme la corrélation avec le CMC pour les CG typiques. Le nombre d'observations pour ce type d'événements rares est cependant limité à 8 cas seulement, et d'autres données seraient nécessaires pour consolider les tendances préliminaires exposées ici. De la même manière,

les IC avérés sont trop peu nombreux pour que l'on puisse établir une corrélation avec les paramètres électriques. Il reste pour finir le groupe des événements ambigus (initialement classés par l'analyse LLS comme CG mais sans connexion acoustique claire au sol). Ces événements ont généralement une puissance acoustique plus faible, ne présentent pas de corrélation claire avec le courant crête et ont un CMC trop petit pour être mesurable.

Ce chapitre a permis de présenter des exemples de localisation 3D de la puissance acoustique des éclairs, et d'en discuter de manière globale la valeur totale et sa corrélation avec des paramètres électriques. Le chapitre suivant a pour objectif de tirer plus largement profit de la représentation spatiale de cette puissance, afin d'étudier son lien potentiel avec des variations locales d'autres grandeurs physiques et la structuration attendue des nuages d'orage en couches de charges. Nous choisissons donc de comparer la distribution de puissance acoustique en altitude, avec celle de la puissance VHF mesurée par les réseaux d'antenne LMA, qu'on sait être liée à la structure locale et instantanée des charges au sein du nuage [Mazur, 2002; Medina et al., 2021]. Le chapitre suivant a donc pour objectif d'étudier ce qu'apporte la connaissance de la puissance acoustique émise localement, à l'étude du lien entre la structure acoustique de cette puissance et la structure électrique dans le nuage.

CHAPITRE 5

Stratification verticale de la puissance acoustique

Sommaire

Introduction	112
5.1 Analyse par éclair	113
5.1.1 Deux cas de référence	113
5.1.2 Deux exemples de décharges intra-nuages positives	116
5.1.3 Deux exemples de décharges nuage-sol négatives	118
5.1.4 Deux exemples de décharges nuage-sol positives	120
5.1.5 Deux derniers cas plus complexes	122
5.1.6 Principales tendances identifiées dans ces cas individuels	124
5.2 Analyse par orage	125
5.2.1 Orage du 26 octobre 2012	125
5.2.2 Orage du 22-23 octobre 2012	129
5.2.3 Orage du 17 septembre 2018	130
5.2.4 Orage du 2 octobre 2018	134
5.3 Synthèse	136
5.3.1 Comparaison acoustique et VHF	136
5.3.2 Vers une catégorisation acoustique des éclairs ?	138

Introduction

Dans le chapitre 4 nous avons présenté une analyse basée sur la puissance acoustique totale de 78 éclairs, caractérisant la variabilité de cette grandeur globale en la comparant notamment à des paramètres électriques (courant crête et CMC). Nous avons observé des tendances propres aux différentes classifications des décharges (+SPCG, TCG, IC, aCG), donnant pour chacune des pistes d'explication quant aux hétérogénéités entre événements de la puissance totale. Dans le présent chapitre, nous proposons une analyse du profil vertical des sources acoustiques et VHF reconstruites en 3D sur l'ensemble de notre base de données. Cette représentation verticale est un standard dans la plupart des descriptions des éclairs reconstruits en 3D par des capteurs de type LMA, car elle fournit un aperçu local de la structure de charges du nuage ayant produit ces décharges [Rison et al., 1999]. Récemment, Soula et al. [2015] utilisent ces projections pour décrire l'évolution de la structure du nuage durant l'orage de la nuit du 22-23 octobre 2012, initialement classique puis s'inversant en fin d'orage (passant probablement d'une structure de tripôle PNP à un tripôle NPN, voir chapitres 1 et 2). L'objectif est ici de transposer cette approche à la reconstruction acoustique (en nombre de sources et en puissance), en la comparant toujours aux observations VHF. Cette démarche prolonge l'étude qui a été effectuée sur SOP1 pour la journée du 26 octobre 2012, par Gallin et al. [2016]. Ses auteurs ont comparé statistiquement les détections électromagnétiques effectuées par le LMA (bande VHF) avec les sources reconstruites acoustiquement dans la bande [1 – 40] Hz. De plus, Gallin et al. [2016] ont proposé une comparaison statistique des distributions verticales du nombre de sources VHF et acoustiques, montrant que les mesures acoustiques à une distance supérieure à 30 km étaient défailantes, et que les détections à une distance inférieures à 10 km de AA rendaient compte de façon optimale de la structure de charge du nuage, tout en ajoutant de l'information dans les deux premiers kilomètres à proximité du sol difficile d'accès aux antennes LMA.

Nous prolongeons ici l'analyse effectuée par Gallin et al. [2016] en étendant la bande d'analyse acoustique à [1 – 100] Hz, en ajoutant la comparaison des distributions verticales de puissance VHF et acoustique (rendue possible par notre méthode d'évaluation de la puissance acoustique présentée dans le chapitre 3), et en augmentant le nombre d'orages étudiés (quatre au lieu d'un seul). Nous l'appliquons tout d'abord à une étude de cas sur neuf éclairs individuels (voir section 5.1), pour établir si les sources acoustiques donnent des informations pertinentes sur la structure électrique locale (par comparaison aux sources VHF). Puis l'étude est généralisée de manière plus globale aux quatre orages de la base de données (voir section 5.2), en différenciant l'analyse entre les différentes classifications d'éclairs. La synthèse des données de détection analysées se trouve dans le chapitre 2, en particulier les Tables 2.2 et 2.3. Rappelons enfin que l'orage du 22-23 octobre 2012 est le seul pour lequel le seuil de conservation des sources VHF a été abaissé à sa détection par au moins cinq antennes du LMA, alors qu'il est de sept antennes pour les autres orages (voir chapitre 2).

	flash AA	+SPCG	TCG (-; +)	IC	aCG (-; +)
SOP1-1	13	8	5 (4;1)	0	0
SOP1-2	22	0	20 (20;0)	2	0
EXA-1	25	0	14 (13;1)	1	10 (1;9)
EXA-2	18	0	11 (11;0)	0	7 (3;4)

Table 5.1: Nombre d'éclairs reconstruits acoustiquement au réseau AA. Première colonne : nombre total de flash. Colonnes suivantes : CG+ intenses ayant généré un sprite, CG typiques (dont CG- ; dont CG+), intranuages IC, évènements considérés comme ambigus.

5.1 Analyse par éclair

5.1.1 Deux cas de référence

Les figures 5.1 et 5.2 présentent la structure verticale de deux éclairs de SOP1, respectivement les flashes S.28 et S.29. L'évènement S.28 correspond à un CG- daté du 26 octobre 2012 à 20:35:00.075 UTC et localisé à une distance de 2 km du réseau de reconstruction acoustique AA. Son courant crête est très intense, -127.6 kA. Le flash S.29 est un IC+ qui s'est produit seulement une minute après, à 20:35:58.856 UTC, à une distance de 5.7 km de AA et 7.5 km de S.28. Cette proximité spatiale et temporelle permet de considérer que les flashes appartiennent tous deux à la même cellule orangeuse, et que les conditions atmosphériques pour les deux étaient similaires. Le courant crête de S.29 est de 9.9 kA, un ordre de grandeur typique des IC. Les figures représentent, sur la première colonne, la projection ouest-est des reconstructions 3D acoustique et VHF. Sur la ligne du dessus, les sources acoustiques sont colorées par leur puissance, les sources VHF sont en noir. Sur la ligne du dessous, ce sont les sources VHF qui sont colorées par leur puissance tandis que les sources acoustiques sont en noir, afin de faciliter la comparaison. La seconde colonne contient la distribution verticale de la densité linéique de sources acoustiques (en haut) et VHF (en bas), exprimée en nombre de sources (noté src) par kilomètre (src/km). La troisième colonne contient la distribution verticale de la densité linéique de puissance (en W/km). Les distributions verticales sont calculées par sommation sur des intervalles de 100 m sans recouvrement (somme du nombre de sources ou de leur puissance totale), suivie d'une normalisation permettant d'exprimer les distributions en densité par km.

Pour le cas du CG- S.28 (figure 5.1), presque toutes les sources VHF et acoustiques sont contenues sous 7 km en altitude. Le maximum de sources acoustiques est situé à 4.5 km, et semble lié au maximum VHF qui est à 5 km (cohérent avec la projection ouest-est, colonne de gauche). Un second pic de sources acoustiques apparaît un peu sous 3 km, semblant également correspondre au second pic VHF approximativement à la même altitude. Enfin, un maximum local de sources acoustiques est visible à 0.75 km, ainsi que deux pics plus

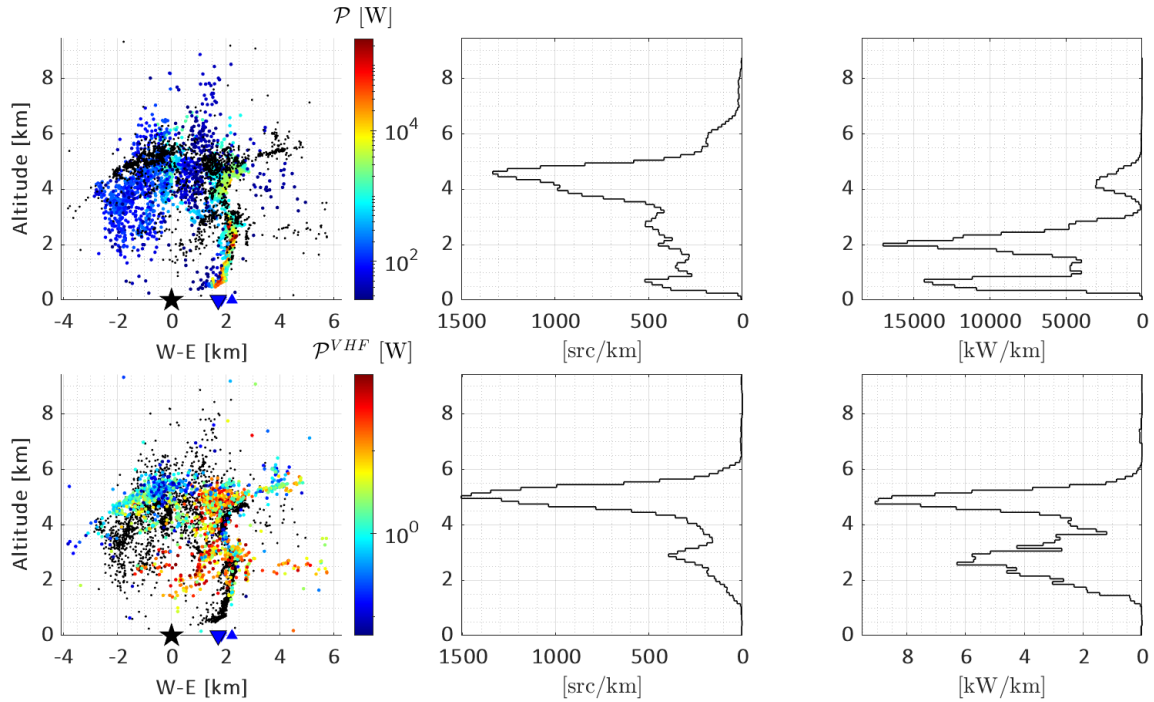


Figure 5.1: Éclair S.28, CG- de SOP1 daté 2012-10-26 20:35:00.075 UTC. En haut (resp. en bas) distribution des sources acoustiques (resp. VHF). Première colonne : projection verticale dans la direction W-E, sources colorées en puissances (échelle logarithmique), les points noirs correspondent aux sources VHF en haut, acoustiques en bas. Deuxième colonne : répartition verticale du nombre de source. Troisième colonne : répartition verticale de la densité de puissance par unité de distance en altitude. Triangle au sol : détection LLS de référence. Étoile : station acoustique.

petits à 1.25 km et 2 km, tous trois totalement invisibles d'un point de vue VHF. Sur les distributions en densité linéique de puissance acoustique, on observe que les pics de puissance les plus intenses sont à 2 km et 0.75 km, tandis que la couche présentant le plus de sources vers 5 km ne rayonne que peu de puissance acoustique. C'est au contraire la couche la plus intense pour la puissance VHF. Toutefois, la couche à 3 km montre presque autant de puissance VHF, pour un nombre bien plus réduit de sources.

Concernant l'IC+ S.29 (figure 5.2), on observe deux pics communs aux distributions acoustiques et VHF en densité linéique de sources. L'un se situe à 9 km d'altitude en acoustique et 8 km en VHF, mais leurs largeurs respectives se confondent sur au moins 1 km (entre 8 et 9 km, également cohérent avec la vue ouest-est de la colonne de gauche). Le second pic commun est autour de 5 km d'altitude aussi bien pour les sources acoustiques que VHF. Le dernier pic commun aux deux catégories de sources est détecté un peu au-dessus de 3 km, les autres pics n'étant visibles qu'en acoustique (4 et 7 km). Rien n'est mesuré sous 2 km en VHF, mais les sources acoustiques descendent jusqu'à 1 km en raison d'une décharge très intense présentant une forte extension verticale, située à moins de 2 km à l'ouest de

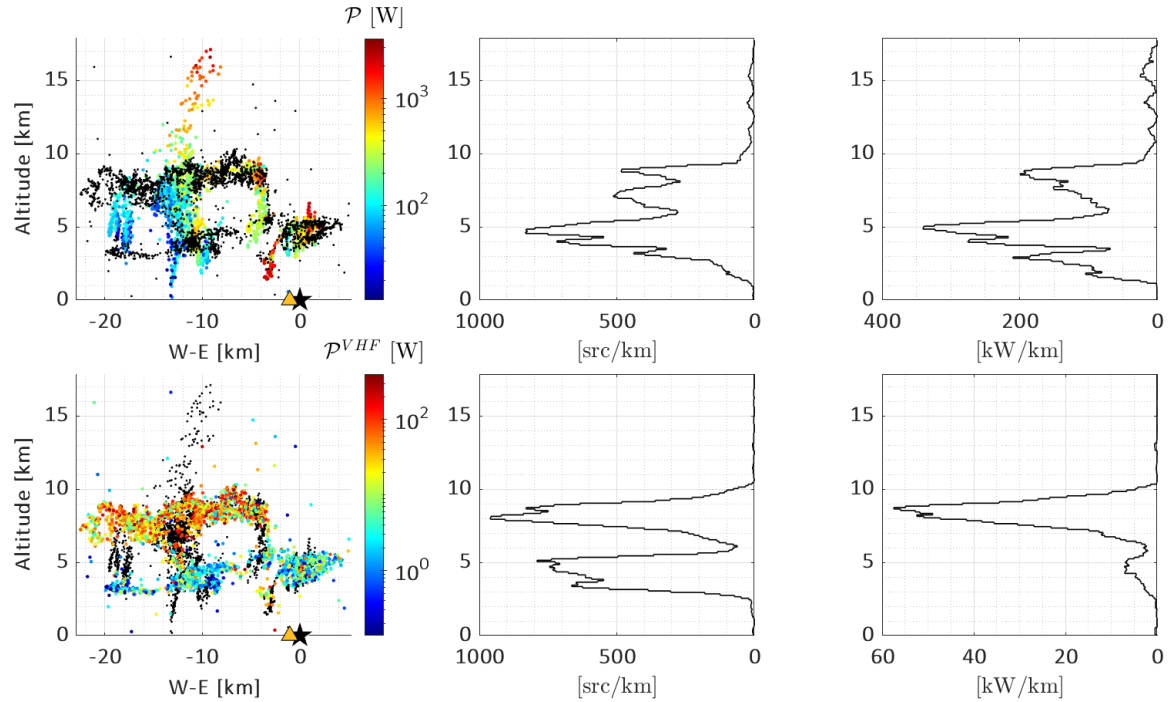


Figure 5.2: Éclair S.29, IC+ de SOP1 daté 2012-10-26 20:35:58.856 UTC. Même légende que pour la figure 5.1.

AA. C'est d'ailleurs à proximité de cette décharge que le LLS positionne sa détection. La distribution de densité linéique de puissance acoustique accentue l'importance de cette émission à basse altitude, ce qui constitue la principale différence de structure entre la distribution du nombre de sources acoustiques et celle de leur puissance. L'essentiel de la puissance est toutefois réparti au niveau des 2 pics principaux à 5 et 9 km, avec cette fois-ci la zone à 5 km émettant plus de puissance que celle au-dessus. On observe en revanche une forte hétérogénéité verticale VHF, qui malgré un nombre de sources comparables dans les deux couches présente une puissance bien plus élevée dans la couche supérieure que la couche inférieure, observation classique pour les IC+ (les leaders négatifs, se propageant donc dans les couches de charges positives, ont une intensité généralement bien plus importante que les leaders positifs [Bondiou et al., 1990; Mazur, 2002]). Sur la projection ouest-est acoustique, on observe une extension verticale au-dessus du nuage entre 10 km et 17 km. Même si cette structure est étonnante, l'absence de critère sur le rapport signal à bruit dans PMCC empêche de trancher sur son appartenance à l'éclair. Des poussées convectives à l'origine de décharges anormalement hautes ont déjà été observées [Coquillat et al., 2019]. Une méthode de détection acoustique basée sur un critère statistique de vraisemblance type MCML (*multichannel maximum-likelihood*) pourrait apporter plus de réponses [Le Pichon et al., 2022; Poste et al., 2022].

On peut remarquer la similarité de la structure de charges du nuage ayant probablement

généralisé ces deux événements. Leurs distributions partagent toutes deux une couche VHF à 5 km d'altitude, également visible acoustiquement. Elle correspond de toute évidence à la couche chargée négativement (notée N) au centre du cumulonimbus. En effet, il s'agit d'une part de l'altitude de la couche inférieure de l'IC+ qui, par définition, est un dipôle positif (voir l'introduction générale, chapitre 1). D'autre part, il s'agit de la couche la plus élevée pour le CG-, qui doit donc par définition être elle aussi négative. Les CG- étant habituellement connectés également à la couche positive (notée P) de la base du nuage, cela explique le pic VHF à 3 km d'altitude (qui s'observe également pour l'IC+, avec très peu de puissance VHF en comparaison). La couche positive P supérieure est elle très visible avec l'IC+, aussi bien acoustiquement qu'en VHF où, comme attendu, elle émet le maximum de puissance. Ces deux éclairs permettent donc d'établir que le nuage avait bien à ce moment une structure classique PNP (tripôle normal, voir l'introduction générale, chapitre 1)), aux altitudes respectives d'environ 3 km, 5 km et 8 km. Ces couches sont détectées acoustiquement avec des écarts en altitude, compris entre 500 m à presque 1 km pour la couche la plus haute (voir discussions dans Gallin et al. [2016] et dans le chapitre 3 sur les hypothèses de reconstruction, avec augmentation de l'erreur avec la distance à AA), avec une tendance à la sous-estimation de cette distance à basse et moyenne altitude, et une sur-estimation à haute altitude. On observe également que dans le cas du CG-, l'arc en retour rayonne une part importante de la puissance avec des sources acoustiques situées en dessous de 1 km, donc clairement sous le nuage.

Ces deux exemples (S.28 et S.29), par leur relative simplicité et leur appartenance à la même cellule orageuse, permettent d'illustrer efficacement le lien apparent entre la structure verticale des orages et leur contenu acoustique, via une validation par comparaison avec les données électromagnétiques. Les exemples suivants permettent d'étendre ces observations aux autres catégories d'événements (CG+), aux autres journées d'orages (22-23 octobre 2012, 17 septembre et 02 octobre 2018) et à des configurations moins classiques (structures non horizontales, décharges multiples) afin d'en montrer les tendances et variabilités.

5.1.2 Deux exemples de décharges intra-nuages positives

La figure 5.3 présente l'éclair E.34, un IC+ d'EXAEDRE daté du 17 septembre 2018 à 13:42:24.586 UTC, situé à 7.2 km de AA. Sa structure VHF, constituée de deux couches horizontales comme pour l'IC+ s.29, présente une altitude toutefois plus élevée : la couche inférieure est détectée à 6.5 km en VHF (et 7 km en acoustique), et la couche supérieure à 11 km (presque 12 km en acoustique, la différence d'altitude entre les détections acoustiques et VHF est discutée plus en détails pour cet événement dans le chapitre 4). La puissance VHF est ici encore bien plus élevée dans la couche supérieure positive que dans la couche inférieure négative, cette différence étant nettement plus prononcée que pour S.29. La distribution en sources acoustiques est cette fois-ci très similaire à son pendant VHF, avec néanmoins légèrement plus de sources dans la couche basse, mais une puissance acoustique

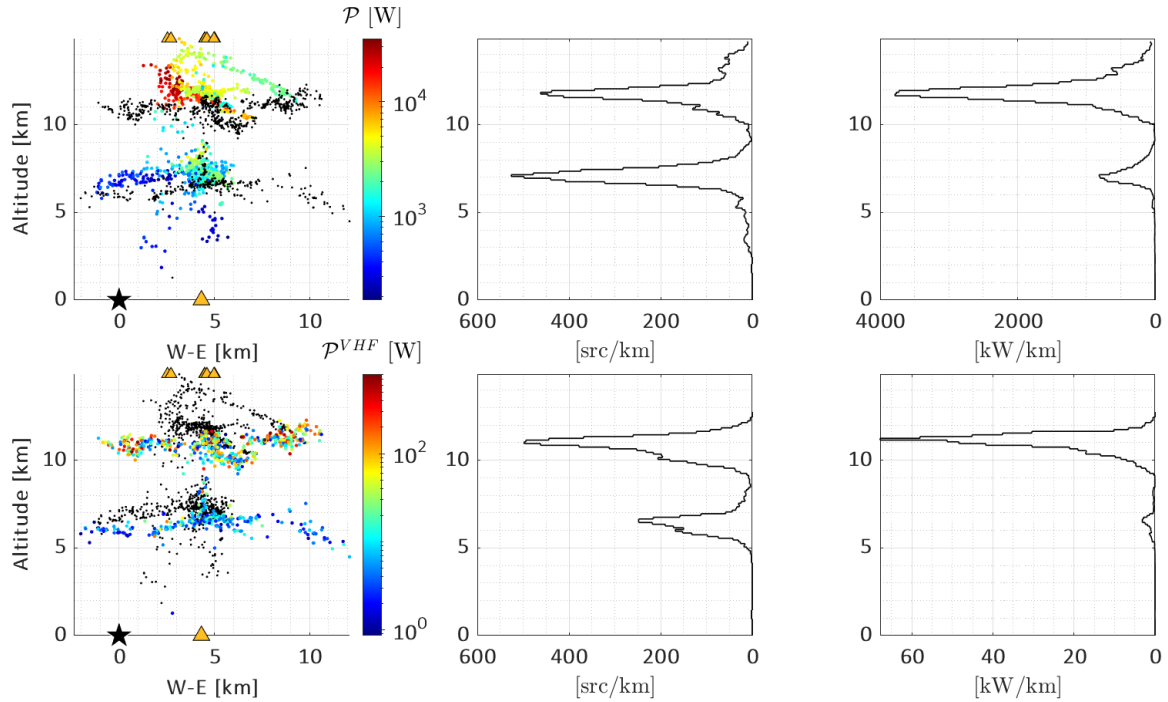


Figure 5.3: Éclair E.34, IC+ d'EXAEDRE daté 2018-09-17 13:42:24.586 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Triangles oranges localisés arbitrairement en altitude : autres détections IC+.

bien plus importante dans la couche haute, en accord avec la structure VHF, et très peu de sources à basse altitude. En comparant les projections ouest-est de ces deux IC+, on observe également que les distributions 3D des hétérogénéités de puissance VHF et acoustique ne sont pas systématiquement liées. Pour le cas IC+ S.29, la puissance acoustique présente une structure acoustique semblant majoritairement connecter verticalement les couches chargées les plus proches de AA, tandis que pour l'IC+ E.34, elle semble répartie de manière plus horizontale, et donc plus similaire à la répartition de puissance VHF.

La figure 5.4 présente l'évènement E.39 d'EXAEDRE, détecté à 14:27:26.136 UTC le 2 octobre 2018. Initialement considéré comme un aCG- (évènement classé CG- par le LLS, vu comme ambigu du point de vue acoustique), nous l'avons requalifié en IC+ (voir discussion annexe). Les distributions verticales en densité de sources et de puissance VHF correspondantes corroborent bien cette hypothèse, avec une répartition similaire à l'éclair E.34 : une couche supérieure à 8 km présentant un maximum en nombre de sources et en puissance VHF bien supérieur à la couche inférieure à 5 km. Les distributions acoustiques sont plus diffuses, même si le maximum à 8 km y est confirmé aussi bien en nombre de sources qu'en puissance. La couche inférieure est vue acoustiquement un peu plus haut (vers 6 km) qu'en VHF. La géométrie acoustique est là aussi presque exclusivement verticale et connecte les deux couches VHF, de façon similaire à l'IC+ S.29 de SOP1.

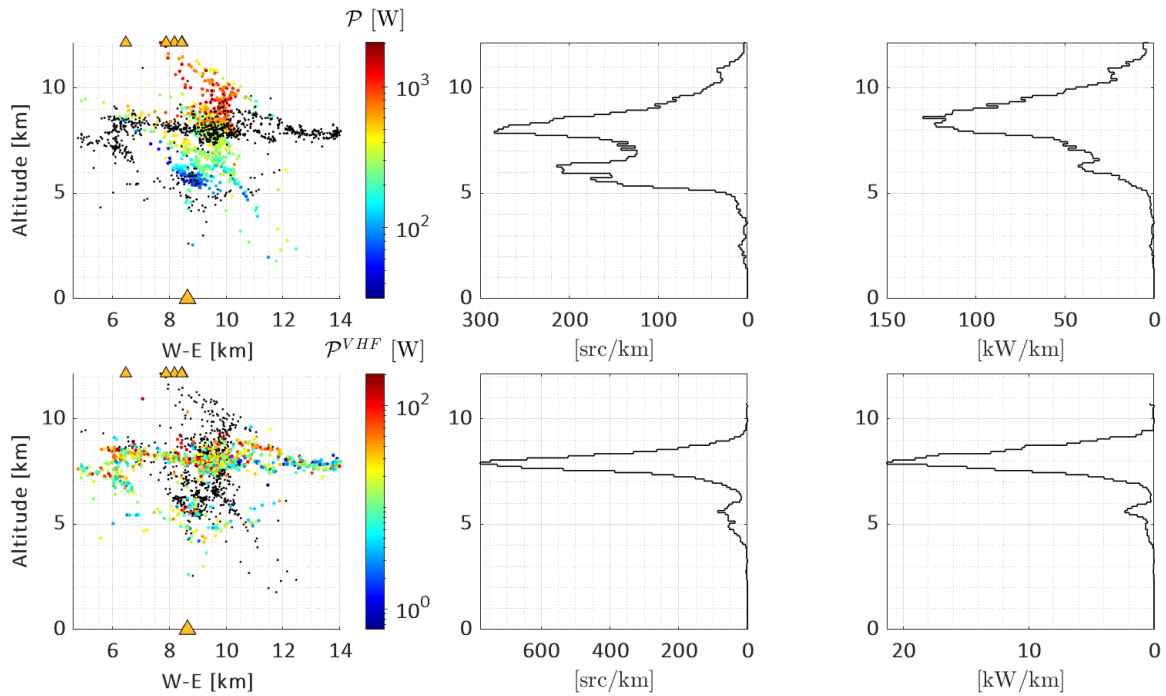


Figure 5.4: Éclair E.39, IC+ d'EXAEDRE daté 2018-10-02 14:27:26.136 UTC. Même légende que pour la figure 5.1.

5.1.3 Deux exemples de décharges nuage-sol négatives

La figure 5.5 présente le CG- E.4 d'EXAEDRE daté du 17 septembre 2018 à 11:55:56.757 UTC, déjà étudié dans les chapitres 3 et 4 du présent manuscrit. De la même façon que l'éclair CG-S.28, on observe une couche de charges à un peu plus de 4 km aussi bien dans la distribution de densité de sources acoustiques que VHF. Toutefois, la puissance acoustique de ce pic est peu prononcée, contrairement à sa puissance VHF. Les sources VHF présentent également deux maximums de densité à 6 km et 7.5 km non détectés acoustiquement. En revanche, les sources acoustiques sont concentrées également à 3 km (avec une puissance plus importante et un pic en puissance VHF à cette altitude, un peu plus intense que celui à 6 km). Le pic principal de puissance acoustique est autour de 750 m, avec un pic intermédiaire autour de 2 km, les deux étant visibles également en nombre de sources acoustiques mais pas en VHF. Les distributions de puissance linéique mettent donc en évidence le bas du nuage (probable couche P inférieure) que ce soit en VHF ou en acoustique : les puissances VHF font ressortir le pic à 3 km d'altitude qui n'était distinguable en nombre de sources que via l'acoustique. Le reste de la structure VHF est similaire entre distribution de sources ou de puissance, signe de sa relative homogénéité. Les sources acoustiques ont des maximums de puissance aux quatre mêmes altitudes que les pics en nombre de sources, mais dans des amplitudes relatives totalement inversées.

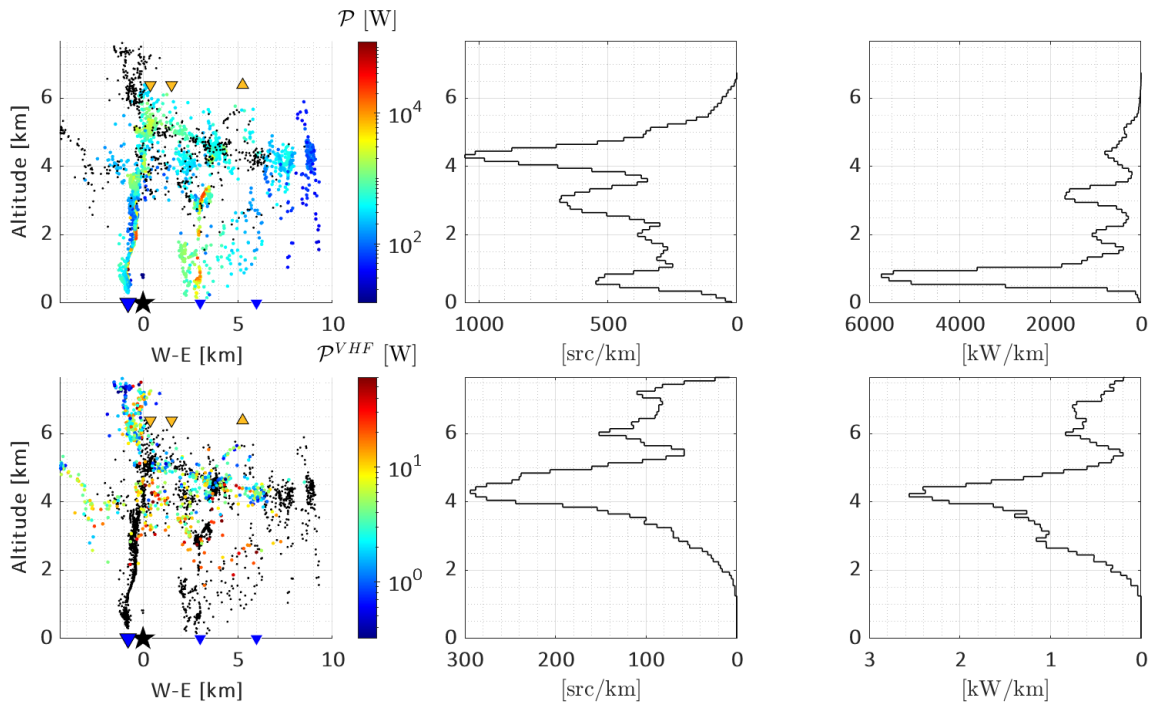


Figure 5.5: Éclair E.4, CG- d'EXAEDRE daté 2018-09-17 11:55:56.757 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Les petits triangles représentent les autres détections LLS CG- (triangles bleus au sol) et IC (triangles jaunes en altitude arbitraire)

De la même manière que pour le CG- S.28, les sources acoustiques présentent donc un maximum spécifique proche du sol et sont également particulièrement intenses à l'altitude de la couche positive en bas du nuage. La connexion avec la couche négative centrale semble aussi visible acoustiquement, mais significativement moins puissante que les sources proches du sol dans les deux exemples. Si on se fie aux détections VHF, la structure est similaire entre les deux éclairs S.28 et E.4, mais pour ce dernier avec des couches qui ne sont pas réellement horizontales, diminuant d'environ 1 km d'altitude en allant de l'ouest vers l'est. On passe ainsi de couches positives et négatives à respectivement 4 km et 6 km au-dessus de la station, à des altitudes de 3 km et 5 km plus à l'est au sein du même nuage, rejoignant alors les valeurs observées pour S.28 qui sont elles stables en altitude. L'écart semble conservé, égal à environ 2 km. Dans ces deux exemples de CG- enfin, la puissance VHF est également plus importante dans la couche P inférieure (moitié inférieure de la géométrie 3D).

Enfin, nous étudions le CG- S.37 de SOP1 détecté le 26 octobre 2012 à 20:49:03.347 UTC. Il se différencie fortement des deux exemples précédents, d'une part car sa structure VHF est plus diffuse et présente des altitudes typiques moins facilement identifiables sur la distribution verticale de sources et de puissance VHF que les sources acoustiques. On peut s'aider de la représentation 3D projetée dans le plan ouest-est pour identifier des structures horizontales à 2 km et 4 km d'altitude, mais beaucoup d'autres sources VHF sont réparties verticalement

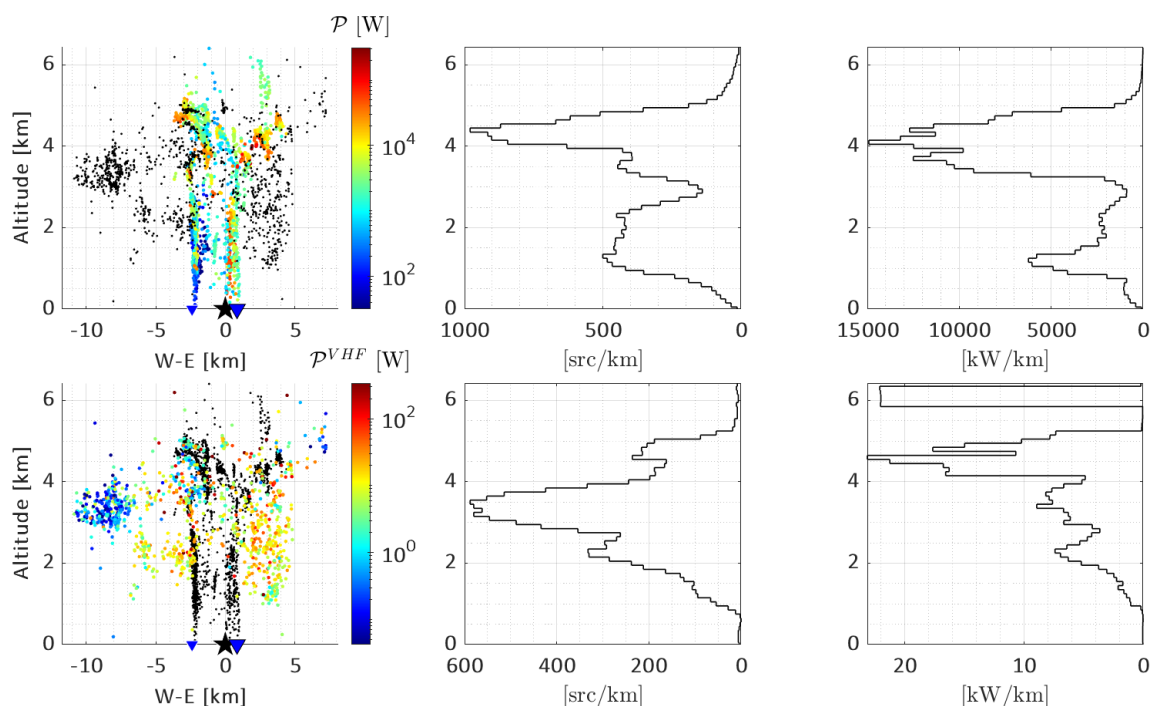


Figure 5.6: Eclair S.37 de SOP1, CG- daté 2012-10-26 20:49:03.347 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Le petit triangle bleu au sol représente une seconde détection LLS CG-.

et rendent donc plus complexe l'interprétation des distributions verticales. De manière surprenante, bien que la géométrie des sources acoustiques soit majoritairement verticale car orientées selon les arcs en retour, la structure horizontale s'y lit plus facilement via les distributions en nombre de sources et en puissance, notamment pour la couche chargée négativement vers 4 km. L'autre différence flagrante par rapport aux deux CG- précédents est la forte concentration de puissance acoustique en altitude, dans cette même couche centrale négative. On observe néanmoins un pic proche du sol, vers 1 km d'altitude, une altitude similaire pour les trois exemples de CG-. La puissance acoustique présente également une légère augmentation autour de 2 km, mieux visible en VHF.

5.1.4 Deux exemples de décharges nuage-sol positives

Concernant les flashes de type CG+, on s'attend à une connexion forte avec la couche de charges supérieure positive, classiquement au-dessus de 8 à 10 km d'altitude pour un orage présentant une structure normale. C'est ce qui est observé pour l'éclair E.12, un CG+ d'EXAEDRE détecté à 12:31:58.297 UTC le 17 septembre 2018. Sa projection ouest-est et les distributions verticales en sources et densité de puissance (acoustique et VHF) sont représentées figure 5.7. En VHF, la couche centrale négative du nuage apparaît à environ 6.5 km (vue en VHF) tandis que la couche positive supérieure se situe vers 10.5 km en

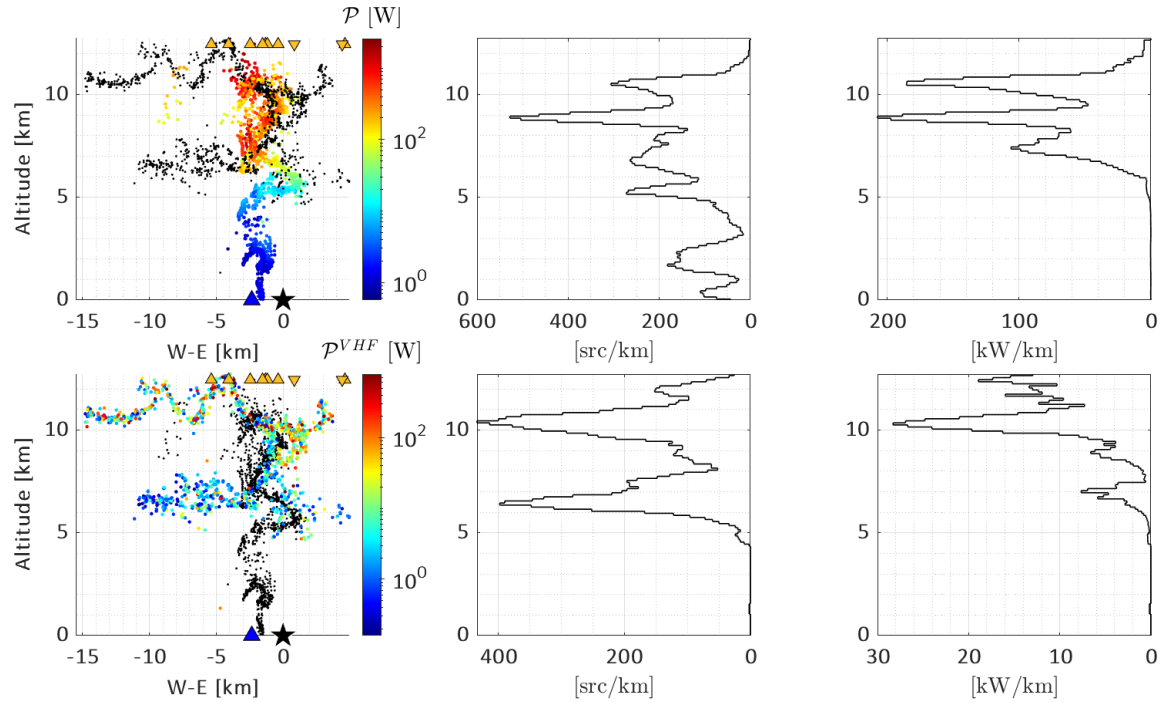


Figure 5.7: Eclair E.12 de EXAEDRE, CG+ du 2018-09-17 12:31:58.297 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Les petits triangles jaunes en altitude arbitraire représentent les autres détections LLS IC.

projection verticale. Toutefois la structure VHF de la couche supérieure oscille entre 10 et 12 km sur la projection ouest-est). En puissance VHF, la couche supérieure est bien plus intense. Du point de vue acoustique, les sources oscillent plutôt autour de la direction verticale, si bien que le profil en nombre de sources présente de nombreux pics. La couche supérieure positive apparaît ainsi comme deux pics dans la distribution verticale, mais reste toujours la plus intense en puissance. La couche centrale négative n'est pas visible en puissance acoustique, alors qu'un pic secondaire apparaît vers 7,5 km. Les sources acoustiques présentent également des maxima de densité vers 2 km et 500 m d'altitude, de manière similaire aux CG- déjà étudiés, mais, au contraire de ceux-ci, la puissance rayonnée à ces altitudes basses est négligeable. Globalement, on voit à nouveau dans ce cas que la reconstruction acoustique privilégie les structures verticales, ce qui permet de détecter l'arc en retour jusqu'au sol même s'il est extrêmement peu énergétique, alors que les localisations VHF sont plus étendues horizontalement.

Pour l'éclair S.11, un CG+ de SOP1 détecté le 22 octobre 2012 à 23:54:27.573 UTC, les sources LMA sont très bruitées en raison du seuil de détection abaissé à 5 antennes du LMA. Si le seuil minimum est relevé à 6 antennes, on passe de 1179 sources à seulement 432 en perdant toute une moitié de la reconstruction VHF 3D entre 0 et 15 km dans la projection ouest-est. Le bruit VHF explique la présence anormale de sources proches du

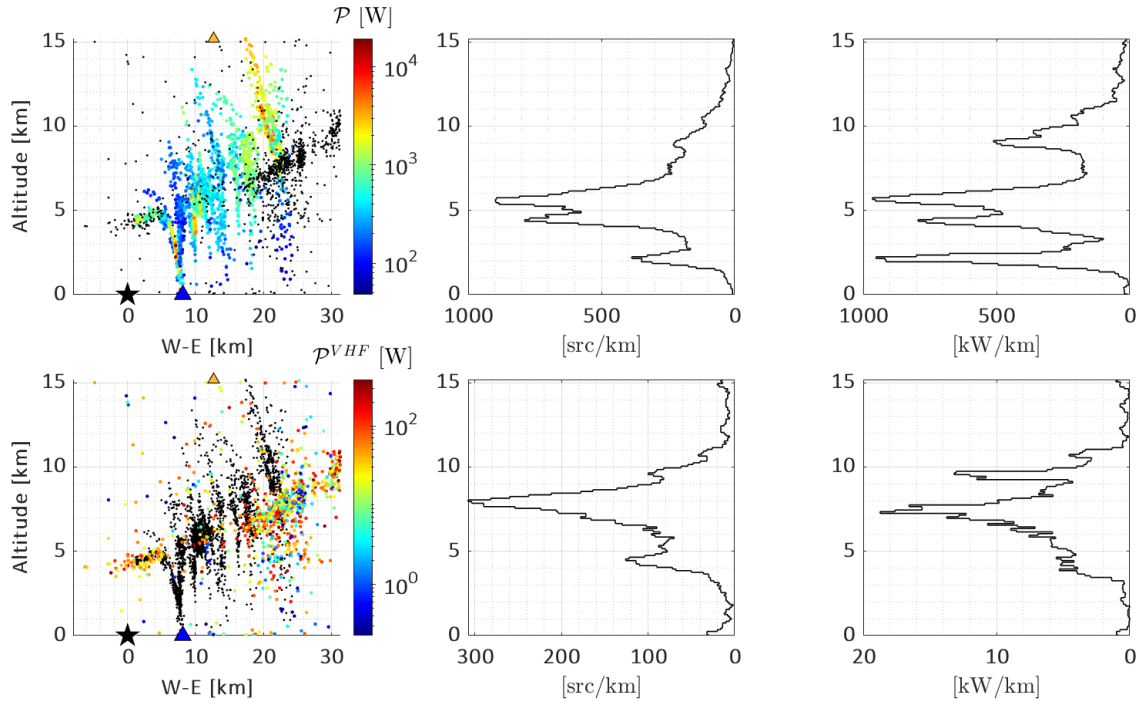


Figure 5.8: Eclair S.11 de SOP1, CG+ du 2012-10-22 23:54:27.573 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Le petit triangle jaune en altitude arbitraire représente une détection LLS IC+.

sol dans la distribution de la figure 5.8. Pour les sources plus en altitude, la projection ouest-est des sources VHF ne permet d'identifier des sources que sur *apparemment* une seule couche d'altitude verticale croissante, de 4 km à 11 km environ. Les zones de plus forte concentration en source ou en puissance conduisent alors à des pics multiples dans la distribution verticale. Du point de vue acoustique, au contraire du CG+ E.12, un fort pic de puissance émane cette fois de l'arc en retour, bien à la verticale de la détection LLS, vers 2 km d'altitude. Les sources plus hautes suivent la même tendance que les sources VHF, en montrant une altitude croissante vers l'est, mais avec des extensions verticales beaucoup plus importantes. L'entièreté des pics de la distribution VHF se retrouve ici aussi dans la distribution acoustique, en nombre de sources et en puissance.

5.1.5 Deux derniers cas plus complexes

Un autre exemple de structure non horizontale est l'IC+ de SOP1 S.16 daté du 26 octobre 2012 à 18:33:10.325 UTC. Il est représenté sur la figure 5.9. On y voit une puissante structure verticale acoustique reliant deux couches horizontales VHF vers 4 km et 9 km environ. Par rapport à la localisation LLS, un décalage de 3 km est observé. Comme pour l'acoustique, la couche horizontale supérieure VHF est plus puissante que la couche inférieure, ce qui est attendu pour un IC+. Toutefois, son altitude passe de 9 km à l'ouest à seulement

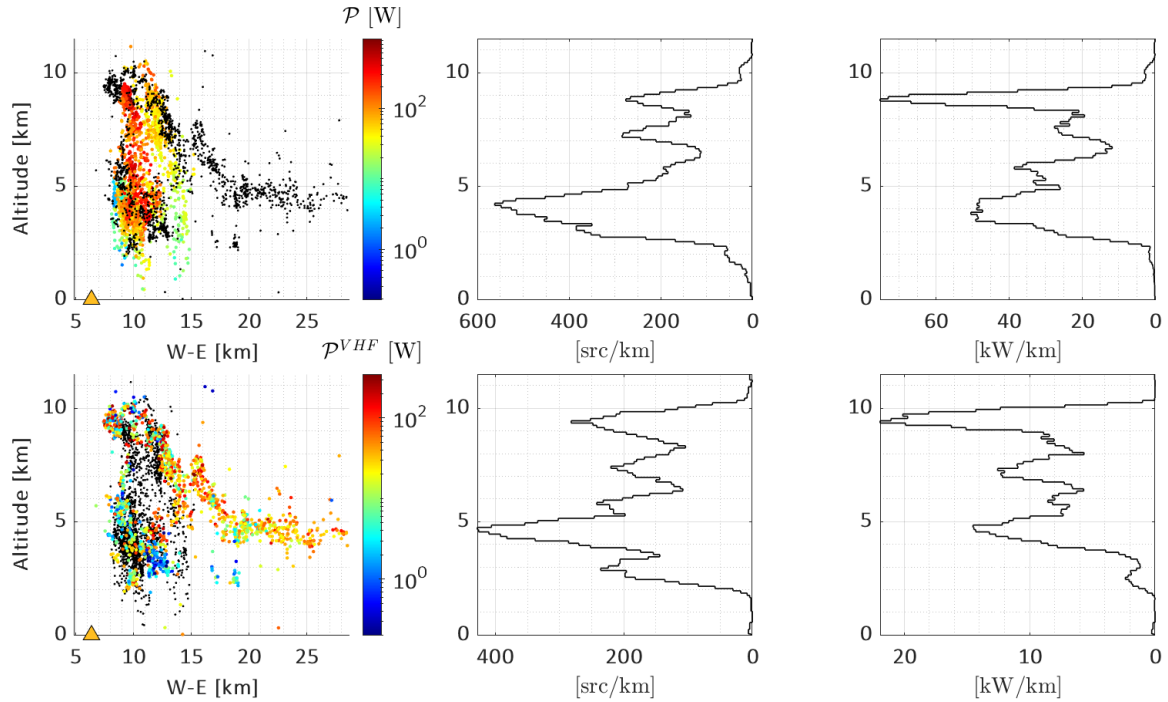


Figure 5.9: Eclair S.16 de SOP1, IC+ du 2012-10-26 18:33:10.325 UTC. Même légende que pour la figure 5.1.

4 km en allant vers l'est - dans une région apparemment trop éloignée pour y reconstruire des sources acoustiques. Les sources VHF à cette distance ne se trouvent plus dans la zone convective - dans laquelle la structure de charges peut être approximée comme un dipôle -, mais plus probablement dans la zone stratiforme avec ici une longue propagation horizontale de la charge mettant en évidence une couche positive située à une altitude classique dans la zone stratiforme (4 – 5 km).

Enfin, une structure "inclinée" est également observée pour un exemple de CG- de la campagne EXEADRE, l'évènement E.7 daté du 17 septembre 2018 à 12:16:15.775 UTC présenté en figure 5.10. Il contient trois arcs en retour négatifs selon le LLS, dont deux clairement reconstruits et localisés acoustiquement. Le plus intense est celui correspondant à la détection centrale (arc de gauche) qui a la particularité de comporter deux décharges co-localisées par le LLS (distantes de moins de 250 m pour une erreur de localisation supérieure à 500 m) parcourant probablement le même canal. L'énergie acoustique est très majoritairement localisée dans cet arc en retour, en-dessous de 2 km. Toutefois la structure acoustique présente aussi une grande extension horizontale qui est bien co-localisée avec le haut de la structure VHF. Les sources VHF semblent s'étendre également en une deuxième couche très proche, à 6 km d'altitude, sans sources acoustiques. Les altitudes typiques observées sur les autres CG sont très visibles dans la distribution en nombre de sources acoustiques, soit environ 0.5 km, 2 km, 4 km et 6 km, les deux plus basses étant les seules

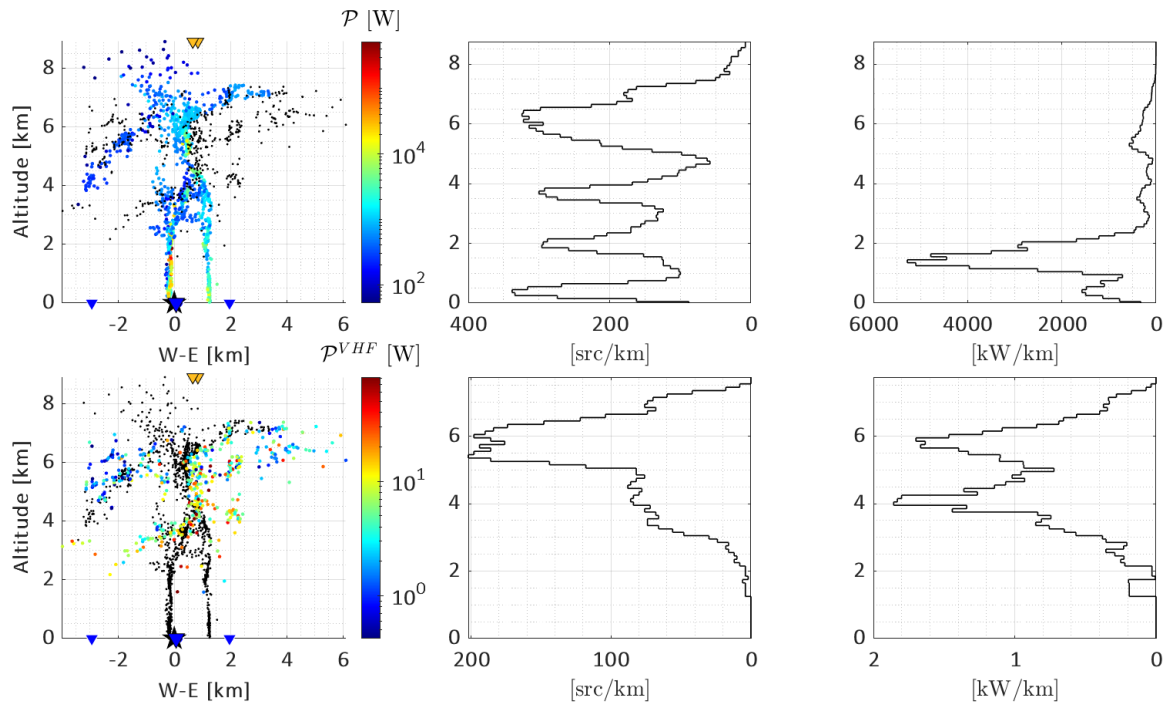


Figure 5.10: Eclair E.7 de SOP1, CG- E.7 du 2018-09-17 12:16:15.775 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Les petits triangles représentent les autres détections LLS CG- (triangles bleus au sol) et IC (triangles jaunes en altitude arbitraire)

significatives en puissance acoustique. La distribution de puissance VHF permet de mieux distinguer les couches supérieures à 4 et 6 km que le seul nombre de sources peine à faire ressortir nettement. Les deux couches semblent inclinées et gagner en altitude d'ouest en est, allant de 3 à 4 km pour la couche P inférieure (probablement le bas du nuage, chargé positivement, avec une plus forte puissance VHF) et de 5 à 7 km pour la couche centrale (couche N chargée négativement, située au centre du nuage). Les sources acoustiques ne sont visibles que sur cette couche centrale négative avec une même tendance à une altitude décroissante vers l'ouest, et très peu de puissance dans cette zone.

5.1.6 Principales tendances identifiées dans ces cas individuels

Il semble commun, pour les exemples de CG- (S.28, S.37, E.4, E.7), de trouver des pics de puissance acoustique proches du sol, à la base positive du nuage et dans la couche centrale négative, avec des amplitudes relatives variables d'un éclair à l'autre. Que ce soit pour ces exemples ou pour les trois IC+ détaillés dans cette section (S.29, E.34, E.39), il semble que la structure des sources acoustiques permette de rendre compte de la stratification des charges de façon aussi claire que la structure des sources VHF, tout en présentant des dynamiques spécifiques pour les CG- notamment, qui sont inaccessibles via les détections VHF seules. La section suivante a pour objectif d'étayer ces observations à l'échelle des orages entiers, en comparant statistiquement l'ensemble des détections VHF et acoustiques aussi bien en densité linéique de sources qu'en densité linéique de puissance.

5.2 Analyse par orage

Nous reprenons ici l'analyse de la distribution verticale du nombre de sources (VHF ou acoustiques) et de leur puissance par unité de longueur, mais maintenant plus globalement pour chacun des quatre orages considérés. Les distributions verticales sont donc calculées de manière similaire en sommant, par tranche de 100 m, le nombre de sources et leur puissance sur toute la durée considérée, puis en normalisant le résultat par le nombre d'éclairs considérés.

5.2.1 Orage du 26 octobre 2012

Un élément central de la caractérisation de l'orage du 26 octobre 2012 par [Gallin et al. \[2016\]](#) est la comparaison de la distribution verticale des sources VHF et acoustiques détectées, pour les 56 éclairs de la base de données reconstruits acoustiquement en 3D. La figure 5.11 reproduit la figure 12 de [Gallin et al. \[2016\]](#). Elle montre ces distributions pour 3 gammes de distances par rapport à AA, (i) à moins de 10 km, (ii) entre 10 km et 20 km, (iii) entre 20 km et 30 km. A moins de 10 km, on observe clairement sur les deux distributions la présence de deux couches horizontales à 4 km et 9 km d'altitude. Entre 10 et 20 km, le pic supérieur VHF s'estompe tandis qu'il n'est plus discernable sur la distribution des sources acoustiques. Enfin, au delà de 20 km, le pic VHF en altitude redevient plus net et le pic inférieur reste toujours très visible. Sur la distribution acoustique, le pic supérieur a totalement disparu, le pic inférieur s'élargit spatialement et monte en altitude. Dans les trois configurations, l'acoustique est la seule méthode à identifier des sources proches du sol (même si la proportion diminue fortement avec la distance) tandis que les sources VHF descendent difficilement sous 2 km d'altitude, et ce bien que l'orage se trouvât au centre du réseau VHF HyLMA.

Pour cette même journée d'orage, nous avons calculé une distribution similaire sur 22 éclairs issus des 56 étudiés dans [Gallin et al. \[2016\]](#) - car nous nous sommes focalisés sur les éclairs utilisés par [Gallin et al. \[2016\]](#) ayant un CMC mesurable, voir chapitre 4. Le résultat est représenté sur la figure 5.12a. La figure de gauche décrit les sources VHF de l'orage restreint à la plage temporelle d'intérêt (table 2.2, plus limitée que pour [Gallin et al. \[2016\]](#)), dans un rayon de 30 km au sol autour du réseau de reconstruction acoustique AA (table 2.3). La figure du centre décrit les sources VHF associées aux 22 éclairs reconstruits acoustiquement pour cet orage (table 5.1). La figure de droite décrit les sources acoustiques de ces mêmes éclairs. Les courbes bleues sont obtenues à partir des sources des éclairs catégorisés "TCG" (20 CG typiques, tous négatifs, voir chapitre 4). Les courbes jaunes décrivent les 2 IC+. Les courbes noires décrivent la population totale, pour laquelle on observe ici les mêmes couches de charges, respectivement entre 4 et -5 km d'une part et 9 km d'altitude d'autre part, et ce aussi bien pour les distributions VHF ou acoustique. Ces couches sont donc probablement la couche N centrale et la couche P supérieure. La distribution acoustique présente un pic supplémentaire très important vers 2.5 km d'altitude qui ne ressort pas sur les distributions VHF, même si on observe une inflexion de la courbe à cette altitude. Ce pic correspond

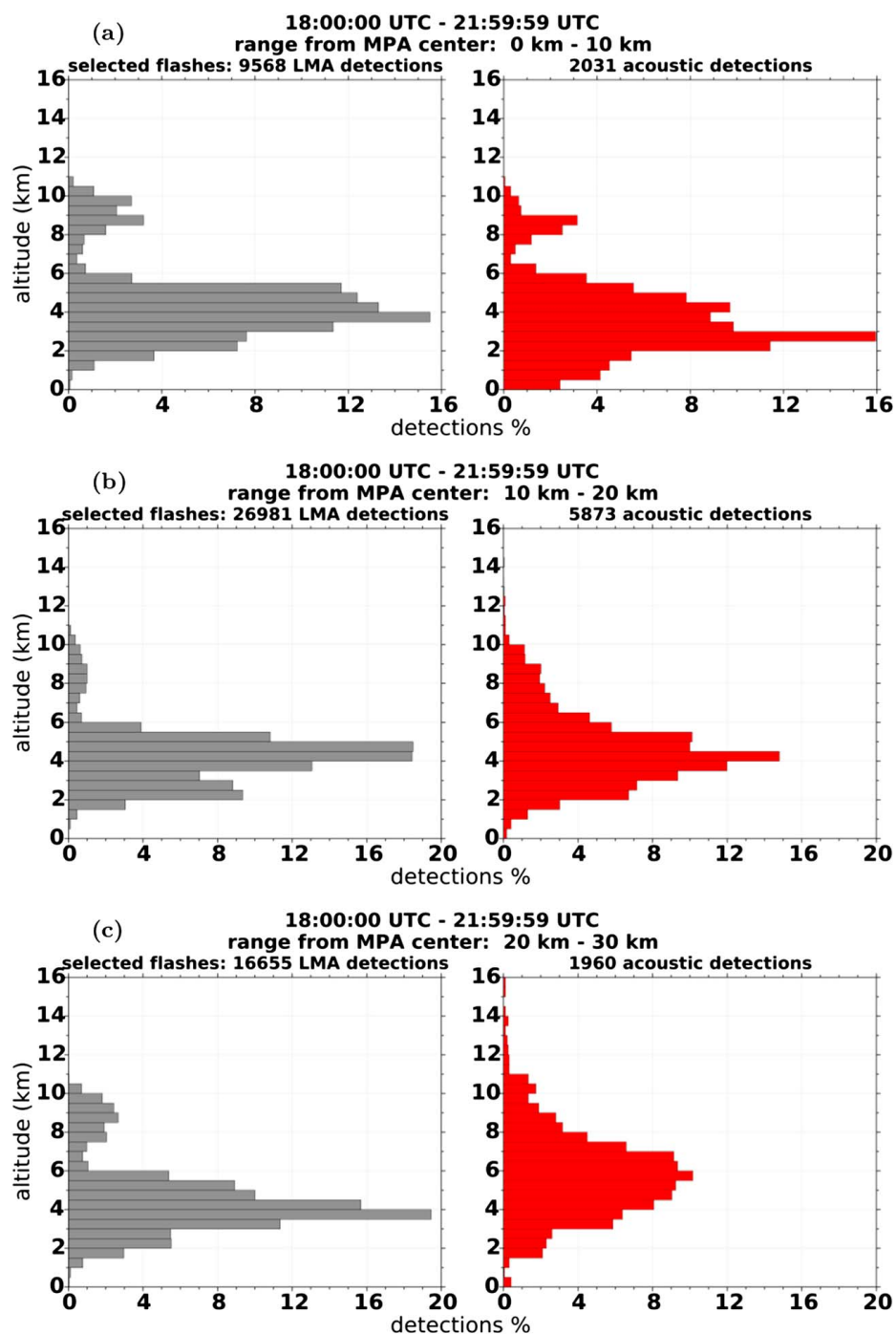
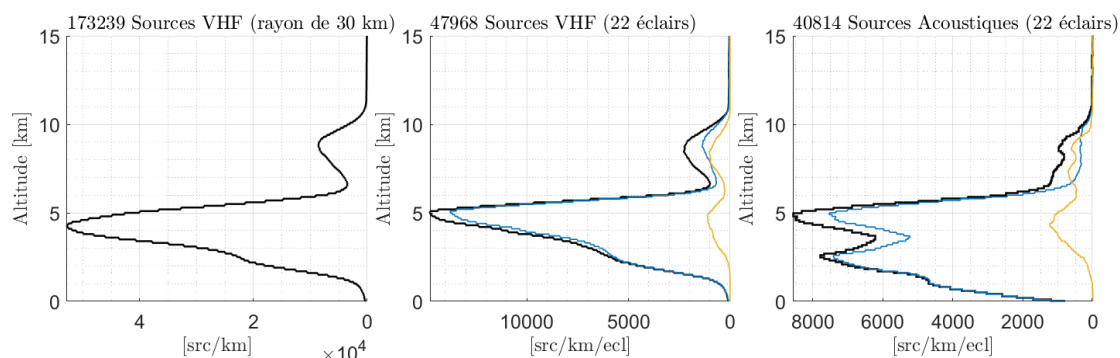


Figure 5.11: D'après la figure 12 de [Gallin et al. \[2016\]](#). Statistique globale pour l'orage du 26 octobre 2012, de 18:00:00 UTC à 21:59:59 UTC. Gris : détections VHF du HyLMA. Rouge : détections acoustiques du réseau AA. Distributions verticales des détections pour les 56 flashes détections par la méthode acoustique. De haut en bas, sources (i) à moins de 10 km de AA, (ii) entre 10 km et 20 km, (iii) entre 20 km et 30 km.

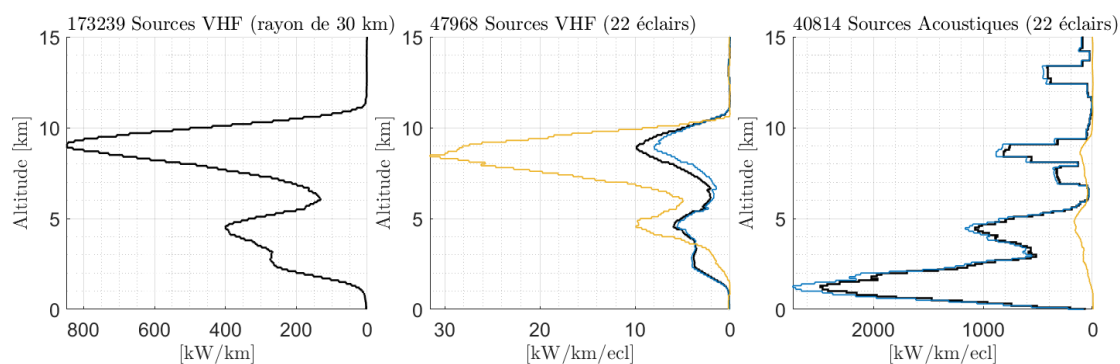
donc probablement à la couche P inférieure. Comme sur l'analyse de [Gallin et al. \[2016\]](#), la couche dominante en quantité de sources VHF est la couche N centrale. La séparation des distributions par catégorie indique que cette prédominance est principalement due aux TCG (courbe bleue), tandis que les IC (en jaune) présentent un profil plus équilibré entre les deux couches N et P supérieure. En revanche les TCG ne présentent pas de pic en nombre de sources acoustiques pour cette couche P supérieure, alors que le pic associé à la couche P inférieure à 2.5 km leur est entièrement dû. Ceci est cohérent pour des événements de type CG-. Concernant l'acoustique toujours, les distributions des 2 IC+ contiennent légèrement plus de sources sur la couche centrale à 4 km, mais restent relativement équilibrées entre les 2 couches N et P supérieure, comme pour les sources VHF. Le nombre de sources VHF est négligeable sous 2 km, là où le nombre total de sources acoustiques est au contraire important, avec une densité qui croît continûment de 1500 à 4500 sources par km par éclair entre 0 et 1 km.

La ligne suivante de la figure [5.12b](#) montre la distribution verticale de la densité linéique de puissance (en W/km) avec le même code couleur que précédemment. La puissance VHF est donnée (initialement en dBW) pour chaque source détectée par le LMA; les puissances des sources acoustiques ont été estimées via la méthode présentée dans le chapitre 3. Pour rappel, cette grandeur est obtenue en sommant la puissance de toutes les sources par tranche d'altitude de 10 m, en normalisant par le nombre d'éclairs considérés (dépendant donc de la catégorie) et par le pas de calcul en altitude, pour obtenir une valeur en W/km/ecl. On observe, sur les distributions VHF totales (en noir), une inversion des amplitudes relatives des pics à 4 km et 9 km. La couche supérieure P contient, comme attendu, des sources VHF plus puissantes que la couche centrale N. Cela se vérifie aussi bien pour les TCG que les IC, l'écart étant exacerbé pour ces derniers. Concernant les sources acoustiques, l'allure des distributions de puissance est très différente. Le maximum est atteint à une altitude d'environ 1.5 km, correspondant à une inflexion distinguable à cette altitude sur la distribution de densité de sources (voir figure [5.12a](#)). Elle vient bien sûr d'éclairs TCG uniquement. L'amplitude des maximums de puissance diminue ensuite rapidement avec l'altitude, avec des pics observés comme attendu aux altitudes des couches de charges N et P supérieure (à 4.5 km et 8.5 km). En revanche, le pic en nombre de sources vers 2.5 km et correspondant à la couche P inférieure, ne se traduit pas en terme de puissance rayonnée. D'autres hétérogénéités à 13 km et 15 km sont en revanche visibles, présentes également sur la courbe VHF (mais obtenues à partir de trop peu de sources pour être interprétées, comme nous l'avons indiqué lors de l'analyse de l'événement S.29). La puissance acoustique des IC apparaît comme très inférieure aux TCG (un ordre de grandeur). On relève toutefois pour ceux-ci deux pics aux altitudes des couches de charges, le pic à 4.5 km dominant légèrement le pic à 9 km (voir zoom sur figure [5.12c](#)), à l'inverse de la puissance VHF.

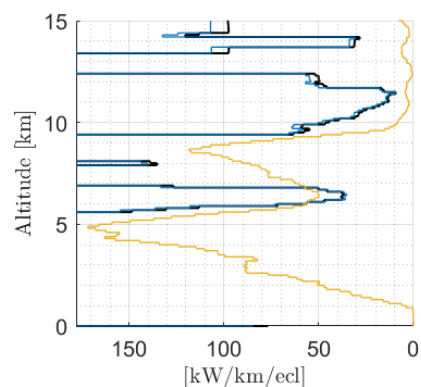
Pour conclure sur cet orage, l'analyse confirme et affine les observations précédentes de [Gallin et al. \[2016\]](#) et de l'étude au cas par cas. Les observations acoustiques permettent de



(a) Distribution verticale du nombre de sources.



(b) Distribution verticale de la puissance.



(c) Zoom sur l'abscisse du graphe ci-dessus.

Figure 5.12: Orage du 26 octobre 2012. Distribution verticale normalisée par le nombre d'éclairs (a) du nombre de sources détectées [src/km/ecl] et (b) de la puissance des sources [W/km/ecl]. Colonne de gauche : sources VHF détectées durant la plage temporelle d'intérêt dans un rayon de 30 km au sol autour du réseau de reconstruction acoustique AA. Colonne du centre : sources VHF pour l'ensemble des éclairs reconstruits acoustiquement. Colonne de droite : sources acoustiques pour ces mêmes éclairs. Noir : toutes les sources. Bleu : sources issues de TCG. Jaune : sources issues d'IC. La dernière ligne présente un agrandissement de la figure située au-dessus.

retrouver la structure de charge électrique classique PNP du nuage d'orage, avec la couche positive inférieure vers 3 km contenant beaucoup de sources mais de faible puissance VHF, la couche négative centrale vers 5 km montrant le maximum de sources acoustiques et VHF, et la couche P supérieure vers 8 – 9 km, dominante en puissance VHF pour les TCG et de façon plus marquée encore pour les événements IC+. Des sources plus élevées sont également détectées, mais de façon trop isolées. Le maximum de puissance acoustique est émis, pour les TCG, au niveau de l'arc en retour à des altitudes entre 1 et 2 km. Cette étude ne porte toutefois que sur un nombre assez faible d'événements, 20 TCG et 2 IC (cf. table 2.3, ceci s'explique par notre volonté d'isoler prioritairement les CG).

Nous étendons maintenant notre analyse aux journées du 22-23 octobre 2012, puis du 17 septembre 2018 et du 2 octobre 2018.

5.2.2 Orage du 22-23 octobre 2012

La journée du 22-23 octobre présente la particularité de contenir des éclairs +SPCG (CG+ ayant généré un sprite, voir chapitre 4). Ce sont d'ailleurs - dans nos données - les seuls événements de ce jour pour lesquels le réseau LMA a pu détecter des sources VHF, en raison du dysfonctionnement au moment de cet orage (voir section 2.2.1). Cela explique pourquoi les densités verticales VHF représentées sur la figure 5.13 ne décrivent aucun des TCG qui sont visibles sur les distributions acoustiques, rendant la comparaison impossible. Les sources VHF décrivent donc en réalité seulement 8 éclairs sur les 13 sélectionnés. Rappelons enfin que pour cet orage le critère de sélection des sources VHF a été abaissé à 5 antennes, augmentant le bruit dans les détections (dont sont issues les sources VHF proche du sol très visibles sur les détections globales à 30 km). Il apparaît que, aussi bien en nombre de sources qu'en puissance, les distributions VHF sont maximales autour de 5 km. Les sources VHF spécifiques à notre sélection présentent également deux pics à 8 et 10 km qui n'apparaissent pas sur les distributions globales (ni acoustiquement). Ils peuvent s'expliquer par le fait que l'orage avait une structure initialement classique, mais qu'en deuxième partie, durant les deux dernières heures correspondant aux événements étudiés, une structure inversée est apparue (Soula et al. [2015], figures 3 et 4). La distribution acoustique est étonnante, là aussi il n'y a essentiellement qu'un seul maximum à 5 km (en nombre de sources comme en puissance), comparable en largeur à celui des sources VHF. Autre fait remarquable, les sources acoustiques issues des 5 éclairs TCG sont faibles en puissance, avec des pics de l'ordre de 220 kW/km/ecl (ceci explique pourquoi les courbes rouges et noires sont quasiment identiques, au facteur 13/8 près), contre près de 2800 kW/km/ecl le 26 octobre. En revanche, les puissances linéiques émises par les 8 événements de type +SPCG sont plus intenses d'un ordre de grandeur que celles des TCG de la journée du 26 octobre 2012, et de deux ordres de grandeur avec les TCG du 22-23 octobre 2012, avec un pic d'environ 30000 kW/km/ecl. Notons que cette puissance acoustique très marquée des +SPCG ne se traduit pas par une puissance VHF remarquable, qui est au contraire plus faible que pour le 26 octobre.

Enfin, les TCG de cet orage - mieux visibles en zoomant (voir figure 5.13.c) - sont les seuls flashes analysés de cet orage à avoir une structure en deux couches à 5 km et 7 – 8 km, correspondant plutôt à des événements à polarité positive comme les IC+ du 26 octobre, bien que 4 d'entre eux soit des CG- et un seul un CG+. On observe néanmoins aussi un petit pic supplémentaire à 3 km.

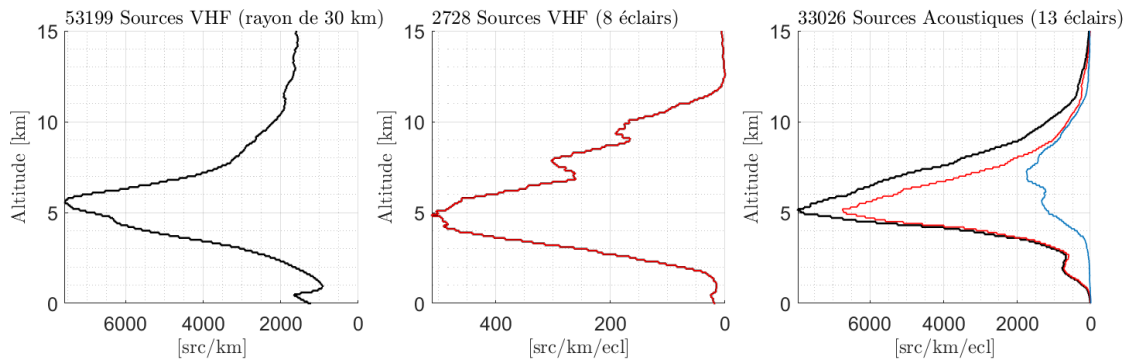
Pour résumer, cet orage est caractérisé par la présence de 8 événements rares de type +SPCG, qui se distinguent par une puissance acoustique émise très intense, essentiellement localisée dans une couche assez large centrée autour de 5 km d'altitude, correspondant également au pic de densité linéique de sources VHF, sans que celles-ci soit en revanche particulièrement intense.

5.2.3 Orage du 17 septembre 2018

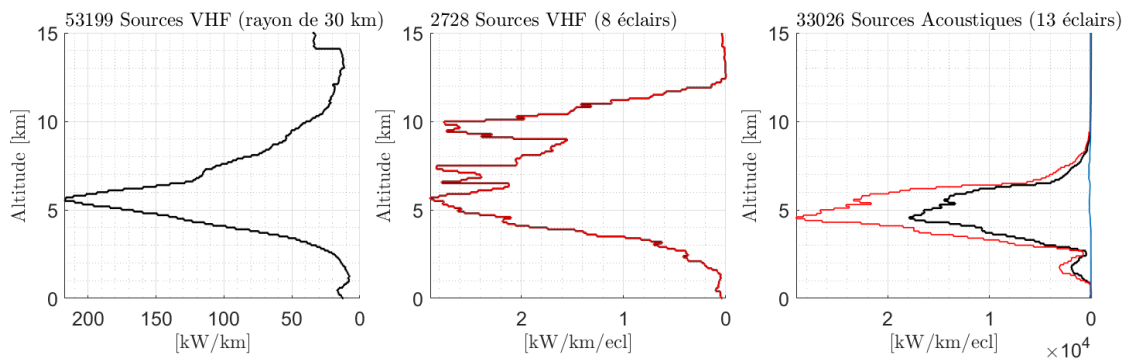
Les résultats relatifs à l'orage EXAEDRE du 17 septembre 2018 sont représentés sur la figure 5.14. La distribution en nombre de sources VHF présente des pics à des altitudes très similaires entre l'orage complet et la sélection (environ 7 km pour la couche N centrale et 11 km pour la couche P supérieure), mais les rapports des amplitudes sont inversés. Cela peut être dû au fait que nous avons sélectionné une grande majorité de CG- (voir Table 2.2, ligne 3), associés à une activité électrique plus importante dans la couche (N) centrale du nuage (voir introduction générale, chapitre 1 : un CG étant initié par un IC, les structures électriques horizontales dans le nuage sont similaires). Cette hypothèse semble se vérifier en examinant les distributions relatives aux TCG (en bleu) et à l'unique IC (en jaune): pour ce dernier les sources VHF sont presque aussi nombreuses aux deux altitudes typiques, tandis que les sources des CG sont maximales en nombre sur la couche N centrale. En puissance VHF, la couche P supérieure est dominante pour tous les événements, même si l'écart avec la couche N est bien plus important pour l'IC+ que pour les événements TCG (pour rappel tous de type CG- sauf 1 CG+). On peut noter que le seul IC de la sélection, l'éclair E.34, contient autant de puissance VHF à 6.5 km que l'ensemble des 14 TCG du même orage, et est plus puissant d'un ordre de grandeur à 11 km d'altitude (non visible ici du fait de la normalisation). Les événements ambigus sont intermédiaires entre les deux, avec une puissance issue de la couche N comparable aux TCG, et une de la couche P supérieure nettement plus importante. On retrouve là le fait que la catégorie mélange des flashes avec les 2 types de polarité (table 2.3). Du point de vue VHF, la situation est donc similaire à l'orage du 26 octobre 2012.

Les aCG ont ici aussi une distribution intermédiaire entre IC et TCG. Pour les 25 éclairs, aucune contribution VHF n'est mesurée de manière significative sous 3 km, que ce soit en puissance ou en nombre de sources.

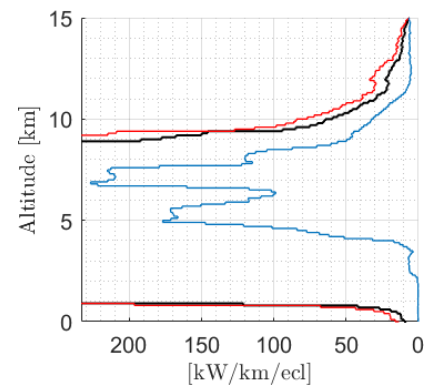
Du point de vue acoustique, le nombre de sources est presque intégralement localisé sous 7 km d'altitude (même si on en trouve un nombre significatif jusqu'à 12 km). Cela est peut-être dû



(a) Distribution verticale du nombre de sources.



(b) Distribution verticale de la puissance.

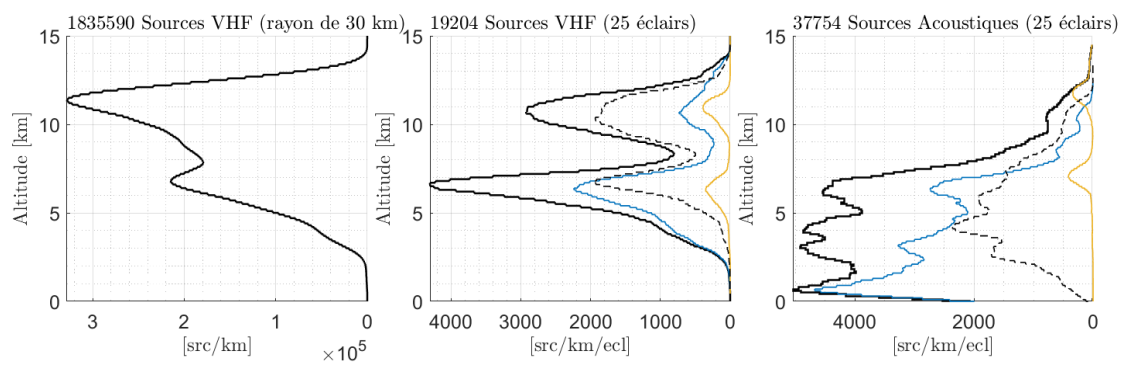


(c) Zoom sur l'abscisse du graphe ci-dessus.

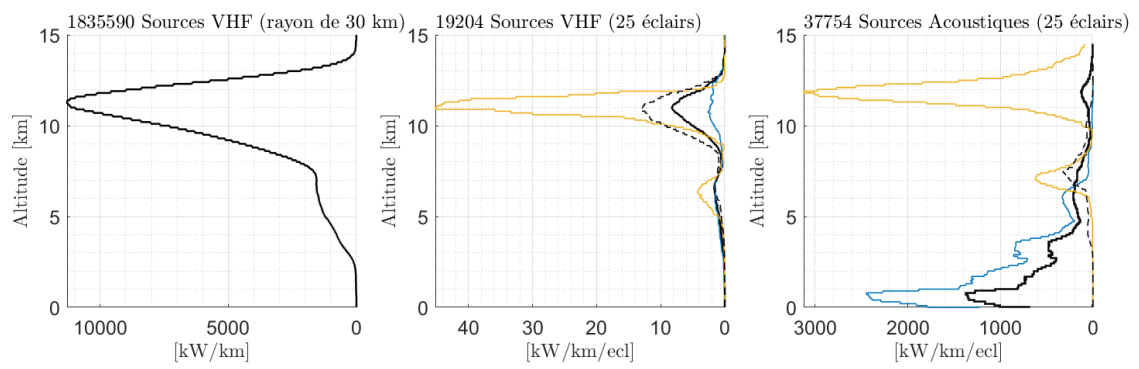
Figure 5.13: Orage du 22-23 octobre 2012. Même légende que la figure 5.12. Rouge : sources issues d'éclairs +SPCG.

à l'activité significativement plus importante de cette journée d'orage comparativement aux autres, en particulier sur le nombre d'éclairs CG (voir table 2.3). Cette contrainte a conduit à limiter certains signaux de tonnerre dans le temps, afin d'être certain de ne considérer que le signal issu de l'éclair étudié, d'autres éclairs suffisamment proches en espace et en temps étant susceptibles de se superposer à la suite du signal. En conséquence, les sources plus élevées pourraient avoir été exclues du processus d'analyse du signal de tonnerre. Toutefois, l'orage du 26 octobre 2012 montre le même comportement en densité de sources alors qu'il est beaucoup moins intense. On trouve ici encore un nombre de sources acoustiques sous 2 km bien supérieur au nombre de sources VHF aux mêmes altitudes, ce qui est attendu [Gallin et al., 2016], mais particulièrement marqué pour cet orage. Ces sources à basse altitude sont uniquement dues aux TCG, avec un maximum de sources autour de 1 km. Le second maximum local issu des TCG, vers 3 km, est à la même altitude qu'une inflexion visible dans la distribution VHF et pourrait correspondre à la couche P inférieure, comme pour l'orage du 26 octobre 2012. Les TCG présentent ensuite un troisième pic vers 7 km, bien en accord avec le pic principal des sources VHF et donc associé à la couche N. Il correspond aussi au premier pic en puissance acoustique du seul événement IC+ (éclair E.34 analysé plus haut), un peu surestimé en altitude, comme son second pic. Pour les TCG, les 3 pics à 1 km, 3 km et 7 km sont également observés dans cet ordre de puissance décroissante, correspondant donc probablement au bas de l'arc en retour, à la couche P inférieure et à la couche N centrale. En valeur, les puissances émises sont comparables à celles du 26 octobre 2012, de l'ordre de 2000 kW/km/ecl. Pour le seul IC+, comme déjà dit, la puissance acoustique, également de cet ordre de grandeur, provient au contraire très largement de la couche P supérieure. Les événements classés comme ambigus ont enfin une faible puissance acoustique, localisée très largement dans la couche centrale N.

Pour résumer, les événements analysés de cet orage présentent une forte similitude avec ceux du 26 octobre 2012 : les trois couches PNP sont bien visibles acoustiquement, soit par les événements de type CG- (couche P inférieure, couche N centrale) soit par le seul IC+ retenu (couche N centrale et couche P supérieure). Comme pour le 26 octobre également, les sources acoustiques sont de plus en plus puissantes proches du sol, et l'essentiel de l'activité acoustique est localisée proche du sol, donc dans les arcs en retour. Cette dernière affirmation est ainsi cohérente avec les observations de Lacroix et al. [2018] établissant pour SOP1 que la majorité de l'énergie acoustique mesurée à la station était issue des arcs en retour. Les puissances acoustiques émises par ces arcs en retour sont également du même ordre de grandeur pour les 2 journées, avec un maximum de l'ordre de 2000 kW/km/ecl. Il y a néanmoins quelques différences entre les deux orages: le 17 septembre, les TCG ont peu de sources et presque pas de puissance en altitude (couche P supérieure peu visible pour eux), et présentent au contraire une couche P inférieure plus énergétique du point de vue acoustique.



(a) Distribution verticale du nombre de sources.



(b) Distribution verticale de la puissance.

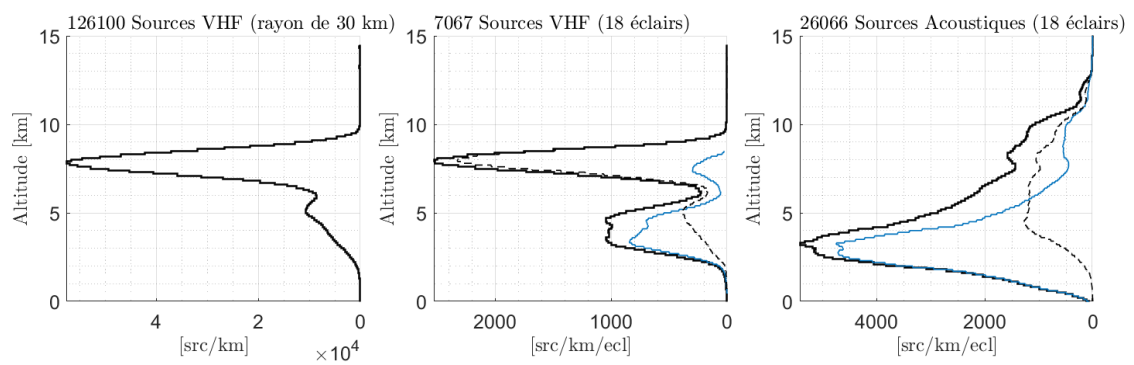
Figure 5.14: Orage du 17 septembre 2018. Même légende que la figure 5.12, pointillés : aCG.

5.2.4 Orage du 2 octobre 2018

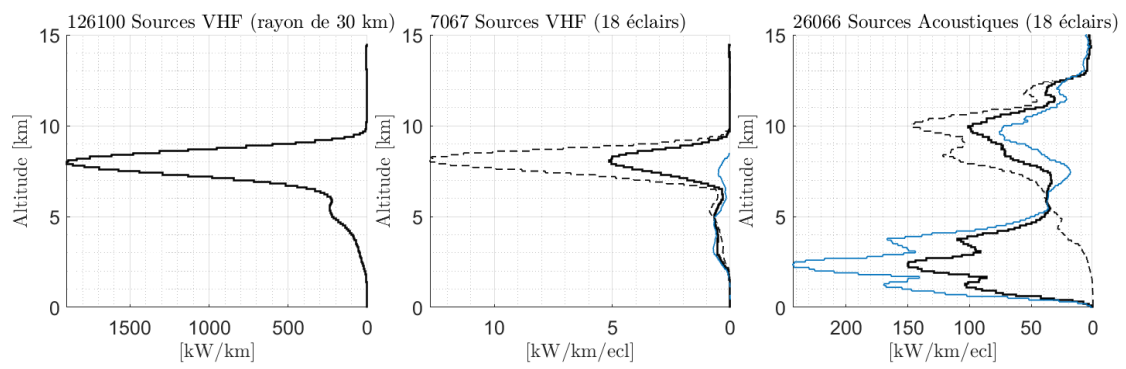
Les distributions relatives à l'orage du 2 octobre 2018 sont représentées sur la figure 5.15. Les sources VHF sont, pour l'orage entier comme pour notre sélection d'éclairs, très fortement concentrées à 8 km (couche P supérieure) avec un second pic plus faible mesuré à 5 km pour la couche N centrale (en nombre et en puissance). Les éclairs ambigus (aCG, en pointillés) suivent exactement les distributions de l'orage entier, constitué à 91% d'IC eux-mêmes à 85% positifs (table 2.3). Pour cette journée, la majorité des éclairs ambigus a donc un comportement VHF similaire à un IC+. Cette information serait à prendre en compte pour un éventuelle re-classification. Les TCG ont un maximum de sources et de puissance VHF à 3 km d'altitude, un second maximum légèrement en-dessous de la couche basse des IC (couche centrale N), et un troisième maximum légèrement en-dessous de la couche P supérieure.

Les sources acoustiques sont situées majoritairement à 3 km du fait des TCG, tandis que les aCG sont plus dispersés aux moyennes altitudes intranuageuses. La puissance des aCG est concentrée en altitude, le pic principal étant dans la couche de charges supérieure (co-localisé avec celui de la puissance acoustique des TCG). Un second pic de puissance des aCG est mieux co-localisé en altitude avec les observations VHF.

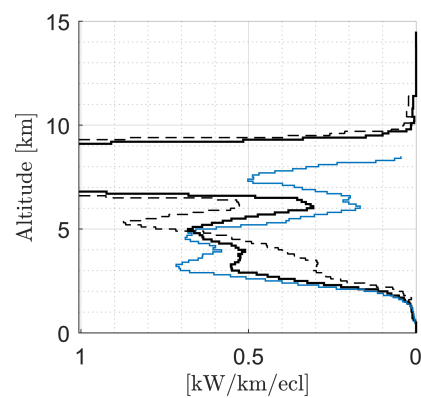
La puissance acoustique des TCG est localisée principalement à 2.5 km, avec deux autres maxima de part et d'autre de celui-ci, à 1 km et 4 km environ. Un dernier pic, deux fois plus faible, est présent à une altitude supérieure à celle de la couche P supérieure vue en VHF, 10 km au lieu de 8 km, avec également des pics secondaires autour. Pour les TCG donc, on retrouve une possible structure à 4 "couches" - arc en retour, couche P inférieure, couche N centrale, couche P supérieure - mais correspondant moins bien en altitude avec les données VHF et un pic en puissance linéique cette fois localisé plutôt dans la couche P inférieure ou dans le haut des arcs en retour. Notons ici une similarité du maximum de densité de puissance acoustique des TCG avec ceux du 22-23 octobre 2012, à 240 kW/km/ecl, soit un ordre de grandeur inférieur à celui des 26 octobre et 17 septembre. Toutefois ces deux orages semblent très différents en structure, celui du 22-23 octobre 2012 présentait une forte puissance VHF dans la couche centrale en lien avec une structure inversée, ce qui n'est pas le cas pour cet orage du 2 octobre 2018 qui semble avoir une structure PNP classique. La différence avec les autres orages semble ici plus spécifiquement liée aux mesures acoustiques. Les altitudes des différentes couches sont moins bien localisées acoustiquement, notamment la couche P supérieure. Les puissances acoustiques sont notablement inférieures. On rappelle par ailleurs que, pour cette journée, le taux de cohérence des événements acoustiques traités est sensiblement inférieur, voir figure 4.5, de l'ordre de 0.2 au lieu de 0.7 pour les autres journées. On peut donc penser que les données acoustiques y sont de moins bonnes qualité. Ceci est peut être dû à des conditions météorologiques moins favorables à la propagation acoustique. On note aussi (voir chapitre 2) qu'une part importante des décharges analysées ont lieu au-dessus de la mer, ce qui n'est pas le cas le 17 septembre.



(a) Distribution verticale du nombre de sources.



(b) Distribution verticale de la puissance.



(c) Zoom sur l'abscisse du graphe ci-dessus.

Figure 5.15: Identique à la figure 5.14, pour l'orage du 2 octobre 2018.

5.3 Synthèse

5.3.1 Comparaison acoustique et VHF

Pour conclure, l'étude détaillée de ces quatre orages de SOP1 et EXAEDRE montre des tendances selon les catégories, qui semblent se retrouver dans les différentes journées et campagnes de mesure, les deux orages du 26 octobre 2012 et du 17 septembre 2018 offrant le panorama le plus clair. Pour ces deux journées, les tendances confirment ce qui a été observé dans la section 5.1 pour des événements individuels : d'une part, les TCG sont en moyenne plus puissants acoustiquement à proximité du sol que dans les nuages (l'évènement S.37 en est un contre exemple mais présentant toutefois les mêmes altitudes caractéristiques). L'activité VHF qui y est associée montre une activité liée aux deux couches principales de charges intranuageuses N centrale et P supérieure, le nombre de sources étant dominant dans la couche N centrale mais la puissance étant plus forte dans la couche P supérieure. On trouve également une activité VHF spécifique aux TCG sous le nuage (bien qu'à des altitudes jamais aussi basses que l'activité acoustique), aussi bien pour le nombre de sources que la puissance. La distribution verticale de la puissance acoustique pour cette catégorie d'éclairs présente souvent une plus grande variabilité que celle du nombre de sources acoustiques, signe de la forte variabilité locale de la puissance (particulièrement visible sur EXAEDRE).

Concernant les intranuages, nous n'en avons que très peu dans notre sélection acoustique, mais plusieurs similarités semblent émerger. La première est une très bonne co-localisation entre les sources VHF et acoustiques, avec deux maxima aux altitudes des couches de charges N centrale et P supérieure. La couche P est nettement plus puissante ici que la couche N, qu'il s'agisse des sources acoustiques ou VHF. Les intensités relatives des deux pics sont également similaires entre les deux types de sources, en nombre et en puissance. L'étude des événements individuels montre que cette coïncidence se vérifie dans la distribution verticale même quand les sources acoustiques détectées sont limitées à la connexion verticale des couches de charge et ne présentent aucun étalement horizontal. Les IC que nous avons étudiés présentent des hétérogénéités de puissance acoustique moins locales que les TCG : ces derniers présentent une répartition de puissance variant parfois fortement à l'échelle de quelques centaines de mètres, tandis que nos quelques IC peuvent présenter une forte variabilité de puissance plutôt à l'échelle de quelques kilomètres (entre les différentes couches de charges pour E.34 et E.39, indépendamment de celles-ci pour S.29, le S.16 semble présenter relativement peu de variations).

Concernant l'orage du 22-23 octobre 2012, les +SPCG (qui, rappelons-le, constituent la majorité des événements étudiés acoustiquement et les seuls mesurés par le LMA, dans notre base de données pour cet orage) présentent un comportement très singulier. Leur distribution de sources VHF - avec malheureusement peu de données - est très similaire aux TCG du 26 octobre 2012, mais leur activité acoustique est considérable comparée à celle des TCG du même orage (2 ordres de grandeur supérieure). Ce sont des événements

particulièrement puissants, mais bien plus en altitude que proche du sol (bien qu'on puisse aussi observer des TCG- d'intensité acoustique maximale en altitude, comme le S.37 du 26 octobre 2012). L'orage dans lequel ils sont apparus semble aussi très spécifique, et ne se compare que difficilement avec les autres journées. Rappelons que les CG+ donnant lieu à des sprites sont des événements rares.

Les événements ambigus (aCG) semblent majoritairement être des IC+ (à l'image de E.39 requalifié de CG- à IC+, et E.34 requalifié de CG+ à IC+), mais certaines de leurs caractéristiques semblent plus en accord avec des TCG à l'échelle statistique. La faible population d'IC (tous positifs) validés acoustiquement rend difficile une comparaison plus approfondie. Il semble a priori s'agir d'une population mélangeant des CG et des IC, apparus dans des conditions associées peut être à une difficulté de mesure acoustique (inexpliquée pour l'orage du 2 octobre 2018) ou électromagnétique LF.

De manière générale, nous qualifions la co-localisation acoustique/VHF de "bonne" malgré un décalage fréquent (de l'ordre de quelques centaines de mètres pour l'altitude des couches de charge entre ces deux types de sources). En effet, l'incertitude sur les hypothèses de reconstruction acoustique 3D est trop grande pour espérer un recoupement parfait (voir chapitre 3). Ce sont également deux phénomènes physiques différents qui sont en jeu (leaders pour les pulses VHF, travail thermodynamique pour les sources acoustiques [Nag et al., 2015; Rison et al., 1999]). Néanmoins, ces phénomènes semblent liés de façon étroite. L'acoustique est tout aussi capable de souligner la stratification verticale des couches de charges du nuage, tout en ajoutant de l'information sur la base de l'arc en retour. Cette zone, entre le sol et 2 km d'altitude -donc hors du nuage-, semble présenter des marqueurs spécifiques aux CG quasiment systématiques d'un point de vue acoustique, qu'ils soient positifs ou négatifs, avec ou sans sprites.

Pour résumer, deux des orages (le 26 octobre 2012 et le 17 septembre 2018) semblent présenter une structure électromagnétique tripolaire standard PNP, congruente avec les comportements moyens des différentes catégories de décharges. Les deux autres orages (22-23 octobre 2012 et 2 octobre 2018) sont plus atypiques : l'orage SOP1 du 22-23 octobre est lointain et en phase de dissipation, vraisemblablement anormal, tandis que celui du 2 octobre d'EXAEDRE présente une reconstruction des couches moins claire, des événements acoustiquement peu puissants et un taux de cohérence nettement plus faible que pour les autres orages. Aucune autre étude ne nous donnant de contexte sur cette journée, ces difficultés restent inexplicables. Globalement, sur l'ensemble des cas étudiés, on peut conclure que, malgré leur comportement différent et la difficulté d'en donner une interprétation, le lien entre la stratification VHF et acoustique reste consistant aussi bien en nombre de sources qu'en puissance. La reconstruction et la quantification de la puissance acoustique des sources apporte, pour chaque orage, des informations complémentaires et compatibles avec les méthodes électromagnétiques.

5.3.2 Vers une catégorisation acoustique des éclairs ?

L'objectif est de conclure cette analyse par une représentation synthétique de l'ensemble des évènements étudiés, liant la puissance totale estimée dans le chapitre 4, avec une quantification géométrique de la distribution verticale de celle-ci. Cette représentation permettra de retrouver la classification des différents types d'éclair initiée dans le chapitre 4, et de situer de façon synthétique leur répartition dans la représentation verticale présentée dans ce chapitre.

Pour une quantification de la géométrie verticale des distributions de puissance acoustique, nous examinons deux paramètres "simples" :

- l'altitude Z_{max} du pic principal (maximum absolu) de la distribution verticale en puissance acoustique;
- l'altitude Z_{50} , mesurant l'altitude médiane sous laquelle 50 % de la puissance totale \mathcal{P}_{tot} d'un évènement est contenue depuis le sol (50 % de la puissance est émise par des sources entre le sol et Z_{50} , et 50 % par des sources au-dessus de Z_{50}).

La figure 5.16 présente ces deux paramètres en fonction l'un de l'autre (Z_{max} en fonction de Z_{50}) pour les 2 orages "standards", la figure 5.16a décrivant l'orage SOP1 du 26 octobre 2012, et la figure 5.16b celui du 17 septembre 2018 pour EXAEDRE. Dans les deux cas, la corrélation est excellente : on obtient respectivement $R^2 = 0.87$ et $R^2 = 0.98$. La pente de l'ajustement linéaire est quasiment l'unité, respectivement $p = 1.11$ et $p = 1.1$. De manière générale, la quasi égalité entre Z_{50} et Z_{max} (en plus de leur bonne corrélation) signifie que la distribution verticale de puissance présente des localisations toujours suffisamment fortes pour que, quelle que soit l'altitude du maximum local, on cumule 50% de la puissance totale dans son voisinage. Ce comportement serait attendu pour une géométrie à forte extension horizontale comme le sont généralement les reconstructions 3D VHF. Cela n'est en revanche pas trivial pour les arcs en retour. Si la corrélation était bonne mais sans être une identité, on aurait généralement beaucoup de puissance au dessous (resp. au-dessus) du premier maximum local, avec donc Z_{50} toujours inférieur (resp. supérieur) à Z_{max} . Et s'il n'y avait pas de corrélation du tout, cela pourrait signifier que le maximum local le plus intense ne contiendrait généralement que très peu du reste de la distribution (faible prééminence). Ce n'est pas le cas ici.

On remarque la présence de la majorité des TCG dans le coin inférieur gauche du graphe, signifiant à la fois une forte concentration de puissance proche du sol (faible valeur de Z_{50}) et une hétérogénéité marquée à cette altitude (faible valeur de Z_{max}). On compte, pour le 26 octobre 2012, 10 éclairs TCG (la moitié donc) dont le maximum local ainsi que 50 % du total de puissance se trouvent sous 2 km. Pour un seuil de 3.5 km (correspondant au creux de la distribution en puissance VHF, probablement à mi-chemin de la couche P inférieure et de la couche N centrale, voir figure 5.12), on totalise 16 TCG (voire 17) soit 80 % à 85 % d'entre eux. Pour le 17 septembre, 11 des 14 TCG sont sous 2 km soit 79% d'entre eux.

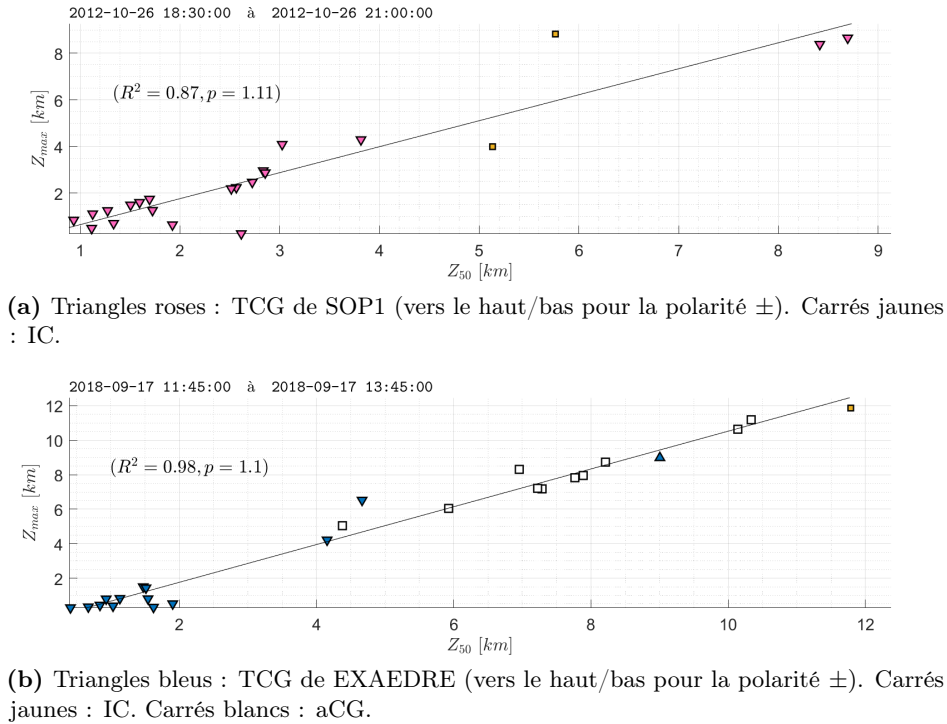
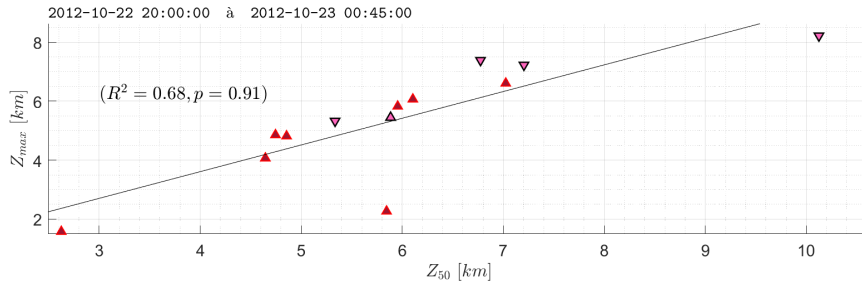


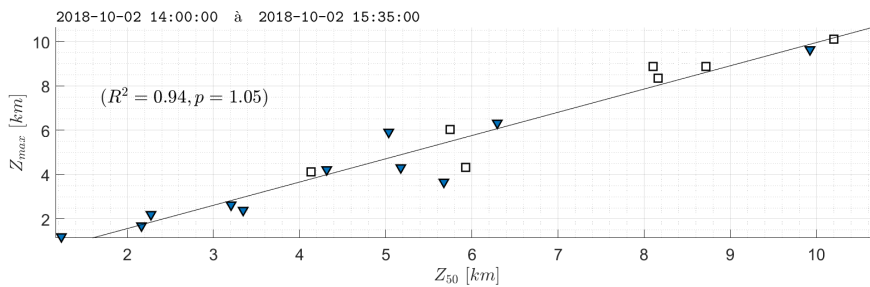
Figure 5.16: Corrélation entre Z_{max} et Z_{50} pour les deux orages standard de la base de données.

Cette faible altitude de la puissance peut générer des conditions de propagation acoustique favorables, qui expliqueraient en partie le bon taux de cohérence et le bon accord avec la localisation Météorage pour cette journée (rappelons que pour EXAEDRE, 80 % de toutes les sources reconstruites en dessous de 1 km d'altitude se situent dans la marge d'incertitude des détections au sol de Météorage, voir section 3.1.2). Pour ces deux orages, il existe néanmoins quelques exemples de TCG dont les puissances semblent concentrées plus en altitude, autour de 4 ou 5 km (couche N centrale), soit autour de 8 ou 9 km (couche P supérieure), dont le seul cas de CG+. Finalement pour les ICs les valeurs de Z_{50} sont (pour le peu d'exemples à notre disposition) soit entre 5 et 6 km, soit, pour un cas, très en hauteur à 12 km. Les éclairs aCG d'EXAEDRE ont, comme dans la section précédente, un comportement intermédiaire entre les TCG les plus hauts et les IC, balayant toutes les valeurs entre 4 et 10 km.

Les figures 5.17a et 5.17b montrent également la représentation de Z_{max} en fonction de Z_{50} , respectivement pour l'orage du 22-23 octobre 2012 de SOP1 et pour celui du 2 octobre 2018 d'EXAEDRE. Ces deux orages ont présenté, dans l'analyse de la section précédente, des comportements qui différaient des configurations attendues pour des orages classiques. Cette différenciation se remarque aussi sur ces deux figures. Si on retrouve une bonne corrélation proche de l'identité des deux paramètres géométriques pour les deux orages, celui du 22-23 octobre contient deux +SPCG et un TCG qui ont un comportement très différent (Z_{max} très



(a) Triangles roses : TCG de SOP1. Triangles rouges : +SPCG (vers le haut/bas pour la polarité \pm).



(b) Triangles bleus : TCG de EXAEDRE (vers le haut/bas pour la polarité \pm). Carrés blancs : aCG.

Figure 5.17: Corrélation entre Z_{max} et Z_{50} pour les deux orages atypiques de la base de données.

inférieur à Z_{50} , signe d'une faible prééminence du pic principal dans la distribution verticale de puissance acoustique). Ceci conduit à un taux de corrélation plus faible ($R^2 = 0.68$). Pour cet orage, un CG- présente aussi une valeur de Z_{50} (resp. Z_{max}) particulièrement élevée, au-dessus de 10km (resp. 8 km), ce qui signifie que sa puissance est fortement concentrée en altitude proche du haut du nuage. Contrairement à l'orage du 26 octobre pour lequel 80 % des CG- ont un Z_{50} inférieur à 3 km, le seul éclair présentant une valeur sous 3 km est un +SPCG. En revanche pour le 22-23 octobre la totalité des CG- ont des Z_{50} situés entre 5.2 km et 7.5 km, tandis que la majorité des +SPCG se situe autour de la couche centrale, ce qui est compatible avec un scénario de structure inversée au sein de cet orage.

Pour le 2 octobre, le comportement est encore différent : la répartition des valeurs de Z_{50} des CG- est très dispersée entre 1 et 6.5 km, rappelant la distribution de puissance VHF pour les TCG de cet orage (voir la figure 5.15c), un seul évènement étant localisé en haute altitude vers 10 km. Les 7 aCG ont des valeurs de Z_{50} réparties entre 4 et 10 km, ce qui traduit l'allure de leur distribution verticale de puissance acoustique (figure 5.15b). Le taux de corrélation entre les 2 paramètres géométriques est encore très élevé ($R^2 = 0.94$).

Il semble donc que le paramètre Z_{50} tende à rendre également compte de façon synthétique des altitudes caractéristiques des couches de charges de l'orage (notons que la distribution VHF du 26 octobre était plus basse que celle du 17 septembre, indiquant un nuage plus

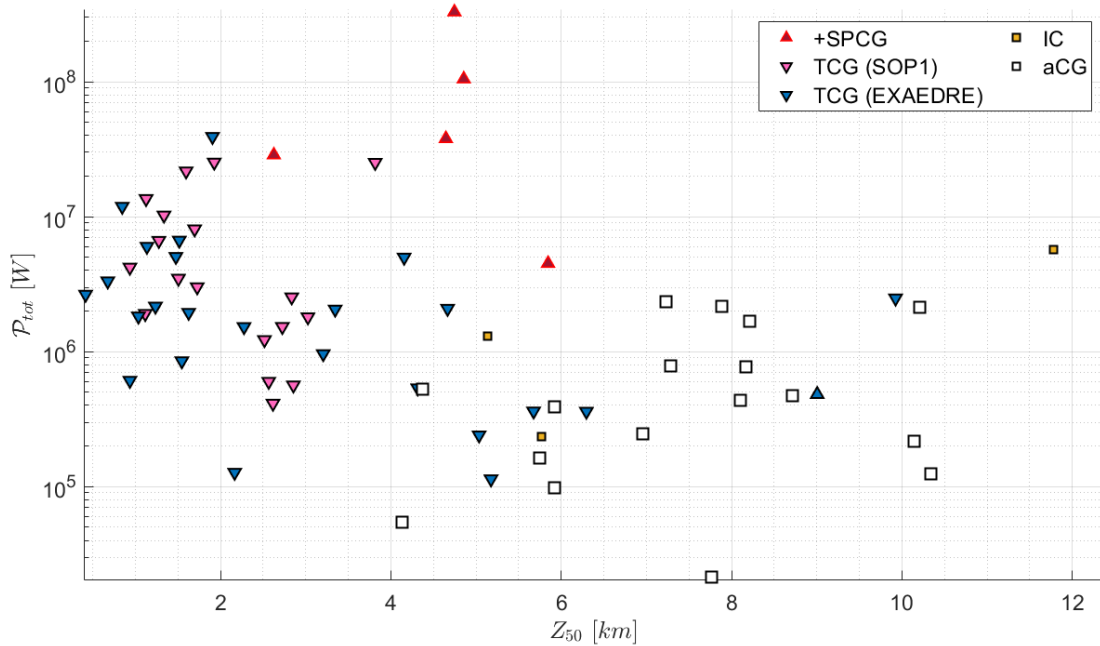


Figure 5.18: Puissance acoustique totale \mathcal{P}_{tot} en fonction de l'altitude Z_{50} , pour les évènements de la base de données à moins de 13 km du réseau acoustique AA.

bas dans le premier cas, ce qui est compatible avec les graphes présentés ici). Le fait que Z_{max} décrive correctement la structure de charge a déjà été suggéré par les analyses de distributions verticales de la section précédente, même s'il faut souligner que ce paramètre n'exploite cette fois-ci la distribution qu'au travers de son pic le plus important.

Dans le chapitre 4, nous avons caractérisé la puissance acoustique totale \mathcal{P}_{tot} de l'ensemble des éclairs que nous avons reconstruits à partir des campagnes de mesure SOP1 et EXAEDRE. En particulier nous avons montré la forte variabilité de cette puissance et, dans la figure 4.4, apparaissait une répartition spécifique avec des gammes de valeur caractéristiques associées aux différentes catégories. Sur la figure 5.18, nous représentons cette puissance acoustique totale \mathcal{P}_{tot} en fonction du paramètre géométrique Z_{50} introduit précédemment, en nous limitant cette fois aux évènements dont la position LLS se situe à moins de 13 km du réseau acoustique. Une telle représentation permet d'assortir la puissance totale des différents évènements d'une altitude caractéristique de sa distribution dans l'éclair.

L'axe des ordonnées permet de retrouver le résultat de l'histogramme de \mathcal{P}_{tot} (figure 4.4), à savoir un étalement sur quatre ordres de grandeur centré sur 2 MW, les valeurs des TCG étant centrés sur cette médiane, tandis que les aCG et IC occupent les valeurs minimales, et les +SPCG les valeurs maximales.

L'ajout de l'axe Z_{50} permet de séparer les populations des différentes catégories qui se recouvraient sur l'histogramme :

- Les TCG ont majoritairement une faible valeur de Z_{50} (inférieure à 3.5 km dans 33 cas sur 42 soit 79% (tous des CG-), inférieure à 2 km pour 22 d'entre eux soit 52% des cas), signe d'une puissance acoustique émise principalement sous le nuage dans l'arc en retour ou sous la couche centrale de celui-ci. La puissance varie de deux ordres de grandeur autour de la médiane.
- Les +SPCG ont une valeur Z_{50} centrée sur 4 ± 2 km tout en ayant la plus forte puissance acoustique (tous sauf un au-dessus de 4 MW), ce qui en fait des CG très inhabituels avec une puissance acoustique bien plus souvent localisée dans le nuage, et variant typiquement - pour notre faible quantité d'évènements - d'un ordre de grandeur, minoré par les TCG les plus puissants (sauf pour un +SPCG de puissance médiane). Ceci est peut être lié au fait que les +SPCG sont des éclairs ayant un très fort courant continu (d'où un fort CMC) qui se caractérise par une forte activité IC de longue durée.
- Les aCG et IC ont un Z_{50} très élevé, toujours supérieur à 4 km, et atteignant 10 à 12 km. La puissance varie de deux ordres de grandeur, entre la valeur médiane de 2 MW et de très faibles valeurs de l'ordre de 20 kW. Les IC sont très peu nombreux et sont trop dispersés pour identifier une zone claire du graphe, mais il faut noter qu'il est possible qu'une partie des aCG soient des évènements IC.
- On compte sept évènements CG- dont les positions dans le graphe sont réparties dans la zone contenant les aCG et les IC, avec des puissances moyennes ou faibles et des altitudes Z_{50} moyennes plutôt autour de la couche centrale du nuage entre 4 km et 6 km (un vers 10 km). Le seul CG+ n'ayant pas donné lieu à des sprites est assez peu puissant, et localisé en haute altitude vers 9 km, soit 3 km au-dessus du sprite le plus haut.

Bien que des exceptions existent, chaque catégorie d'éclair apparaît ici avec une répartition spatiale caractéristique de sa puissance acoustique, visibles par une zone privilégiée sur le graphe ($Z_{50}, \mathcal{P}_{tot}$): CG- à basse altitude et de puissance médiane, +SPCG de moyenne altitude et de puissance élevée, aCG et IC+ d'altitude moyenne à haute et de puissance plus faible.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Ce travail de thèse a eu pour objectif principal d'améliorer la caractérisation de l'énergie acoustique des éclairs, une information liée aux modèles de foudre, très discutés depuis les années 1960, et qui restent encore aujourd'hui un enjeu théorique et expérimental important (voir chapitre 1).

Dans le chapitre 2 nous présentons en détail la base de données, constituée (i) de mesures acoustiques basse fréquence par un réseau de microphones, (ii) de localisations d'éclairs, d'une part 2D par réseaux du type LLS avec des mesures électromagnétiques VLF-LF, d'autre part 3D par réseaux de type LMA avec des mesures électromagnétiques VHF, et enfin (iii) de mesures électromagnétiques ELF intégrées. Les trois premiers systèmes permettent de décrire de façon complémentaire la géométrie d'un éclair : les détections du LLS informant de la position au sol, les détections LMA de la structure 3D principalement horizontale en altitude, tandis que les détections acoustiques fournissent la géométrie de la décharge dans toute son extension verticale et une partie de son extension horizontale. Les mesures ELF permettent d'estimer le moment de courant à la source des décharges. Ces données ont permis d'analyser 78 éclairs de quatre orages ayant eu lieu durant le projet HyMeX, pendant ses campagnes de terrain SOP1 et EXAEDRE. Nous avons décrit ces orages par le contenu global de leur activité électromagnétique, contextualisant spatialement et temporellement notre sélection de données acoustiques. Ces orages sont apparus comme très différents les uns des autres, que ce soit par leur intensité, le type de décharges pouvant s'y produire, et leur cycle de vie. Les analyses présentées dans les chapitres 4 et 5 sont donc représentatives de cette large diversité.

Dans le chapitre 3, nous exploitons la pression RMS des détections acoustiques - *cohérentes* et *consistantes* - issues de l'algorithme PMCC, afin d'estimer la puissance acoustique de chaque source - la puissance totale \mathcal{P}_{tot} d'un éclair étant la somme des contributions de toutes ses sources. Cela a nécessité de quantifier et de corriger l'amplification du banc de filtres utilisé par PMCC pour le traitement, mais aussi de compenser convenablement les effets de la propagation acoustique. Nous montrons que, si la simplification d'une atmosphère

idéale, homogène et non absorbante conduisant à considérer une propagation en ligne droite donne de bons résultats quant à la géométrie de l'éclair reconstruit, elle est insuffisante pour estimer quantitativement la puissance émise par la décharge. En conservant la simplification des trajectoires des modèles de la littérature, nous leur ajoutons une prise en compte de différents effets de propagation et d'atténuation supplémentaires dans le calcul de la puissance acoustique : la réflexion de l'onde au sol (supposé rigide) au moment de sa réception par le microphone, son absorption par la relaxation vibratoire des molécules (N_2 et O_2) présentes dans l'air humide, et surtout l'impact de la stratification en densité de l'atmosphère. Ces effets sont pris en compte avec des simplifications qui sont discutées, montrant que nous les considérons à l'ordre dominant. En particulier, omettre la prise en compte de la stratification de la densité atmosphérique conduit à sous-estimer la puissance acoustique totale jusqu'à un facteur 10 pour les éclairs présentant des sources puissantes en altitude. Inversement le calcul de cette puissance sans utiliser de critère de consistance ni de cohérence, comme cela a été fait précédemment par [Holmes et al. \[1971\]](#) et [Johnson et al. \[2011\]](#) à partir du signal acoustique brut, conduit à inclure potentiellement la contribution du bruit et donc à surestimer la puissance acoustique d'un facteur pouvant également atteindre 10. Ces deux effets sont quantifiés systématiquement dans le chapitre suivant.

Dans le chapitre 4, la variabilité de la puissance acoustique totale \mathcal{P}_{tot} au sein de 78 éclairs est caractérisée. Celle-ci se répartit sur 4 ordres de grandeur, entre 21.2 kW et 330 MW, une variabilité similaire à celle des mesures optiques et électromagnétiques reportées dans la littérature (puissance optique estimée de $[10^8 - 10^{12}]$ W [[Kirkland et al., 2001](#)]). En triant les éclairs en catégories correspondant chacune à un phénomène différent de déclenchement de la décharge, nous parvenons à expliquer une partie de la variabilité de la puissance totale par sa corrélation à deux paramètres électriques (courant crête et Charge Moment Change). Les éclairs intra-nuage (IC) sont écartés de cette partie de l'analyse car trop peu nombreux pour faire une statistique. Nous avons également identifié des éclairs ambigus (aCG) catégorisés comme nuage-sol (CG) par le LLS mais sans confirmation acoustique 3D, dans des conditions de détection ne semblant pas le justifier (distance optimale, absence apparent de masquage, faible activité immédiate aux alentours). Pour les CG+ ayant été suivis de sprites (+SPCG), événements rares, 70% de la variabilité de \mathcal{P}_{tot} s'explique par la variabilité du CMC (*Charge Moment Change*). Pour les CG standard (TCG) - très majoritairement négatifs -, environ 60% de la variabilité de \mathcal{P}_{tot} s'explique par la variabilité du courant crête, ces valeurs correspondant à un ajustement logarithmique. Ces résultats sont établis sur respectivement 8 et 50 événements. Ils sont obtenus à partir de relativement peu de décharges, mais permettent de conforter notre choix de catégorisation tout en associant nos mesures acoustiques à des paramètres physiques de la décharge.

Les travaux précédents décrivent la partie infrasonore du spectre du tonnerre comme principalement émise par les arcs en retour [[Lacroix et al., 2018](#)], et la supposent rayonnée de manière uniformément répartie le long de celui-ci [[Few et al., 1967](#); [Few, 1970](#); [Lacroix et al., 2019](#)]. Nous montrons ici deux observations contradictoires avec ce modèle. Premièrement, la

majorité des CG que nous mesurons rayonnent leur puissance de façon hétérogène, avec une ou plusieurs zones de concentration parfois très forte dans des portions de quelques centaines de mètres. Deuxièmement, ces fortes localisations de la puissance acoustique peuvent être situées aussi bien dans la partie basse de l’arc en retour qu’en altitude dans le nuage, ou à des altitudes intermédiaires. La caractérisation de cette variabilité locale de puissance acoustique est traitée dans le dernier chapitre.

Dans le chapitre 5, nous comparons la puissance des sources acoustiques et celle des sources VHF. Leur répartition spatiale au sein d’un même éclair ne se compare que partiellement, leur géométrie est complémentaire mais pas identique. Cela est attendu dans la mesure où les mécanismes ayant généré ces sources sont différents : les sources VHF sont émises en majorité par les précurseurs et par les petites décharges présentes dans le nuage, alors que les sources acoustiques sont émises par le choc résultant du chauffage du canal de foudre une fois la connexion établie par les précurseurs. Cependant, la comparaison des distributions verticales fonctionne elle très bien. Cela avait déjà été montré statistiquement pour l’orage du 26 octobre 2012 par Gallin et al. [2016] avec la distribution verticale du nombre de sources, montrant que l’acoustique permettait de rendre compte de la stratification des charges électriques dans le nuage visible en VHF, tout en complétant celle-ci en détectant des sources sous 2 km. Nous confirmons d’une part cette observation avec les trois autres orages étudiés et pour une gamme de fréquences plus importante (passant de [1 – 40] Hz à [1 – 100] Hz), et l’étendons de deux manières. Premièrement, nous complétons la distribution en nombre de sources par la distribution verticale de la puissance. Deuxièmement, nous différencions l’analyse des données selon les différentes classifications d’éclairs. Nous identifions ici encore des comportements différents pour chaque type de décharges, cohérents avec la structure du nuage dont elles sont issues et avec leurs variations selon les orages ou leur état de maturité. Cela montre que la capacité à localiser en 3D la puissance acoustique des éclairs permet d’apporter une description des orages complémentaire aux données électromagnétiques, avec un lien manifeste entre la puissance acoustique locale et la structure physique des nuages. Enfin, nous nous concentrons sur la variabilité inter-éclairs de cette distribution verticale de puissance acoustique, et nous proposons l’altitude médiane Z_{50} de cette distribution comme étant un paramètre intéressant. Sa représentation en fonction de la puissance totale \mathcal{P}_{tot} permet de générer un graphe dans lequel chaque catégorie d’éclairs que nous avons identifiée se caractérise par une région de prédilection. On parvient donc à rendre compte des différents types de mécanismes électriques en utilisant uniquement des paramètres acoustiques.

Perspectives

Un point essentiel de ce travail est la variabilité de la puissance acoustique. Si une partie s'explique par une corrélation à certains paramètres physiques (CMC et courant crête), une autre part est sans doute imputable soit à l'erreur sur les mesures que nous faisons au réseau, soit à leur traitement par l'algorithme PMCC, soit aux hypothèses trop simplificatrices sur la propagation. Ces dernières, bien que donnant de bons résultats, ne permettent pas de prendre pleinement en compte la variabilité de la propagation. Y parvenir serait un apport considérable dans l'utilisation des infrasons pour rendre compte des phénomènes atmosphériques, mais il existe d'importantes limitations expérimentales. En premier lieu, intégrer l'influence de la célérité effective du son, incluant celle du vent de façon réaliste (de l'ordre de la dizaine de mètres par seconde) nécessiterait des mesures de terrain ayant une résolution spatio-temporelle très fine. Dans son modèle, [Gallin et al. \[2016\]](#) utilisent des profils de vent issus des simulations AROME-WMED à disposition durant la campagne SOP1, résolues de 2.5 km en espace et 1 h en temps. Avoir une mesure par minute et par centaine de mètres serait plus adapté pour rendre compte des variations locales d'une cellule orageuse (la durée de vie typique d'un orage monocellulaire étant de l'ordre de l'heure). Cette difficulté était déjà décrite dès l'origine de l'élaboration de la méthode acoustique de reconstruction par [Few \[1970\]](#). Ce dernier conclut en suggérant une comparaison de la géométrie reconstruite acoustiquement avec celle obtenue par une photographie du même évènement, afin d'optimiser le profil de vent et de température pour permettre le meilleur ajustement. Une comparaison des reconstructions infrasonores et électromagnétiques VHF avec une photographie a été effectuée par [Arechiga et al. \[2015\]](#), localisant des sources acoustiques au niveau des parties du canal les plus lumineuses portant l'essentiel du courant. On peut aussi citer les mesures spectrométriques dans l'infrarouge donnant accès à la température à l'intérieur des décharges comme celles présentées par [Gordillo-Vázquez et al. \[2018\]](#), permettant de montrer notamment que les sprites ne produisent pas de chauffage significatif des gaz environnant, et que leur détection optique pourrait permettre de sonder thermiquement des zones difficilement accessibles à des altitudes variables dans la mésosphère. Mentionnons également les travaux de [Kieu et al. \[2021\]](#) qui s'appliquent à des décharges de laboratoires représentatives des éclairs. Enfin, [Chen et al. \[2015\]](#) associent huit photomètres et deux caméras rapides afin de mesurer, avec une résolution spatiale de 22 m, la variation temporelle de luminosité dans une portion du canal de foudre et évaluer la vitesse de propagation du leader descendant d'un CG positif. Ils lient les variations de luminosité aux variations du champ électrique mesuré par des antennes électromagnétiques, permettant d'identifier les phases de courant continu.

On pourrait également utiliser des microphones isolés, conjointement à un mini-réseau acoustique de reconstruction 3D pour inférer les conditions de propagation. Nous avons montré dans le chapitre 4 que de très petites portions d'éclairs reconstruites au réseau AA d'EXAEDRE pouvaient émettre de grandes quantités de puissance acoustique, générant de

courts pics de pression significatifs que nous parvenons à prédire et à mesurer aux capteurs SA en simulant une propagation simplifiée (voir annexe D). Un décalage temporel de l'ordre de quelques secondes a dû être corrigé à la main, ce qui est peu satisfaisant. On pourrait alors imaginer une méthode d'optimisation basée sur les différents temps d'arrivée de ces pics de pression à différents capteurs pour estimer au mieux la vitesse du son effective. L'utilisation de plusieurs microphones pourrait également permettre de mieux comprendre la variation de l'amplitude ou de l'énergie du tonnerre en fonction de la distance d'observation. Des modèles améliorés du tonnerre seront utiles pour comprendre sa corrélation avec divers paramètres électriques, dont certains n'ont pas été étudiés ici (par exemple le courant en fonction du temps au lieu du simple courant crête, ou la conductivité locale). Ces modèles pourraient être spécifiques à différents types d'éclairs (CG-, CG+, +SPCG, IC, superbolt, narrow bipolar pulse, ...) et devraient être capables de prédire l'hétérogénéité de la distribution de la puissance acoustique observée. Cela suppose une bonne confiance dans la localisation initiale de la zone de l'éclair émettant le plus de puissance acoustique. Il a été montré, par la reconstruction d'un même éclair avec deux réseaux acoustiques différents séparés d'une quinzaine de kilomètres [Farges et al., 2023], qu'une portion d'un éclair pouvait être invisible acoustiquement par l'un des réseaux et vue par le second, indiquant une variabilité liée au point d'observation. De plus, la méthode PMCC ne pouvant détecter qu'une seule source par fenêtre spectro-temporelle, il est possible en théorie que son utilisation conduise à attribuer à une même localisation la puissance issue de deux sources équidistantes mais distinctes d'un même éclair. De nouvelles méthodes de traitement du signal pourraient être utilisées, comme la méthode multichannel maximum-likelihood (MCML) [Le Pichon et al., 2022; Poste et al., 2022], qui pourraient permettre d'accéder à plusieurs sources venant d'un même pixel temps-fréquence.

Un protocole expérimental permettant de répondre à ces problématiques pourrait être d'entourer une région de 10 km par trois réseaux acoustiques de type AA (et éventuellement un quatrième au centre de la zone), en effectuant avec chacun des reconstructions acoustiques 3D basées sur l'algorithme MCML (donnant des sorties similaires à PMCC et ne modifiant donc pas la procédure présentée dans le chapitre 3). Des microphones isolés de type SA pourraient également être dispersés dans cette zone afin d'obtenir plusieurs points de validation du signal de pression RMS simulé. Une observation optique serait alors idéale (une mesure depuis chacun des trois réseaux AA entourant la zone de mesures) pour confirmer les résultats. On notera que des dispositifs semblables à petite échelle sont expérimentés en laboratoire, permettant d'étudier la faisabilité et l'apport de ce type de mesures en s'affranchissant des perturbations atmosphériques [Salze et al., 2022].

Un autre effet météorologique est l'absorption par les gouttelettes d'eau (modélisée par [Baudoin et al., 2011]) ou par la glace (largement inconnue à ce jour) dans les nuages, qui est supposée augmenter l'absorption du son et donc, lors de la rétro-propagation, la puissance acoustique, mais qui nécessite une validation expérimentale. L'augmentation de la largeur

de bande des mesures acoustiques dans la gamme des hautes fréquences permettra une localisation et une quantification plus précises de la puissance acoustique. En particulier, selon le modèle de [Few \[1969\]](#), cela permettra de mieux capturer le pic de fréquence des événements de faible intensité tels que les éclairs intra-nuage. Pour ce faire, on pourrait concevoir des réseaux de différentes tailles adaptés à diverses gammes de fréquences. La localisation 3D de la puissance acoustique pourrait également être accompagnée de mesures optiques dans le but de détecter les variations locales de luminosité ou de température à l'intérieur des arcs en retour, et de vérifier leur lien avec les hétérogénéités de la distribution de la puissance acoustique.

Des observations optiques d'arcs en retour (photographie ou vidéo) seraient un moyen précieux de validation de la reconstruction acoustique exacte de la foudre proche du sol, à laquelle n'accède pas un LMA et pour laquelle nous avons identifié des caractéristiques inattendues, en particulier une tendance à mesurer (pour les CG- surtout) une petite zone localement très puissante à quelques centaines de mètres du sol. L'apparition de cette zone pourrait être liée à l'incertitude sur les faibles élévations (induite par le fait que l'on est en présence de vitesses apparentes proches de la vitesse du son, dont la valeur n'est elle-même pas déterminée de manière précise au moment de la mesure - en absence de mesure de température et de vent pour estimer la vitesse de son effective, voir [\[Gallin et al., 2016\]](#)). Néanmoins, un phénomène physique particulier n'est pas à exclure étant donné que l'énergie injectée et sa conversion acoustique dans un arc en retour ne sont pas bien connues, encore moins ses potentielles hétérogénéités le long de la décharge, qui pourraient être liées à des variations locales de températures dans le canal de foudre. Une amélioration du modèle de [Lacroix et al. \[2019\]](#) pourrait être d'attribuer une amplitude initiale différente aux différentes sources réparties le long de la géométrie tortueuse.

Enfin, la comparaison des mesures de la puissance acoustique avec d'autres paramètres physiques pourrait être explorée au travers des détections effectuées par satellite. Par exemple, l'imageur d'éclairs (*Lightning Imager*, LI) a été mis en orbite en décembre 2022 à bord du satellite de météorologie géostationnaire de troisième génération européen MTG [\[Grandell et al., 2009\]](#). En 2023, il est en phase de vérification en vol. Dans ce contexte, la relative simplicité du déploiement d'un mini-réseau acoustique permettrait de proposer une validation complétant les détections par LLS dans les zones dépourvues de LMA. Le LI détectant principalement la lumière des décharges traversant le haut du nuage, la forte variabilité que nous observons pour la puissance acoustique pourrait donc apporter des informations supplémentaires avec une grande plage dynamique.

Bilan

Ce travail de thèse a permis de caractériser la puissance acoustique des éclairs d'orages, en ajoutant une dimension physique supplémentaire à la reconstruction acoustique 3D. Les recherches futures viseront à améliorer la localisation 3D de la puissance acoustique des éclairs, à mieux comprendre la variabilité de la puissance totale, et à élaborer une modélisation des éclairs capable de décrire les fortes hétérogénéités observées dans la distribution. Les mesures optiques et la multiplication des réseaux acoustiques semblent une voix prometteuse, permettant de mieux caractériser ces hétérogénéités en surmontant les biais de propagation, permettant d'espérer lier la localisation de la puissance acoustique aux mécanismes physiques internes encore très discutés à l'origine du canal de foudre.

Références

- Anderson, J. F., Johnson, J. B., Arechiga, R. O., and Thomas, R. J. (2014). Mapping thunder sources by inverting acoustic and electromagnetic observations. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 119(23):13,287–13,304.
- Anderson, R., Berger, K., and Kröninger, H. (1975). Parameter of lightning flashes. *Cigré*, 41:23–37.
- Arechiga, R., Rison, W., Edens, H., Erives, H., and Thomas, R. (2015). Comparison of Acoustic Location, VHF Mapping, and High-Speed Video Recordings of Lightning Flashes. In *International Conference on Lightning [amp] Static Electricity (ICOLSE 2015)*, page 44, Toulouse, France. Institution of Engineering and Technology.
- Arechiga, R. O., Johnson, J. B., Edens, H. E., Thomas, R. J., and Rison, W. (2011). Acoustic localization of triggered lightning. *Journal of Geophysical Research*, 116(D9):D09103.
- Assink, J. D., Evers, L. G., Holleman, I., and Paulssen, H. (2008). Characterization of infrasound from lightning. *Geophysical Research Letters*, 35(15).
- Attenborough, K. (1985). Acoustical impedance models for outdoor ground surfaces. *Journal of Sound and Vibration*, 99(4):521–544.
- Attenborough, K., Bashir, I., and Taherzadeh, S. (2011). Outdoor ground impedance models. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 129(5):2806–2819.
- Bass, H. E. (1980). The propagation of thunder through the atmosphere. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 67(6):1959.
- Baudoin, M., Coulouvrat, F., and Thomas, J.-L. (2011). Sound, infrasound, and sonic boom absorption by atmospheric clouds. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(3):1142–1153.
- Beasley, W. H., Georges, T. M., and Evans, M. W. (1976). Infrasound from convective storms: An experimental test of electrical source mechanisms. *Journal of Geophysical Research*, 81(18):3133–3140.
- Berger, K. (1975). Parameters of lightning flashes. *Electra*, 80:223–237.
- Berger, K. (1978). Blitzstrom-parameter von aufwaertsblitzen.
- Berger, K., Anderson, R., and Kroeninger, H. (1975). Parameters of lightning flashes. study committee no. 33 (overvoltages and insulation co-ordination). *cigré. Electra*, (41).

- Bestard, D., Coulouvrat, F., Farges, T., and Mlynarczyk, J. (2023). Acoustical power of lightning flashes. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 128(18).
- Blokhintzev, D. (1946). The propagation of sound in an inhomogeneous and moving medium i. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 18(2):322–328.
- Blumrich, R., Coulouvrat, F., and Heimann, D. (2005). Meteorologically induced variability of sonic-boom characteristics of supersonic aircraft in cruising flight. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(2):707–722.
- Bondiou, A., Taudière, I., Richard, P., and Helloco, F. (1990). Analyse spatio-temporelle du rayonnement VHF-UHF associé à l'éclair. *Revue de Physique Appliquée*, 25(2):147–157.
- Borovsky, J. E. (1998). Lightning energetics: Estimates of energy dissipation in channels, channel radii, and channel-heating risetimes. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 103(D10):11537–11553.
- Brode, H. L. (1959). Blast Wave from a Spherical Charge. *The Physics of Fluids*, 2(2):217–229.
- Brunetti, M., Cecchini, S., Galli, M., Giovannini, G., and Pagliarin, A. (2000). Gamma-ray bursts of atmospheric origin in the mev energy range. *Geophysical Research Letters*, 27(11):1599–1602.
- Bruning, E. C., Weiss, S. A., and Calhoun, K. M. (2014). Continuous variability in thunderstorm primary electrification and an evaluation of inverted-polarity terminology. *Atmospheric Research*, 135-136:274–284.
- Byers, H. R. and Braham, R. R. (1948). Thunderstorm structure and circulation. *Journal of Meteorology*, 5(3):71–86.
- Byers, H. R. and Braham, R. R. (1949). *The thunderstorm: report of the Thunderstorm Project*. US Government Printing Office.
- Cansi, Y. (1995). An automatic seismic event processing for detection and location: The P.M.C.C. Method. *Geophysical Research Letters*, 22(9):1021–1024.
- Cansi, Y. and Le Pichon, A. (2008). Infrasound Event Detection Using the Progressive Multi-Channel Correlation Algorithm. In Havelock, D., Kuwano, S., and Vorländer, M., editors, *Handbook of Signal Processing in Acoustics*, pages 1425–1435. Springer, New York, NY.
- Cecil, D. J., Buechler, D. E., and Blakeslee, R. J. (2014). Gridded lightning climatology from TRMM-LIS and OTD: Dataset description. *Atmospheric Research*, 135-136:404–414.
- Chen, L., Lu, W., Zhang, Y., and Wang, D. (2015). Optical progression characteristics of an interesting natural downward bipolar lightning flash. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120(2):708–715.

- Christian, H. J., Blakeslee, R. J., Boccippio, D. J., Boeck, W. L., Buechler, D. E., Driscoll, K. T., Goodman, S. J., Hall, J. M., Koshak, W. J., Mach, D. M., and Stewart, M. F. (2003). Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the optical transient detector. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 108(D1).
- Chubenko, A., Antonova, V., Kryukov, S., Piskal, V., Ptitsyn, M., Shepetov, A., Vildanova, L., Zybin, K., and Gurevich, A. (2000). Intensive x-ray emission bursts during thunderstorms. *Physics Letters A*, 275(1–2):90–100.
- Cole, J. E. and Dobbins, R. A. (1971). Measurements of the attenuation of sound by a warm air fog. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(2):202–209.
- Colgate, S. A. (1967). Enhanced drop coalescence by electric fields in equilibrium with turbulence. *Journal of Geophysical Research*, 72(2):479–487.
- Coquillat, S., Defer, E., de Guibert, P., Lambert, D., Pinty, J.-P., Pont, V., Prieur, S., Thomas, R. J., Krehbiel, P. R., and Rison, W. (2019). SAETTA: high-resolution 3-D mapping of the total lightning activity in the Mediterranean Basin over Corsica, with a focus on a mesoscale convective system event. *Atmospheric Measurement Techniques*, 12(11):5765–5790.
- Coquillat, S., Pont, V., Lambert, D., Houel, R., Pardé, M., Kreitz, M., Ricard, D., Gonneau, E., de Guibert, P., and Prieur, S. (2022). Six years of electrified convection over the island of Corsica monitored by SAETTA: General trends and anomalously electrified thunderstorms during African dust south flow events. *Atmospheric Research*, 275:106227.
- Council, N. R. (1986). *The Earth's Electrical Environment*. National Academies Press, Washington, DC.
- Crabb, J. A. and Latham, J. (1974). Corona from colliding drops as a possible mechanism for the triggering of lightning. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 100(424):191–202.
- Cummer, S. A. and Lyons, W. A. (2004). Lightning charge moment changes in U.S. High Plains thunderstorms. *Geophysical Research Letters*, 31(5).
- Cummins, K. L., Murphy, M. J., Bardo, E. A., Hiscox, W. L., Pyle, R. B., and Pifer, A. E. (1998). A Combined TOA/MDF Technology Upgrade of the U.S. National Lightning Detection Network. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 103(D8):9035–9044.
- da Silva, C. L. and Pasko, V. P. (2014). Infrasonic acoustic waves generated by fast air heating in sprite cores. *Geophysical Research Letters*, 41(5):1789–1795.
- Dawson, G. and Winn, W. P. (1965). A model for streamer propagation. *Zeitschrift für Physik*, 183(2):159–171.

- Dawson, G. A., Richards, C. N., Krider, E. P., and Uman, M. A. (1968). Acoustic output of a long spark. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 73(2):815–816.
- Dayeh, M., Evans, N., Fuselier, S., Trevino, J., Ramaekers, J., Dwyer, J., Lucia, R., Rassoul, H., Kotovsky, D., Jordan, D. M., et al. (2015). First images of thunder: Acoustic imaging of triggered lightning. *Geophysical Research Letters*, 42(14):6051–6057.
- Defer, E., Pinty, J.-P., Coquillat, S., Martin, J.-M., Prieur, S., Soula, S., Richard, E., Rison, W., Krehbiel, P., Thomas, R., Rodeheffer, D., Vergeiner, C., Malaterre, F., Pedeboy, S., Schulz, W., Farges, T., Gallin, L.-J., Ortéga, P., Ribaud, J.-F., Anderson, G., Betz, H.-D., Meneux, B., Kotroni, V., Lagouvardos, K., Roos, S., Ducrocq, V., Roussot, O., Labatut, L., and Molinié, G. (2015). An overview of the lightning and atmospheric electricity observations collected in southern France during the HYdrological cycle in Mediterranean EXperiment (HyMeX), Special Observation Period 1. *Atmospheric Measurement Techniques*, 8(2):649–669.
- Defer, E., Prieur, S., and Coquillat, S. (2021). L1 saetta science data.
- Deierling, W. and Petersen, W. A. (2008). Total lightning activity as an indicator of updraft characteristics. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 113(D16).
- Depasse, P. (1994). Lightning acoustic signature. *Journal of Geophysical Research*, 99(D12):25933.
- Dörr, J. (1913). Über die fernwirkung der explosion auf dem steinfelde bei wiener neustadt (7. juni 1912). sitz. *Ber. d. Akad. d. Wiss. Wien*.
- Dragna, D., Attenborough, K., and Blanc-Benon, P. (2015). On the inadvisability of using single parameter impedance models for representing the acoustical properties of ground surfaces. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 138(4):2399–2413.
- Drobinski, P., Ducrocq, V., Alpert, P., Anagnostou, E., Béranger, K., Borga, M., Braud, I., Chanzy, A., Davolio, S., Delrieu, G., Estournel, C., Boubrahmi, N. F., Font, J., Grubišić, V., Gualdi, S., Homar, V., Ivančan-Picek, B., Kottmeier, C., Kotroni, V., Lagouvardos, K., Lionello, P., Llasat, M. C., Ludwig, W., Lutoff, C., Mariotti, A., Richard, E., Romero, R., Rotunno, R., Roussot, O., Ruin, I., Somot, S., Taupier-Letage, I., Tintore, J., Uijlenhoet, R., and Wernli, H. (2014). HyMeX: A 10-Year Multidisciplinary Program on the Mediterranean Water Cycle. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 95(7):1063–1082.
- Dubovoy, E., Pryazhinsky, V., and Bondarenko, V. (1991a). Numerical modelling of the gasodynamical parameters of a lightning channel and radio-sounding reflection. *Izvestiâ Akademii nauk SSSR. Fizika atmosfery i okeana*, 27(2):194–203.
- Dubovoy, E., Pryazhinsky, V., and Chitanava, G. (1991b). Calculation of energy dissipation in lightning channel. *Meteorologiya i Gidrologiya*, 2:40–45.

- Dubovoy, E. I., Mikhailov, M. S., Ogonkov, A. L., and Pryazhinsky, V. I. (1995). Measurement and numerical modeling of radio sounding reflection from a lightning channel. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 100(D1):1497–1502.
- Ducrocq, V., Braud, I., Davolio, S., Ferretti, R., Flamant, C., Jansa, A., Kalthoff, N., Richard, E., Taupier-Letage, I., Ayrat, P.-A., Belamari, S., Berne, A., Borga, M., Boudevillain, B., Bock, O., Boichard, J.-L., Bouin, M.-N., Bousquet, O., Bouvier, C., Chiggiato, J., Cimini, D., Corsmeier, U., Coppola, L., Cocquerez, P., Defer, E., Delanoë, J., Girolamo, P. D., Doerenbecher, A., Drobinski, P., Dufournet, Y., Fourrié, N., Gourley, J. J., Labatut, L., Lambert, D., Coz, J. L., Marzano, F. S., Molinié, G., Montani, A., Nord, G., Nuret, M., Ramage, K., Rison, W., Roussot, O., Said, F., Schwarzenboeck, A., Testor, P., Baelen, J. V., Vincendon, B., Aran, M., and Tamayo, J. (2014). HyMeX-SOP1: The Field Campaign Dedicated to Heavy Precipitation and Flash Flooding in the Northwestern Mediterranean. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 95(7):1083–1100.
- Dwyer, J. R. (2010). Diffusion of relativistic runaway electrons and implications for lightning initiation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 115(A3).
- Dwyer, J. R. and Uman, M. A. (2014). The physics of lightning. *Physics Reports*, 534(4):147–241.
- E. Defer, S. Coquillat, P. D. G. D. L. K. L. J.-P. P. V. P. S. P. I. R. E. R. O. C. F. E. L. L. M. B. P. B. P. L. G. L. S. P. J.-Y. L. A. S. R. D. G. F. J.-F. F. C. G. J.-M. P. J. D. C. C. C. L. J. P. F. T. L. G. J.-P. D. J.-C. C. C. C. M. K. S. D. P. G. L. B. T. P. T. F. A. P. M. L. and Dye, J. E. (2019). The exaetre campaign for a better understanding of the microphysical, dynamical and electrical processes in thunderstorms. *12th HyMeX Workshop, Split, Croatia*.
- Eack, K. B., Suszcynsky, D. M., Beasley, W. H., Roussel-Dupre, R., and Symbalisky, E. (2000). Gamma-ray emissions observed in a thunderstorm anvil. *Geophysical Research Letters*, 27(2):185–188.
- Eames, I., Marr, N., and Sabir, H. (1997). The evaporation coefficient of water: a review. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(12):2963–2973.
- Espy, J. P. (1841). *The philosophy of storms*. CC Little and J. Brown.
- EXAEDRE (2018). <https://www.hymex.org/exaetre/>.
- Farges, T. (2023a). Acoustic array. *Mistrals*. <https://doi.org/10.6096/6004>.
- Farges, T. (2023b). Microphone network. *Mistrals*. <https://doi.org/10.6096/6003>.
- Farges, T. and Blanc, E. (2010). Characteristics of infrasound from lightning and sprites near thunderstorm areas. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 115(A6).
- Farges, T., Hupe, P., Le Pichon, A., Ceranna, L., Listowski, C., and Diawara, A. (2021).

- Infrasound Thunder Detections across 15 Years over Ivory Coast: Localization, Propagation, and Link with the Stratospheric Semi-Annual Oscillation. *Atmosphere*, 12(9):1188.
- Farges, T., Letournel, P., Le Pichon, A., and Listowski, C. (2023). 3d acoustic reconstruction of lightning by two dense acoustic networks 14 km apart. Copernicus GmbH.
- Few, A. A. (1968). *Thunder*. PhD thesis, Rice University, Houston, Tex.
- Few, A. A. (1969). Power spectrum of thunder. *Journal of Geophysical Research*, 74(28):6926–6934.
- Few, A. A. (1970). Lightning channel reconstruction from thunder measurements. *Journal of Geophysical Research*, 75(36):7517–7523.
- Few, A. A., Dessler, A. J., Latham, D. J., and Brook, M. (1967). A dominant 200-hertz peak in the acoustic spectrum of thunder. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 72(24):6149–6154.
- Few, A. A. and Teer, T. L. (1974). The accuracy of acoustic reconstructions of lightning channels. *Journal of Geophysical Research*, 79(33):5007–5011.
- Fleagle, R. G. (1949). The audibility of thunder. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 21(4):411–412.
- Fuchs, B. R., Rutledge, S. A., Bruning, E. C., Pierce, J. R., Kodros, J. K., Lang, T. J., MacGorman, D. R., Krehbiel, P. R., and Rison, W. (2015). Environmental controls on storm intensity and charge structure in multiple regions of the continental united states. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120(13):6575–6596.
- Gallin, L., Farges, T., Marchiano, R., Coulouvrat, F., Defer, E., Rison, W., Schulz, W., and Nuret, M. (2016). Statistical analysis of storm electrical discharges reconstituted from a lightning mapping system, a lightning location system, and an acoustic array. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 121(8):3929–3953.
- Gallin, L.-J. (2014). *Caratérisation acoustique des éclairs d’orage*. PhD Thesis.
- Gallin, L.-J., Rénier, M., Gaudard, É., Farges, T., Marchiano, R., and Coulouvrat, F. (2014). One-way approximation for the simulation of weak shock wave propagation in atmospheric flows. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(5):2559–2570.
- Gatlin, P. N. and Goodman, S. J. (2010). A total lightning trending algorithm to identify severe thunderstorms. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 27(1):3–22.
- Gavreau, V., Condat, R., and Saul, H. (1966). Infrasound: generators, detectors, physical qualities, biological effects. *Acta Acustica united with Acustica*, 17(1):1–10.
- Glassner, A. (2000). The digital ceraunoscope: synthetic thunder and lightning. I. *IEEE Computer Graphics and Applications*, 20(2):89–93.

- Gordillo-Vázquez, F. J., Passas, M., Luque, A., Sánchez, J., van der Velde, O. A., and Montanyá, J. (2018). High spectral resolution spectroscopy of sprites: A natural probe of the mesosphere. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 123(4):2336–2346.
- Grandell, J., Finke, U., and Stuhlmann, R. (2009). The EUMETSAT Meteosat Third Generation Lightning Imager (MTG-LI): Applications and Product Processing. In *9th EMS Annual Meeting*, pages EMS2009–551.
- Green, J. E. and Dunn, F. (1968). Correlation of naturally occurring infrasonics and selected human behavior. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 44(5):1456–1457.
- Gubaidullin, D. and Nigmatulin, R. (2000). On the theory of acoustic waves in polydispersed gas–vapor–droplet suspensions. *International journal of multiphase flow*, 26(2):207–228.
- Gumerov, N., Ivandaev, A., and Nigmatulin, R. (1988). Sound waves in monodisperse gas-particle or vapour-droplet mixtures. *Journal of Fluid Mechanics*, 193:53–74.
- Hill, R. D. (1968). Analysis of irregular paths of lightning channels. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 73(6):1897–1906.
- Hill, R. D. (1971). Channel heating in return-stroke lightning. *Journal of Geophysical Research*, 76(3):637–645.
- Hill, R. D. (1977). Energy dissipation in lightning. *Journal of Geophysical Research*, 82(31):4967–4968.
- Holmes, C. R., Brook, M., Krehbiel, P., and McCrory, R. (1971). On the power spectrum and mechanism of thunder. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 76(9):2106–2115.
- Holzworth, R. H., McCarthy, M. P., Brundell, J. B., Jacobson, A. R., and Rodger, C. J. (2019). Global Distribution of Superbolts. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 124(17-18):9996–10005.
- Hood, R. and Leventhall, H. (1971). Field measurement of infrasonic noise. *Acta Acustica united with Acustica*, 25(1):10–13.
- Houel, R. (2023). *Structure des zones de charges électriques et propriétés de l'activité électrique des orages en Méditerranée nord-occidentale*. phdthesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III.
- Houel, R., Defer, E., Lambert, D., Prieur, S., Pédeboy, S., Gaussiat, N., and Radojevic, M. (2022). Normal versus anomalous thunderstorms, a comparison of electrical cells properties observed with the saetta lma over the corsican island.
- Humphreys, W. (1940). *Physics of the air mcgraw-hill*. New York.
- ICAO (1993). *Manual of the ICAO Standard Atmosphere: extended to 80 kilometres (262 500 feet)*, volume 7488. International Civil Aviation Organization.

- Idone, V. P. and Orville, R. E. (1985). Correlated peak relative light intensity and peak current in triggered lightning subsequent return strokes. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 90(D4):6159–6164.
- Idone, V. P., Saljoughy, A. B., Henderson, R. W., Moore, P. K., and Pyle, R. B. (1993). A reexamination of the peak current calibration of the national lightning detection network. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 98(D10):18323–18332.
- ISO 9613-1 (1993). Acoustics - Attenuation of sound during propagation outdoors - part 1: Calculation of the absorption of sound by the atmosphere. International Organization for Standardization, Genève. <https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:9613:-1:ed-1:v1:en>.
- Johnson, J. B., Arechiga, R. O., Thomas, R. J., Edens, H. E., Anderson, J., and Johnson, R. (2011). Imaging thunder. *Geophysical Research Letters*, 38(19).
- Karzova, M. M., Yuldashev, P. V., Khokhlova, V. A., Ollivier, S., Salze, E., and Blanc-Benon, P. (2015). Characterization of spark-generated in/i-waves in air using an optical schlieren method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 137(6):3244–3252.
- Kasemir, H. W. (1960). A contribution to the electrostatic theory of a lightning discharge. *Journal of Geophysical Research*, 65(7):1873–1878.
- Kayser, B., Cotté, B., Ecotièrre, D., and Gauvreau, B. (2020). Environmental parameters sensitivity analysis for the modeling of wind turbine noise in downwind conditions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 148(6):3623–3632.
- Kelley, M. and Garstang, M. (2013). On the possible detection of lightning storms by elephants. *Animals*, 3(2):349–355.
- Kessler, E. (1982). *Thunderstorm morphology and dynamics*, volume 2. US Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration
- Kieu, N., Gordillo-Vázquez, F. J., Passas, M., Sánchez, J., and Pérez-Invernón, F. J. (2021). High-speed spectroscopy of lightning-like discharges: Evidence of molecular optical emissions. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 126(11):e2021JD035016.
- Kikuchi, H., Sato, M., Ushio, T., Morimoto, T., Kikuchi, M., Yamazaki, A., Suzuki, M., Ishida, R., Sakamoto, Y., Wu, T., and Kawasaki, Z. (2017). Simultaneous observations of optical lightning from space and LF band lightning waveforms from the ground. *Geophysical Research Letters*, 44(2):1123–1131.
- Kirkland, M. W., Suszcynsky, D. M., Guillen, J. L. L., and Green, J. L. (2001). Optical observations of terrestrial lightning by the FORTE satellite photodiode detector. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 106(D24):33499–33509.
- Kolmašová, I., Santolík, O., Defer, E., Kašpar, P., Kolínská, A., Pedebay, S., and Coquillat,

- S. (2020). Two propagation scenarios of isolated breakdown lightning processes in failed negative cloud-to-ground flashes. *Geophysical Research Letters*, 47(23).
- Krider, E. P., Dawson, G. A., and Uman, M. A. (1968). Peak power and energy dissipation in a single-stroke lightning flash. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 73(10):3335–3339.
- Krider, E. P., Noggle, R. C., and Uman, M. A. (1976). A gated, wideband magnetic direction finder for lightning return strokes. *Journal of Applied Meteorology*, 15(3):301–306.
- Kulak, A., Młynarczyk, J., Ostrowski, M., Kubisz, J., and Michalec, A. (2012). Analysis of ELF electromagnetic field pulses recorded by the Hylaty station coinciding with terrestrial gamma-ray flashes. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 117(D18).
- Kulak, A. and Młynarczyk, J. (2011). A new technique for reconstruction of the current moment waveform related to a gigantic jet from the magnetic field component recorded by an ELF station. *Radio Science*, 46(02):1–7.
- Lacroix, A. (2018). *Reconstruction, caractérisation et modélisation acoustiques des éclairs d'orages*. phdthesis, Sorbonne Université.
- Lacroix, A., Coulouvrat, F., Marchiano, R., Farges, T., and Ripoll, J. (2019). Acoustical Energy of Return Strokes: A Comparison Between a Statistical Model and Measurements. *Geophysical Research Letters*, 46(20):11479–11489.
- Lacroix, A., Farges, T., Marchiano, R., and Coulouvrat, F. (2018). Acoustical Measurement of Natural Lightning Flashes: Reconstructions and Statistical Analysis of Energy Spectra. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 123(21):12,040–12,065.
- Lang, T. J., Miller, L. J., Weisman, M., Rutledge, S. A., Barker III, L. J., Bringi, V., Chandrasekar, V., Detwiler, A., Doesken, N., Helsdon, J., et al. (2004). The severe thunderstorm electrification and precipitation study. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 85(8):1107–1126.
- Lavigne, T., Liu, C., and Liu, N. (2019). How Does the Trend in Thunder Days Relate to the Variation of Lightning Flash Density? *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 124(9):4955–4974.
- Le Pichon, A., Poste, B., Vergoz, J., Listowski, C., and De Carlo, M. (2022). The multi-channel maximum-likelihood (mcml) method for infrasound detection and wave parameter estimation: Evaluation, implementation, and first applications. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 152(4):A163–A163.
- Levine, D. M. and Gilson, B. (1984). Tortuosity of lightning return stroke channels. Technical Report NASA-TM-86104.

- Lewis, E., Harvey, R., and Rasmussen, J. (1960). Hyperbolic direction finding with sferics of transatlantic origin. *Journal of Geophysical Research*, 65(7):1879–1905.
- Loubeau, A. and Coulouvrat, F. (2009). Effects of meteorological variability on sonic boom propagation from hypersonic aircraft. *AIAA journal*, 47(11):2632–2641.
- MacGorman, D. R., Few, A. A., and Teer, T. L. (1981). Layered lightning activity. *Journal of Geophysical Research*, 86(C10):9900.
- Mach, E. and Gruss, G. (1878). *Optische Untersuchung der Funkenwellen*. kk Hof- und Staatsdruckerei.
- Mach, E. and von Weltrubskÿ, J. (1878). *Über die Formen der Funkenwellen*. kk Hof- und Staatsdruckerei.
- Mansell, E. R., MacGorman, D. R., Ziegler, C. L., and Straka, J. M. (2005). Charge structure and lightning sensitivity in a simulated multicell thunderstorm. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 110(D12).
- Mazur, V. (2002). Physical processes during development of lightning flashes. *Comptes Rendus Physique*, 3(10):1393–1409.
- Mazur, V. and Ruhnke, L. H. (1993). Common physical processes in natural and artificially triggered lightning. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 98(D7):12913–12930.
- Medina, B. L., Carey, L. D., Lang, T. J., Bitzer, P. M., Deierling, W., and Zhu, Y. (2021). Characterizing Charge Structure in Central Argentina Thunderstorms During RELAMPAGO Utilizing a New Charge Layer Polarity Identification Method. *Earth and Space Science*, 8(8):e2021EA001803.
- Mlynarczyk, J., Bór, J., Kulak, A., Popek, M., and Kubisz, J. (2015). An unusual sequence of sprites followed by a secondary TLE: An analysis of ELF radio measurements and optical observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(3):2241–2254.
- Nag, A., Murphy, M. J., Schulz, W., and Cummins, K. L. (2015). Lightning locating systems: Insights on characteristics and validation techniques. *Earth and Space Science*, 2(4):65–93.
- Novoselov, A., Dorninger, M., Diendorfer, G., Bokelmann, G., and the AlpArray Working Group (2022). Seismoacoustic Study of Thunder and Lightning Using the AlpArray. *Seismological Research Letters*, 93(6):3404–3421.
- Orville, R. E. (1968). A high-speed time-resolved spectroscopic study of the lightning return stroke. part iii. a time-dependent model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 25(5):852–856.
- Orville, R. E. (1990). Peak-current variations of lightning return strokes as a function of latitude. *Nature*, 343(6254):149–151.

- 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, M. D. and Johnson, R. H. (2000). Organizational modes of midlatitude mesoscale convective systems. *Monthly Weather Review*, 128(10):3413–3436.
- Parks, T. W. and Burrus, C. S. (1987). *Digital filter design*. Wiley-Interscience.
- Pasko, V. P., Inan, U. S., Bell, T. F., and Taranenko, Y. N. (1997). Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 102(A3):4529–4561.
- Pasko, V. P., Yair, Y., and Kuo, C.-L. (2012). Lightning Related Transient Luminous Events at High Altitude in the Earth’s Atmosphere: Phenomenology, Mechanisms and Effects. *Space Science Reviews*, 168(1):475–516.
- Paxton, A. H., Gardner, R. L., and Baker, L. (1986). Lightning return stroke. a numerical calculation of the optical radiation. *The Physics of Fluids*, 29(8):2736–2741.
- Pedeboy, S. (2015). Analysis of the french lightning locating system location accuracy. In *2015 International Symposium on Lightning Protection (XIII SIPDA)*. IEEE.
- Pédeboy, S., Barnéoud, P., Defer, E., and Coquillat, S. (2018). Analysis of the intra-cloud lightning activity detected with low frequency lightning locating systems. In *25th International Lightning Detection Conference, 7th International Lightning Meteorology Conference*, pages 12–15.
- Pichon, A. L., Blanc, E., and Hauchecorne, A., editors (2019). *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*. Springer International Publishing.
- Plooster, M. N. (1971). Numerical Model of the Return Stroke of the Lightning Discharge. *Physics of Fluids*, 14(10):2124.
- Poste, B., Charbit, M., Pichon, A. L., Listowski, C., Roueff, F., and Vergoz, J. (2022). The multichannel maximum-likelihood (MCML) method: a new approach for infrasound detection and wave parameter estimation. *Geophysical Journal International*, 232(2):1099–1112.
- Price, C., Penner, J., and Prather, M. (1997). Nox from lightning: 1. global distribution based on lightning physics. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 102(D5):5929–5941.
- Proctor, D. E. (1971). A hyperbolic system for obtaining vhf radio pictures of lightning. *Journal of Geophysical Research*, 76(6):1478–1489.
- Proctor, D. E. (1976). Vhf radio pictures of lightning. In Dolezalek, H., Reiter, R., and Landsberg, H. E., editors, *Electrical Processes in Atmospheres*, pages 694–699, Heidelberg. Steinkopff.

- Quick, M. G. and Krider, E. P. (2013). Optical power and energy radiated by natural lightning. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 118(4):1868–1879.
- Rakov, V. A. (2013). The Physics of Lightning. *Surveys in Geophysics*, 34(6):701–729.
- Rakov, V. A. and Uman, M. A. (2003). *Lightning: Physics and Effects*. Cambridge University Press.
- Ribner, H. S. and Roy, D. (1982). Acoustics of thunder: A quasilinear model for tortuous lightning. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(6):1911–1925.
- Ripoll, J.-F., Zinn, J., Colestock, P. L., and Jeffery, C. A. (2014a). On the dynamics of hot air plasmas related to lightning discharges: 2. Electrodynamics: Electrodynamics of lightning air plasmas. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 119(15):9218–9235.
- Ripoll, J.-F., Zinn, J., Jeffery, C. A., and Colestock, P. L. (2014b). On the dynamics of hot air plasmas related to lightning discharges: 1. Gas dynamics: Air plasmas related to lightnings. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 119(15):9196–9217.
- Rison, W. (2012). Hymex lightning mapping array.
- Rison, W., Thomas, R. J., Krehbiel, P. R., Hamlin, T., and Harlin, J. (1999). A GPS-based three-dimensional lightning mapping system: Initial observations in central New Mexico. *Geophysical Research Letters*, 26(23):3573–3576.
- Salze, É., Vagnon, É., Ollivier, S., El-Khattabi, M., Zouaghi, A., Dragna, D., and Blanc-Benon, P. (2022). Laboratory-scale characterization of lightning strikes: acoustical and electrical measurements synchronized with optical visualizations. In *Proceedings of Meetings on Acoustics*. ASA.
- Salze, É., Yuldashev, P., Ollivier, S., Khokhlova, V., and Blanc-Benon, P. (2014). Laboratory-scale experiment to study nonlinear in/i-wave distortion by thermal turbulence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 136(2):556–566.
- Schmidt, W. (1914). On thunder. *Monthly Weather Review*, 42(12):665–671.
- Schultz, C. J., Petersen, W. A., and Carey, L. D. (2011). Lightning and severe weather: A comparison between total and cloud-to-ground lightning trends. *Weather and Forecasting*, 26(5):744–755.
- Schulz, W. (2013). Lightning euclid.
- Schulz, W. and Diendorfer, G. (2004a). Lightning field peaks radiated by lightning to tall towers. In *International Conference on Grounding and Earthing, Ground*.
- Schulz, W. and Diendorfer, G. (2004b). Lightning peak currents measured on tall towers and measured with lightning location systems. In *18th Int. Lightning Detection Conference, Helsinki, Finland*.

- Schulz, W., Diendorfer, G., Pedebay, S., and Poelman, D. R. (2016). The European lightning location system EUCLID – Part 1: Performance analysis and validation. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 16(2):595–605.
- Seismo Wave (2022). Mb3a analog infrasound sensor. <http://seismowave.com/home/products/infrasound-sensors/>.
- Solomon, R., Schroeder, V., and Baker, M. (2001). Lightning initiation—conventional and runaway-breakdown hypotheses. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 127(578):2683–2704.
- Soula, S., Defer, E., Füllekrug, M., van der Velde, O., Montanya, J., Bousquet, O., Mlynarczyk, J., Coquillat, S., Pinty, J.-P., Rison, W., Krehbiel, P., Thomas, R., and Pedebay, S. (2015). Time and space correlation between sprites and their parent lightning flashes for a thunderstorm observed during the HyMeX campaign: Sprites and flash characteristics. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120(22):11,552–11,574.
- Stephens, R. (1969). Infrasonics. *Ultrasonics*, 7(1):30–35.
- Stolzenburg, M., Rust, W. D., Smull, B. F., and Marshall, T. C. (1998). Electrical structure in thunderstorm convective regions: 1. mesoscale convective systems. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 103(D12):14059–14078.
- Taori, A., Suryavanshi, A., Pawar, S., and Seshasai, M. V. R. (2021). Establishment of lightning detection sensors network in india: generation of essential climate variable and characterization of cloud-to-ground lightning occurrences. *Natural Hazards*, 111(1):19–32.
- Taylor, W. L. (1978). A vhf technique for space-time mapping of lightning discharge processes. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 83(C7):3575–3583.
- Teer, T. L. and Few, A. A. (1974). Horizontal lightning. *Journal of Geophysical Research*, 79(24):3436–3441.
- Thomas, R. J., Krehbiel, P. R., Rison, W., Hunyady, S. J., Winn, W. P., Hamlin, T., and Harlin, J. (2004). Accuracy of the Lightning Mapping Array. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 109(D14).
- Troutman, W. W. (1969). Numerical calculation of the pressure pulse from a lightning stroke. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 74(18):4595–4596.
- Turman, B. N. (1977). Detection of lightning superbolts. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 82(18):2566–2568.
- Uman, M. (1987). The lightning discharge. *Internat. Geophys. Series*, 39:377.
- Uman, M. A., Cookson, A. H., and Moreland, J. B. (1970). Shock Wave from a Four-Meter Spark. *Journal of Applied Physics*, 41(7):3148–3155.

- Uman, M. A., Schoene, J., Rakov, V. A., Rambo, K. J., and Schnetzer, G. H. (2002). Correlated time derivatives of current, electric field intensity, and magnetic flux density for triggered lightning at 15 m. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 107(D13).
- Uppala, S. M., Kållberg, P., Simmons, A. J., Andrae, U., Bechtold, V. D. C., Fiorino, M., Gibson, J., Haseler, J., Hernandez, A., Kelly, G., et al. (2005). The era-40 re-analysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society: A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, 131(612):2961–3012.
- Wang, J., Cao, J., Cai, L., Su, R., Zhou, M., Fan, Y., and Li, Q. (2022). Thunder acoustic signature for channel reconstruction in triggered lightning. *Journal of Applied Physics*, 132(12):123301.
- Wiens, K. C., Rutledge, S. A., and Tessendorf, S. A. (2005). The 29 june 2000 supercell observed during steps. part ii: Lightning and charge structure. *Journal of the atmospheric sciences*, 62(12):4151–4177.
- Williams, E. R. (1985). Large-scale charge separation in thunderclouds. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 90(D4):6013–6025.
- Wilson, C. T. R. (1921). III. Investigations on lighting 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*, 221(582-593):73–115.
- Wilson, C. T. R. (1925). The acceleration of α -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 22(4):534–538.
- World Meteorological Organization (1953). *World Distribution of Thunderstorm Days*. Number 21. World Meteorological Organization.
- Zillman, J. W. (2009). A history of climate activities. *World Meteorological Organization (WMO) Bulletin*, 58(3):141.

Liste des Figures

- 1.1 Extrait de [Farges et al. \[2021\]](#). Emplacement des soixante stations de mesure des infrasons de l'IMS de l'organisation du TICE (cercles) par rapport à la densité annuelle des éclairs (niveau de gris) mesurée depuis l'espace par l'instrument LIS à bord du satellite TRMM (à l'aide de l'ensemble de données sur la climatologie de la foudre de [Cecil et al. \[2014\]](#)). La couleur des marqueurs correspond au statut des stations de mesure des infrasons de l'IMS : vert pour certifié, orange pour installé ou en construction et rouge pour planifié. La station IS17 utilisée dans la référence est mise en évidence par un cercle jaune, près du centre de la carte. Notez que l'une des stations n'est pas représentée ici car son emplacement fait l'objet de discussions. 2
- 1.2 Cartes extraites de [Ducrocq et al. \[2014\]](#), représentant (a) la topographie du bassin méditerranéen - particulièrement enclavée - ainsi que l'emplacement des différents sites d'observation de HyMeX ; (b) les précipitations maximales en 24 heures dans cette région pendant la campagne SOP1. 5
- 1.3 Structure de charges dite en "tripôle normal" (PNP). (a) schéma en vue verticale montrant la localisation de cette structure dans la zone convective d'une cellule orageuse, (b) estimation de la structure d'une cellule orageuse de la campagne EXAEDRE. L'axe des altitudes des deux figures est similaire. 7
- 1.4 Extrait de [Coquillat et al. \[2022\]](#), adapté de [Fuchs et al. \[2015\]](#) : structures de charges dans la zone de convection d'un cumulonimbus, dans différents scénarios : (a) tripôle normal, (b) tripôle inversé, (c) tripôle "bottom heavy", (d) dipôle négatif. 8
- 1.5 Représentation très simplifiée, pour les quatre types de décharges que nous analysons dans ce manuscrit, de leur extension verticale et zones d'apparition typiques pour une structure de tripôle normal. Les altitudes sont données à titre indicatif et correspondant aux valeurs typiques des latitudes moyennes. Adapté de [Dwyer and Uman \[2014\]](#). 9
- 1.6 Extrait de [Fleagle \[1949\]](#). Trajectoire des rayons tangents à la surface de la terre à la position de l'observateur pour $T = 300^\circ\text{K}$ et $\alpha = 9.8, 7.5, 5.5^\circ\text{C}/\text{km}$. Les coordonnées sont les suivantes : distance horizontale (x) et distance verticale (z). 12
- 1.7 Extrait de [Farges and Blanc \[2010\]](#). Propagation par tracé de rayons pour une source acoustique de 4 km de hauteur. La distance négative (resp. positive) correspond à une propagation vers le sud-ouest (resp. nord-est). 13

- 1.8 Extrait de [Dayeh et al. \[2015\]](#). (a) A gauche : photographie avec une exposition de six secondes d'un éclair déclenché, montrant la combustion du fil de cuivre lancé par fusée dans le nuage pour déclencher l'éclair (couleur verte) et les neuf arcs en retour qui ont suivi (couleur violette). (b) Spectrogramme de l'enregistrement acoustique montrant les larges bandes de fréquences associées aux différentes étapes, telles que mesurées par le premier microphone du réseau acoustique situé à 95 m de distance. L'enregistrement de la série temporelle de l'événement est superposé (couleur bleue). Bande [1 Hz – 20 kHz]. 14
- 1.9 Évolution de la méthode de reconstruction acoustique des éclairs. 15
- 1.10 Distribution verticale des détections acoustiques moyenne pour plusieurs flashes à moins de 10 km, avec la méthode (a) de tracé de rayons et (b) avec propagation en ligne droite (cette dernière comparée aux sources VHF). 16
- 1.11 Extrait de [Assink et al. \[2008\]](#). Meilleur faisceau infrasonore typique lors d'une activité de foudre à proximité. Le faisceau présente plusieurs ondes de souffle, qui sont associées à des éclairs. Le graphique du bas montre la représentation temps-fréquence du faisceau dans la bande [1 – 10] Hz. 17
- 1.12 Extrait de [Lacroix et al. \[2018\]](#). Séparation du contenu spectral des différentes parties d'un éclair. 18
- 1.13 Extrait de [Lacroix et al. \[2019\]](#). Comparaison statistique entre les résultats numériques d'un modèle de canal de foudre de tortuosité aléatoire (losanges = valeur moyenne ; pas vertical = écart-type) et les données expérimentales (triangles) pour l'énergie acoustique mesurée au microphone par longueur d'arc. 21
- 1.14 Extrait de [Uman et al. \[1970\]](#). 22
- 1.15 Extrait de [Karzova et al. \[2015\]](#), pour des étincelles de hauteur $h = 2$ cm. En (a), valeurs expérimentales (marqueurs) de la pression positive maximale à différentes distances radiales de la source d'étincelles. La courbe pleine correspond à la dépendance $p = p_0(r/r_0)^{-1.2}$ de la formule de Reed, avec $p_0 = 3.72$ kPa à la distance $r_0 = 70.5$ mm. Un zoom des données à de petites distances de propagation est donné dans l'encadré. En (b) pression temporelle mesurée à $r = 189$ mm. 23
- 1.16 Extrait de [Salze et al. \[2022\]](#). Exemples de géométries d'étincelles (en haut) avec les formes d'ondes de pression associées (en bas). À gauche : formes d'onde épurées. Au centre : formes d'onde à deux chocs. À droite : ondes en N doublées. Chaque couleur représente le signal d'un microphone de plus en plus éloigné (du bleu foncé pour le plus proche au jaune pour le plus lointain). 24
- 1.17 Formes d'ondes de pression issues de mesures d'étincelle en laboratoire, comparées avec la forme d'onde issue d'un modèle de propagation de choc, paramétré par l'énergie totale à la source par longueur d'arc (J/m). 25

- 2.1 Emplacement du dispositif expérimental pour les campagnes de terrain SOP1 et EXAEDRE. Points : antennes électromagnétiques VHF des systèmes de localisation de la foudre pour SOP1 (HyMeX-LMA, rouge) et pour EXAEDRE (SAETTA, orange). Étoiles noires : réseaux acoustiques AA. Points noirs numérotés de 1 à 8 : capteurs isolés d'EXAEDRE SA. 33
- 2.2 Extrait de [Coquillat et al., 2019]. Décharge à haute altitude dans la région stratiforme pendant l'événement MCS du 8 juin 2015 à 13:21:43 UT. Sources VHF représentées par des points avec une échelle de couleur correspondant à l'heure (en haut à gauche), à l'altitude (en haut à droite), à la puissance (en bas à gauche), et à la polarité de la charge nuageuse, positive en rouge et négative en bleu (en bas à droite). 35
- 2.3 Évolutions temporelles des détections LLS listées dans la table 2.2. Total de flashes par minute (noir), dont IC (pointillés bleus et losanges noirs) et CG (pointillés gris). Sur le second axe des ordonnées, pourcentage de CG (gris) et de CG+ (pointillés rouges). 40
- 2.4 Extrait de Gallin et al. [2016]. Distribution de la distance horizontale (gris) des détections HyLMA et (rouge) acoustiques, entre 18h00 et 22h00 UTC. (b) détections HyLMA de l'ensemble de la zone couverte. (d) détections HyLMA associées aux 56 flashes étudiés par Gallin et al. (f) détections acoustiques de ces mêmes flashes. 41
- 2.5 Pointillés noirs : distance de 30 km autour de AA. Carrés : densité de CG détectés par le LLS (CG/km^2), en échelle logarithmique de couleur identique pour chaque orage, dans l'intervalle $[0.5 - 15.3] \text{CG}/\text{km}^2$. Ronds magenta cerclés de noir : position LLS principale des éclairs reconstruits acoustiquement. En haut : 22-23 octobre et 26 octobre 2012. En bas : 17 septembre et 2 octobre 2018. 43
- 2.6 Distribution des valeurs de courant crête I_{max} [kA] pour les 4 orages étudiés, à moins de 30 km de AA. CG en bleu, IC en rouge. 44
- 2.7 Carte de densité de sources VHF détectées dans le voisinage de 120 km autour de AA, en échelle de couleur logarithmique identique pour les quatre orages. Le cercle noir en pointillés : rayon de 30 km autour de AA. 46
- 2.8 Extrait de Gallin et al. [2016]. Pour deux fenêtres de 10 min pendant l'orage SOP1 de 20:10:00 UTC à 20:40:00 UTC, le 26 octobre 2012 : carte des détections HyLMA (régions grises) avec les observations EUCLID (points bleus) et les détections acoustiques reconstruites (points rouges). 46
- 2.9 Densité de sources VHF (à gauche) pour l'ensemble des sources à moins de 30 km de AA, (au centre) pour les données VHF limitées aux éclairs reconstruits avec les mesures acoustiques pour l'orage considéré. A droite, densité de sources acoustiques pour ces mêmes éclairs. L'échelle de couleur est linéaire et indépendante pour chaque orage. 48

- 3.1 a) de haut en bas : azimut, élévation et pression RMS des sources détectées comme cohérentes et consistantes par l'algorithme PMCC en fonction du temps de détection par rapport à l'émission (échelle horizontale) et de la fréquence (échelle de couleur) pour l'événement E.4 (2018-09-17 11:55:56:758 UTC). b) : reconstruction 3D des sources PMCC (pour $\Delta t < 23$ s), colorée par le temps relatif. Triangles au sol : Détections Météorage LF de CG. Cercle noir : un point source particulier sélectionné pour illustrer l'azimut (A), l'élévation (E) et la distance r_0 par rapport au réseau de microphones (étoile noire). Points noirs : toutes les sources détectées par PMCC émises dans la même fenêtre temporelle que ce point, ainsi que leurs projections horizontales et verticales. À titre de comparaison, les cercles bleus au sol représentent l'incertitude de Météorage pour les positions au sol des arcs en retour. Les coordonnées spatiales sont données par x : direction W-E, y : direction S-N, z : l'altitude. 55
- 3.2 Comparaison de la précision de localisation par PMCC et par Météorage, pour le bas du second arc en retour de l'évènement E.4 du 2018-09-17 11:55:56 UTC (voir figure 3.1.b). En gris, sources PMCC reçues au réseau acoustique AA pour tout l'arc, entre 11:56:02.0 et 11:56:18.1, pour $z < 4$ km et $x > 1$ km. La zone colorée en rouge, délimite les sources PMCC datées simultanément à 11:56:11.9 pour $x > 1$ km. En bleu, rayon d'erreur Météorage centré sur la position de localisation correspondante. Chaque source dans la zone délimitée en rouge est colorée par la fréquence centrale de sa bande d'analyse. (a) vue 3D complète, (b) vue de profil (plan vertical (x, z)) du domaine de la source acoustique, (c) vue complète du dessus (plan horizontal), centrée sur la coordonnée Météorage. 57
- 3.3 Comparaison de différents réglages PMCC, par des modification individuelles des différents paramètres du banc de filtres. Abscisse : consistance moyenne pour chaque configuration. Ordonnée : puissance acoustique totale pour chaque configuration. Rouge : configuration de référence (Tchebychev, ordre 4, ripple 0.01 dB, distribution logarithmique, fenêtres de 1 s après 50 Hz). Chaque couleur est associée à un paramètre différent. Ligne pointillée : puissance totale du signal brut (valeur maximale possible). 61
- 3.4 Projection verticale ouest-est de la reconstruction acoustique de l'évènement E.4 (pour $\Delta t < 23$ s, voir figure 3.1.b), pour la configuration de référence (en haut à gauche) et pour cinq modifications des paramètres PMCC (de gauche à droite et de haut en bas: filtre linéaire, ripple plus élevé, filtre de Butterworth, taux de recouvrement plus faible, ordre du filtre plus élevé). Points : sources détectées par PMCC et colorées par leur consistance C . Triangles bleus : position LLS des CG-. Étoile : position du réseau acoustique AA. Le cas non-conservatif n'est pas représenté. 62

- 3.5 Schématisation de la délimitation des fenêtres temps-fréquence utilisée par PMCC, pour la configuration décrite dans la table 3.2, sur une durée de 20 s (avec une limitation aux 15 premières bandes de fréquences et pas de représentation du recouvrement temporel afin d'améliorer la lisibilité). Plus la fréquence est élevée, plus la fenêtre temporelle est courte. Il y a donc *a priori*, pour une durée de signal égale, un nombre de fenêtres temporelles dépendant de la bande de fréquences considérée. 65
- 3.6 Réponse en fréquence de l'ensemble des filtres de la configuration PMCC utilisée. En tirets verticaux noirs, la délimitation des fenêtres fréquentielles de référence (valeurs F_{min} et F_{max} données dans la table 3.2). 66
- 3.7 Signal test à 3 fréquences (3 Hz, 30 Hz et 80 Hz) chacune d'amplitude 1, sur une seconde. (a) Signal temporel brut. En magenta : niveau RMS du signal brut. (b) Spectre obtenu par FFT du signal brut. (c) En noir : moyenne quadratique du spectre brut par bandes de fréquences. En rouge : niveau RMS par bande de fréquences après filtrage. (d) En magenta : niveau RMS du signal brut. En rouge : moyenne quadratique des niveaux RMS issus des signaux filtrés. En bleu : Niveau RMS total après banc de filtres et correction du recouvrement spectral. (e) Pour j allant de 1 à 25 : signaux après filtrage pour chacune des 25 bandes de fréquences. En rouge : niveau RMS du signal filtré. 67
- 3.8 Même légende que pour la figure 3.7 mais pour un bruit blanc de durée 100 s 68
- 3.9 Même légende que pour la figure 3.7 mais pour le signal du tonnerre associé à l'événement E.4 de la base de données EXAEDRE. Seul l'extrait le plus significatif du signal est présenté, afin de diminuer le niveau de bruit pour l'illustration. 68
- 3.10 (a) : Matrice $m_{q,j}$ des amplitudes de la réponse en fréquence (FRF) de chaque filtre, moyennée par bande de fréquence. Chaque ligne correspond à un filtre différent et chaque colonne contient la moyenne de la FRF pour la bande de fréquences correspondante. (b) : Amplification b_j due à la cascade de filtres, pour chaque bande de fréquences j , égale à la somme quadratique colonne par colonne de la matrice $m_{q,j}$ (cf. équation 3.7). 70
- 3.11 (a) : Signal temporel de l'éclair E.4 mesuré par le capteur AA₂ du réseau AA. (b) : Enveloppes RMS au réseau AA pour l'éclair E.4, à partir des signaux des 4 capteurs AA_c du réseau. Trois modes de calcul : (i) après banc de filtres sans correction du recouvrement (rouge), (ii) après banc de filtres avec correction du recouvrement (bleu), et sans banc de filtres, avec un simple fenêtrage temporel glissant (magenta). 72

- 3.12 Les détections PMCC sur la 25ème bande de fréquence $\tilde{P}_{i,25}$ sont représentées par les ronds bleus. Les points noirs sont leur interpolation temporelle $\hat{P}_{i,25}$. Les points noirs recouverts de croix magenta résultent d'interpolation dans des intervalles de temps sans détection PMCC sur des durées supérieures au seuil figuré par le trait horizontal noir. Ces points sont considérés comme des artefacts et redéfinis à zéro. Cette nouvelle valeur est représentée par les points rouges. 73
- 3.13 Pression RMS calculée par PMCC pour chaque détection (a) avec correction du recouvrement (chaque point est une valeur de $\tilde{P}_{i,j}$), (b) après interpolation linéaire à 0.1 s (chaque point est une valeur de $\hat{P}_{i,j}$), (c) après interpolation linéaire puis filtrage des artefacts de traitement parmi les valeurs interpolées (chaque point est une valeur de $\check{P}_{i,j}$). Pour (b) et (c), la courbe noire est l'enveloppe de pression RMS totale (respectivement \hat{P}_i et \check{P}_i). 75
- 3.14 En haut : enveloppes de pression RMS issues du signal de l'éclair E.4. En bleu à partir de la moyenne des mesures aux 4 capteurs du réseau acoustique (signal \hat{a}_i), en magenta avec extraction PMCC des signaux cohérents et consistants, sans filtrage des artefacts d'interpolation (signal \hat{P}_i), et en noir avec extraction PMCC des signaux cohérents et filtrage des artefacts d'interpolation (signal \check{P}_i). En bas : taux de cohérence instantanée (en rouge) et taux de cohérence globale (pointillés noirs). 76
- 3.15 Identique à la figure 3.14, pour l'évènement E.34. 77
- 3.16 Synthèse des étapes de traitement d'un signal de tonnerre. 78
- 3.17 Pression totale au sol normalisée par la pression incidente dans le cas d'une onde plane à 1 Hz (courbes continues), 10 Hz (tirets) et 100 Hz (tirets-points) en fonction de l'angle d'élévation en degrés, pour les cas 6 (en bleu) et 5 (en rouge) de sol forestier (tableau 6 de [Attenborough et al. \[2011\]](#)). 82
- 3.18 Données ERA-40 : rapport des densités à 10 km et au sol à la verticale du Havre pour l'année 1993 (4 points / jour). Ligne noire : cas de l'atmosphère standard. 83
- 3.19 Amplification due à l'absorption atmosphérique du signal de pression rétro-propagé sur une distance de 10 km en fonction de la fréquence. Bleu : valeurs au sol ($T_0 = 30^\circ \text{ C}$), $p_0 = 101325 \text{ Pa}$ et humidité relative de 70%. Rouge : humidité relative de 90%. Noir : valeurs de l'atmosphère standard à 3 km d'altitude et humidité relative de 70%. 85

- 4.1 Reconstitutions acoustiques 3D colorées par la puissance acoustique de chaque source (points colorés). Détections EM-LF de Météorage au sol (triangles bleus pour les CG, triangles orange pour les IC, vers le haut/vers le bas selon la polarité +/- du courant crête) et détections SAETTA EM-VHF (points noirs). Le symbole de la détection de référence Météorage est plus grand. Les symboles des IC sont arbitrairement situés à l'altitude maximale dans les projections verticales, à l'exception de celui de la détection de référence. Étoile noire : réseau acoustique AA à l'origine. Pour chaque événement (a : E.4 - b : E.34) projection horizontale. Au-dessus : Projection verticale ouest-est. A sa droite : Projection verticale Sud-Nord. 91
- 4.2 Identique à 4.1 mais avec seulement une projection verticale ouest-est (en km). De haut en bas : événements S.8, S.29, E.2, E.12 et E.35. 93
- 4.3 Extrait de la figure 9 de Soula et al. [2015]. (a) longitude des sources VHF détectées par le HyLMA et des détections CG EUCLID en fonction du temps après 23h33 UTC ; (e) champ de réflectivité radar à l'altitude de 3000 m à 23h33 UTC, avec superposition de plusieurs éclairs associés au sprite : les sources VHF détectées par HyLMA, les CG détectés par Euclid (la croix blanche indique la première source VHF détectée, et les lignes blanches montrent les champs de vision des principaux éléments du sprite). 93
- 4.4 (a) Distribution en échelle logarithmique de la puissance totale \mathcal{P}_{tot} pour tous les événements, avec un ajustement gaussien sur $\log_{10}(\mathcal{P}_{tot})$ (ligne en pointillés). (b) Comparaison des distributions pour les événements CG+ puissants générant des sprites (rouge), les événements CG typiques (TCG, bleu), les événements IC+ (orange) ou les événements ambigus (blanc). 98
- 4.5 Taux de cohérence en fonction de la distance au sol, coloré par la fréquence moyenne $\langle F \rangle$. Les marqueurs circulaires et étoilés correspondent aux orages de SOP1 (respectivement le 22 ou 23 octobre 2012 et le 26 octobre 2012), les marqueurs carrés et les losanges correspondent aux orages d'EXAEDRE (respectivement le 17 septembre 2018 et le 2 octobre 2018). 101
- 4.6 Rapport entre la puissance totale \mathcal{P}_{tot} calculée en tenant compte de l'absorption atmosphérique et de la stratification de la densité, et la puissance totale calculée sans en tenir compte \mathcal{P}_{tot}^{HNA} , en fonction de la puissance totale. Triangles rouges pour +SPCGs ; triangles magenta pour SOP1 TCGs ; triangles bleus pour les TCGs EXAEDRE ; triangles blancs pour les aCGs EXAEDRE (triangles ascendants/descendants pour les CG+/-), carrés jaunes pour les IC+. 102
- 4.7 Puissance acoustique en fonction (a) du courant crête absolu ou (b) de la valeur absolue du CMC. Symboles : identiques à ceux de la Fig.(4.6). Lignes bleues (resp. rouges) : ajustement avec les événements TCG (resp. +SPCG). L'intervalle entre les lignes en pointillés contient 68% des données. 105

- 5.1 Éclair S.28, CG- de SOP1 daté 2012-10-26 20:35:00.075 UTC. En haut (resp. en bas) distribution des sources acoustiques (resp. VHF). Première colonne : projection verticale dans la direction W-E, sources colorées en puissances (échelle logarithmique), les points noirs correspondent aux sources VHF en haut, acoustiques en bas. Deuxième colonne : répartition verticale du nombre de source. Troisième colonne : répartition verticale de la densité de puissance par unité de distance en altitude. Triangle au sol : détection LLS de référence. Étoile : station acoustique. 114
- 5.2 Éclair S.29, IC+ de SOP1 daté 2012-10-26 20:35:58.856 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. 115
- 5.3 Éclair E.34, IC+ d'EXAEDRE daté 2018-09-17 13:42:24.586 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Triangles oranges localisés arbitrairement en altitude : autres détections IC+. 117
- 5.4 Éclair E.39, IC+ d'EXAEDRE daté 2018-10-02 14:27:26.136 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. 118
- 5.5 Éclair E.4, CG- d'EXAEDRE daté 2018-09-17 11:55:56.757 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Les petits triangles représentent les autres détections LLS CG- (triangles bleus au sol) et IC (triangles jaunes en altitude arbitraire) 119
- 5.6 Eclair S.37 de SOP1, CG- daté 2012-10-26 20:49:03.347 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Le petit triangle bleu au sol représente une seconde détection LLS CG-. 120
- 5.7 Eclair E.12 de EXAEDRE, CG+ du 2018-09-17 12:31:58.297 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Les petits triangles jaunes en altitude arbitraire représentent les autres détections LLS IC. 121
- 5.8 Eclair S.11 de SOP1, CG+ du 2012-10-22 23:54:27.573 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Le petit triangle jaune en altitude arbitraire représente une détection LLS IC+. 122
- 5.9 Eclair S.16 de SOP1, IC+ du 2012-10-26 18:33:10.325 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. 123
- 5.10 Eclair E.7 de SOP1, CG- E.7 du 2018-09-17 12:16:15.775 UTC. Même légende que pour la figure 5.1. Les petits triangles représentent les autres détections LLS CG- (triangles bleus au sol) et IC (triangles jaunes en altitude arbitraire) 124
- 5.11 D'après la figure 12 de [Gallin et al. \[2016\]](#). Statistique globale pour l'orage du 26 octobre 2012, de 18:00:00 UTC à 21:59:59 UTC. Gris : détections VHF du HyLMA. Rouge : détections acoustiques du réseau AA. Distributions verticales des détections pour les 56 flashes détectés par la méthode acoustique. De haut en bas, sources (i) à moins de 10 km de AA, (ii) entre 10 km et 20 km, (iii) entre 20 km et 30 km. 126

- 5.12 Orage du 26 octobre 2012. Distribution verticale normalisée par le nombre d'éclairs (a) du nombre de sources détectées [src/km/ecl] et (b) de la puissance des sources [W/km/ecl]. Colonne de gauche : sources VHF détectées durant la plage temporelle d'intérêt dans un rayon de 30 km au sol autour du réseau de reconstruction acoustique AA. Colonne du centre : sources VHF pour l'ensemble des éclairs reconstruits acoustiquement. Colonne de droite : sources acoustiques pour ces mêmes éclairs. Noir : toutes les sources. Bleu : sources issues de TCG. Jaune : sources issues d'IC. La dernière ligne présente un agrandissement de la figure située au-dessus. 128
- 5.13 Orage du 22-23 octobre 2012. Même légende que la figure 5.12. Rouge : sources issues d'éclairs +SPCG. 131
- 5.14 Orage du 17 septembre 2018. Même légende que la figure 5.12, pointillés : aCG. 133
- 5.15 Identique à la figure 5.14, pour l'orage du 2 octobre 2018. 135
- 5.16 Corrélation entre Z_{max} et Z_{50} pour les deux orages standard de la base de données. 139
- 5.17 Corrélation entre Z_{max} et Z_{50} pour les deux orages atypiques de la base de données. 140
- 5.18 Puissance acoustique totale \mathcal{P}_{tot} en fonction de l'altitude Z_{50} , pour les événements de la base de données à moins de 13 km du réseau acoustique AA. 141
- B.1 Configuration de référence : filtre de Tchebychev de première espèce, d'ordre 4, ripple de 0.01 dB, répartition logarithmique des bandes de fréquences dans la gamme [1 – 100]Hz avec un taux de recouvrement de 90 %. 194
- B.2 Identique à la figure B.1, mais avec répartition linéaire des bandes de fréquences par intervalle de 10 Hz. 195
- B.3 Identique à la figure B.1, mais avec ripple de 0.5 dB. 196
- B.4 Identique à la figure B.1, mais avec filtre de Butterworth d'ordre 4. 197
- B.5 Identique à la figure B.1, mais avec recouvrement temporel de 50%. 198
- B.6 Identique à la figure B.1, mais avec filtre de Tchebychev d'ordre 8. 199
- C.1 En fonction du temps, de haut en bas Azimut, Elevation et Pression RMS des détections PMCC de l'évènement E.39. Triangles : arrivée estimée des détections LLS (bleu : CG, jaune : IC, pointe vers le haut : polarité +, vers le bas -). Ligne noire verticale : limite temporelle marquant le début de l'évènement requalifié en IC+ (14:27:57.0). 202
- C.2 Reconstruction acoustique 3D de E.39 considéré comme CG- (ambigu) - figure du haut, IC+ (requalifié) - figure du bas. Légende : voir figure 4.1b. 203

- D.1 Pour l'évènement E.4, en haut : carte indiquant la position des capteurs isolés SA (cercles magenta), du réseau acoustique AA (étoile magenta) et la projection horizontale de chaque point source reconstitué (coloré par sa puissance acoustique, échelle de couleurs logarithmique). En bas : comparaison entre les enveloppes de pression efficace du signal mesuré (E^n , magenta) et des sources reconstituées (E_n^0 , noir). Les flèches magenta indiquent les principales arrivées secondaires mesurées à SA. 207
- D.2 Même légende que le bas de la figure D.1 pour l'évènement E.34 d'EXAEDRE. Les flèches magenta indiquent les pics mesurés qui ne sont pas prédits par la re-propagation vers SA et qui sont mal détectés par PMCC au réseau AA. 209
- E.1 (Evènement E.4. (A) Projection Ouest-Est de la reconstruction acoustique 3D, colorée par la puissance acoustique de chaque source. Même légende que la figure 4.1.a - (B) Altitude des sources reconstruites, colorées en puissance, en fonction de leur temps d'arrivée à la station acoustique - (C) Pression RMS des sources reconstruites, colorées en puissance, en fonction de leur temps d'arrivée à la station acoustique 212
- E.2 Identique à la figure E.1 pour l'évènement E.34. 213
- E.3 Identique à la figure D.1 pour l'évènement E.2. 214
- E.4 Identique à la figure D.1 pour l'évènement E.12. 215
- E.5 Identique à la figure D.1 pour l'évènement E.35. 216
- E.6 Identique à la figure 4.1 pour l'évènement S.8. Pour cet évènement, comparer avec la vue du dessus de la figure 9.e de Soula et al. [2015]. 217
- E.7 Identique à la figure 4.1 pour l'évènement S.29. 217
- E.8 Identique à la figure 4.1 pour l'évènement E.2. 218
- E.9 Identique à la figure 4.1 pour l'évènement E.12. 218
- E.10 Identique à la figure 4.1 pour l'évènement E.35 220

Liste des Tables

1.1	Reproduit de [Rakov and Uman, 2003, Table 12.1 p.397] et traduit en français.	27
2.1	Coordonnées des capteurs acoustiques pour EXAEDRE et SOP1, et de la station météorologique permanente du sémaphore d’Alistro.	33
2.2	Synthèse des détections LLS pour les quatre orages étudiés : (i) période d’intérêt (UTC, l’heure locale étant UTC+2), (ii) pour chaque type d’éclair (CG ou IC) : proportion par rapport au nombre total de décharges, nombre correspondant, proportion de décharges positives de ce type.	38
2.3	Synthèse des données LLS pour les quatre orages étudiés, selon les plages temporelles indiquées dans la Table 2.2. Dans chaque cellule, on lit successivement la proportion par rapport au nombre total de décharges, le nombre correspondant, la proportion de décharges positives de ce type. Ces informations sont données pour les CG et les IC (i) dans un rayon de 30 km autour du réseau acoustique AA, (ii) pour l’ensemble des détections voisines des 78 flashes reconstruits acoustiquement.	42
3.1	Adapté de la Table 4 de Gallin et al. [2016]. Recouvrement des fenêtres temporelles : 50 %.	59
3.2	Configuration de l’algorithme PMCC des bandes de fréquence et des fenêtres temporelles utilisées dans le cadre des études menées dans cette thèse.	64
4.1	Coefficients de détermination R^2 pour les régressions linéaires entre les logarithmes des paramètres acoustiques et électriques. Pour $ I_{max} $, la première valeur correspond à la prise en compte des seuls événements ayant une valeur (i)CMC, et la seconde à tous les événements CG non ambigus étudiés.	104
4.2	Synthèse des corrélations entre la puissance acoustique totale \mathcal{P}_{tot} avec le courant crête I_{max} et le CMC. Coefficient de détermination R^2 , pente de l’ajustement linéaire p , et nombre d’événements considérés N pour (i) les événements +SPCG, (ii) les événements TCG, (iii) à la fois les +SPCG et les TCG.	104
5.1	Nombre d’éclairs reconstruits acoustiquement au réseau AA. Première colonne : nombre total de flash. Colonnes suivantes : CG+ intenses ayant généré un sprite, CG typiques (dont CG- ; dont CG+), intranuages IC, événements considérés comme ambigus.	113
C.1	Détections Météorage associées à l’éclair E.39, le 2 octobre 2018.	201

-
- D.1 Table des décalages temporels δt_n (en seconde) pour lesquels les enveloppes présentent la meilleure comparaison. 210
- E.1 Detections Météorage pour l'évènement E.4 du 17 Septembre 2018 à 11:55:56.757 UTC. L'astérisque (*) indique la détection de référence. Les lignes faisant référence aux CG sont en gras. 211
- E.2 Identique à la table E.1 pour l'évènement E.34 du 17 Septembre 2018 à 13:42:24.586 UTC. 219
- E.3 Identique à la table E.1 pour l'évènement E.35 du 2 Octobre 2018 à 14:18:25.877 UTC. 219

ANNEXE

A	Flashes de la base de données	179
A.1	Orage du 22 au 23 octobre 2012 - SOP1 :	182
A.2	Orage du 26 octobre 2012 - SOP1 :	185
A.3	Orage du 17 septembre 2018 - EXAEDRE :	188
A.4	Orage du 2 octobre 2018 - EXEDRE :	191
B	Comparaison des réglages de PMCC	193
C	Discussion sur les évènements ambigus	201
D	Utilisation de la localisation 3D de la puissance acoustique pour évaluer le tonnerre	205
E	Supporting Information du chapitre 4	211

ANNEXE A

Flashes de la base de données

Les tableaux de cette annexe donnent, pour chaque orage, la liste et les caractéristiques de chacun des 78 éclairs étudiés dans cette thèse. Les paramètres suivis de (*) sont ceux produits dans cette thèse. Pour des raisons d'encombrement, les données sont réparties sur deux tableaux (notés T1 et T2), dont le premier est disposé verticalement.

Données des tableaux T1

- nom(*) de l'éclair S.XX ou E.XX avec S pour un éclair de la campagne SOP1 et E d'EXAEDRE, et XX son numéro par ordre chronologique;
- instant d'émission (détection principale) mesuré par LLS;
- longitude de la détection principale (en degrés et dix millièmes de degrés);
- latitude de la détection principale (en degrés et dix millièmes de degrés);
- courant crête (en kA) de la détection principale (avec son signe \pm);
- catégorisation LLS (G pour CG, C pour intra-cloud) - la polarité est celle du courant crête;
- erreur (en km) de la localisation LLS;
- temps initial(*) utilisé pour les reconstructions acoustiques à la station AA;
- temps final(*) utilisé pour les reconstructions acoustiques à la station AA;
- temps initial utilisé pour les localisations de sources VHF;
- temps final utilisé pour les localisations de sources VHF;
- vitesse moyenne du vent (en m/s), mesurée sur la plage de temps de la reconstruction acoustique, par l'anémomètre du CEA colocalisé avec la station - donnée disponible uniquement pour la campagne EXAEDRE;
- vitesse maximale du vent (en m/s), mesurée sur la plage de temps de la reconstruction acoustique, par l'anémomètre du CEA colocalisé avec la station - donnée disponible uniquement pour la campagne EXAEDRE.

Données des tableaux T2

- nom(*) de l'éclair S.XX ou E.XX avec S pour un éclair de la campagne SOP1 et E d'EXAEDRE, et XX son numéro par ordre chronologique;
- catégorisation acoustique(*) ici proposée (TCG, +SPCG, IC ou aCG) - la polarité est celle du courant crête;
- puissance acoustique totale(*) reconstruite (en W);
- variation de moment de charge (CMC) en C.km;
- altitude Z_{50} (*) (50 % de la puissance en dessous, 50 % de la puissance haut dessus) en km;
- taux de cohérence globale(*) (en %);
- fréquence moyenne(*) du signal acoustique (en Hz);
- puissance acoustique totale(*) (en W) sans compensation de l'absorption et de la stratification en densité.

Tous les temps sont donnés en heure UTC (heure locale = UTC+2) au format AAAA-MM-JJ hh:mm:ss.mmm avec AAAA l'année, MM le mois, JJ le jour, hh l'heure, mm la minute, ss la seconde et mmm la milliseconde. Pour les fenêtres acoustiques, on se limite à une résolution au dixième de seconde.

A.1 Orage du 22 au 23 octobre 2012 - SOP1 :

Nom	Lightning Location System				Acoustical Array				Lightning Mapping Array			
	date	lat	lon	Imax	type	err	deb	fin	deb	fin	deb	fin
S.1	2012-10-22 20:07:27.622	44,0957	4,7686	-12,5	G	0,5	2012-10-22 20:08:27.8	2012-10-22 20:09:12.0				
S.2	2012-10-22 20:15:05.243	44,1131	4,7009	-7,9	G	0,2	2012-10-22 20:16:13.0	2012-10-22 20:16:35.0				
S.5	2012-10-22 20:29:57.087	44,0744	4,5919	22,8	G	0,2	2012-10-22 20:30:37.0	2012-10-22 20:30:58.0				
S.6	2012-10-22 20:32:04.955	44,1633	4,5716	-11	G	0,2	2012-10-22 20:32:52.4	2012-10-22 20:33:07.4				
S.7	2012-10-22 20:56:38.500	44,2656	4,3383	-13,3	G	0,2	2012-10-22 20:57:38.0	2012-10-22 20:57:44.0				
S.8	2012-10-22 23:33:50.322	44,0461	4,4726	75,7	G	0,3	2012-10-22 23:34:03.0	2012-10-22 23:35:10.0	2012-10-22 23:33:49.232	2012-10-22 23:33:52.020		
S.9	2012-10-22 23:38:23.799	44,1293	4,6049	98,1	G	0,2	2012-10-22 23:38:40.0	2012-10-22 23:39:48.0	2012-10-22 23:38:23.700	2012-10-22 23:38:24.315		
S.10	2012-10-22 23:49:56.097	44,0067	4,488	115,1	G	0,2	2012-10-22 23:50:07.9	2012-10-22 23:50:46.0	2012-10-22 23:49:56.002	2012-10-22 23:49:57.098		
S.11	2012-10-22 23:54:27.573	44,1027	4,5004	16,5	G	0,2	2012-10-22 23:54:40.7	2012-10-22 23:56:27.0	2012-10-22 23:54:27.230	2012-10-22 23:54:27.921		
S.12	2012-10-22 23:59:18.402	44,0619	4,6975	79,8	G	0,2	2012-10-23 00:00:04.3	2012-10-23 00:00:36.8	2012-10-22 23:59:18.348	2012-10-22 23:59:19.183		
S.13	2012-10-23 00:16:06.404	44,0784	4,462	102,2	G	0,2	2012-10-23 00:16:21.6	2012-10-23 00:16:36.0	2012-10-23 00:16:06.304	2012-10-23 00:16:07.405		
S.14	2012-10-23 00:33:57.693	44,1003	4,2559	246,7	G	0,2	2012-10-23 00:34:31.3	2012-10-23 00:34:55.5	2012-10-23 00:33:57.673	2012-10-23 00:33:58.694		
S.15	2012-10-23 00:42:36.207	44,0632	4,2007	83,9	G	0,2	2012-10-23 00:43:10.0	2012-10-23 00:43:45.0	2012-10-23 00:42:36.129	2012-10-23 00:42:37.208		

Nom	Cat.	Ptot	CMC	Z50	tcoh	<F>	PtotHNA
S.1	TCG	8,85E+05		10,125	56%	14,9	8,05E+04
S.2	TCG	9,39E+05		7,205	69%	48,0	1,19E+05
S.5	TCG	1,83E+06	150	5,885	82%	28,2	4,57E+05
S.6	TCG	1,60E+05		6,775	66%	18,0	3,82E+04
S.7	TCG	2,99E+05		5,335	98%	33,3	7,22E+04
S.8	+SPCG	1,05E+08	2980	4,855	41%	45,6	3,78E+07
S.9	+SPCG	1,17E+08	2806	5,955	83%	41,6	2,83E+07
S.10	+SPCG	3,29E+08	2348	4,745	61%	40,4	1,10E+08
S.11	+SPCG	4,51E+06	1629	5,845	50%	28,2	1,30E+06
S.12	+SPCG	3,97E+06	783	7,025	75%	24,7	7,32E+05
S.13	+SPCG	2,87E+07	2115	2,625	92%	29,3	1,56E+07
S.14	+SPCG	3,79E+07	1840	4,645	90%	29,1	1,26E+07
S.15	+SPCG	4,86E+06	1244	6,105	70%	28,3	1,18E+06

A.2 Orage du 26 octobre 2012 - SOP1 :

Nom	Lightning Location System				Acoustical Array				Lightning Mapping Array			
	date	lat	lon	Imax	type	err	deb	fin	deb	fin	deb	fin
S.16	2012-10-26 18:33:10.325	44,1199	4,4785	9,6	C	1,2	2012-10-26 18:33:11.0	2012-10-26 18:34:11.0	2012-10-26 18:34:11.0	2012-10-26 18:33:10.320	2012-10-26 18:33:10.734	
S.17	2012-10-26 18:34:42.994	44,0827	4,3946	-36	G	0,2	2012-10-26 18:34:43.0	2012-10-26 18:34:57.0	2012-10-26 18:34:57.0	2012-10-26 18:34:42.917	2012-10-26 18:34:43.991	
S.18	2012-10-26 20:24:44.907	43,9906	4,403	-59,9	G	0,3	2012-10-26 20:24:57.7	2012-10-26 20:25:34.4	2012-10-26 20:25:34.4	2012-10-26 20:24:44.900	2012-10-26 20:24:45.466	
S.19	2012-10-26 20:25:52.766	44,0023	4,4056	-73	G	0,2	2012-10-26 20:26:06.9	2012-10-26 20:26:32.7	2012-10-26 20:26:32.7	2012-10-26 20:25:52.759	2012-10-26 20:25:53.279	
S.20	2012-10-26 20:28:21.184	44,1687	4,4108	-16,3	G	0,2	2012-10-26 20:28:29.9	2012-10-26 20:28:52.7	2012-10-26 20:28:52.7	2012-10-26 20:28:21.084	2012-10-26 20:28:21.606	
S.21	2012-10-26 20:28:56.806	44,1168	4,421	-18,6	G	0,2	2012-10-26 20:29:16.0	2012-10-26 20:29:27.2	2012-10-26 20:29:27.2	2012-10-26 20:28:56.707	2012-10-26 20:28:57.576	
S.22	2012-10-26 20:29:48.840	44,1788	4,2449	-118,5	G	0,2	2012-10-26 20:30:33.0	2012-10-26 20:30:44.0	2012-10-26 20:30:44.0	2012-10-26 20:29:48.838	2012-10-26 20:29:49.716	
S.23	2012-10-26 20:29:58.428	44,0428	4,3921	-36,1	G	0,2	2012-10-26 20:30:10.2	2012-10-26 20:30:31.0	2012-10-26 20:30:31.0	2012-10-26 20:29:58.422	2012-10-26 20:29:58.871	
S.24	2012-10-26 20:30:37.642	44,1004	4,4265	-12,7	G	0,2	2012-10-26 20:30:45.0	2012-10-26 20:31:37.0	2012-10-26 20:31:37.0	2012-10-26 20:30:37.549	2012-10-26 20:30:38.179	
S.25	2012-10-26 20:31:56.322	44,0514	4,4052	-69	G	0,2	2012-10-26 20:32:04.0	2012-10-26 20:32:56.0	2012-10-26 20:32:56.0	2012-10-26 20:31:56.318	2012-10-26 20:31:56.721	
S.27	2012-10-26 20:33:14.711	44,0716	4,4246	-120,2	G	0,5	2012-10-26 20:33:20.0	2012-10-26 20:34:15.0	2012-10-26 20:34:15.0	2012-10-26 20:33:14.708	2012-10-26 20:33:15.257	
S.28	2012-10-26 20:35:00.075	44,07	4,4201	-127,6	G	0,2	2012-10-26 20:35:03.2	2012-10-26 20:35:51.0	2012-10-26 20:35:51.0	2012-10-26 20:35:00.073	2012-10-26 20:35:00.585	
S.29	2012-10-26 20:35:58.856	44,1328	4,3855	9,9	C	0,89	2012-10-26 20:36:12.1	2012-10-26 20:37:00.0	2012-10-26 20:37:00.0	2012-10-26 20:35:58.854	2012-10-26 20:35:59.809	
S.30	2012-10-26 20:37:02.199	44,0935	4,4247	-36,6	G	0,2	2012-10-26 20:37:08.4	2012-10-26 20:37:20.0	2012-10-26 20:37:20.0	2012-10-26 20:37:02.194	2012-10-26 20:37:02.618	
S.31	2012-10-26 20:38:12.630	44,0791	4,4279	-107,4	G	0,2	2012-10-26 20:38:15.5	2012-10-26 20:38:32.0	2012-10-26 20:38:32.0	2012-10-26 20:38:12.626	2012-10-26 20:38:13.510	
S.32	2012-10-26 20:39:17.718	44,0903	4,4441	-23,1	G	0,3	2012-10-26 20:39:25.0	2012-10-26 20:39:38.2	2012-10-26 20:39:38.2	2012-10-26 20:39:17.683	2012-10-26 20:39:18.378	
S.33	2012-10-26 20:42:45.570	44,0681	4,4419	-67,4	G	0,2	2012-10-26 20:42:50.0	2012-10-26 20:43:06.4	2012-10-26 20:43:06.4	2012-10-26 20:42:45.565	2012-10-26 20:42:46.234	
S.34	2012-10-26 20:44:06.956	44,0787	4,4357	-84,3	G	0,2	2012-10-26 20:44:14.8	2012-10-26 20:44:31.4	2012-10-26 20:44:31.4	2012-10-26 20:44:06.953	2012-10-26 20:44:07.956	
S.35	2012-10-26 20:44:41.983	44,0918	4,5704	-67,8	G	0,89	2012-10-26 20:45:10.7	2012-10-26 20:45:26.0	2012-10-26 20:45:26.0	2012-10-26 20:44:41.974	2012-10-26 20:44:42.158	
S.36	2012-10-26 20:45:00.021	44,14	4,4776	-16,6	G	0,2	2012-10-26 20:45:25.5	2012-10-26 20:46:00.0	2012-10-26 20:46:00.0	2012-10-26 20:44:59.976	2012-10-26 20:45:00.649	
S.37	2012-10-26 20:49:03.347	44,1632	4,4091	-44,3	G	0,2	2012-10-26 20:49:09.5	2012-10-26 20:49:36.8	2012-10-26 20:49:36.8	2012-10-26 20:49:03.247	2012-10-26 20:49:03.799	
S.38	2012-10-26 20:57:17.868	44,1762	4,427	-85,4	G	0,2	2012-10-26 20:57:49.3	2012-10-26 20:58:02.0	2012-10-26 20:58:02.0	2012-10-26 20:57:17.867	2012-10-26 20:57:18.869	

Nom	Cat.	Ptot	CMC	Z50	tcoh	<F>	PtotHNA
S.16	IC	2,33E+05	163	5,765	39%	10,8	7,22E+04
S.17	TCG	4,14E+05		2,615	26%	55,0	2,74E+05
S.18	TCG	1,53E+06		2,725	91%	41,1	6,90E+05
S.19	TCG	1,81E+06	62	3,025	71%	34,7	8,60E+05
S.20	TCG	2,54E+06	105	2,835	65%	44,8	1,31E+06
S.21	TCG	3,49E+06		1,505	89%	55,2	2,13E+06
S.22	TCG	4,83E+07		8,695	64%	55,7	5,38E+06
S.23	TCG	3,02E+06		1,725	67%	61,7	1,82E+06
S.24	TCG	5,65E+05	40	2,855	39%	44,9	3,02E+05
S.25	TCG	4,22E+06		0,935	85%	58,7	3,05E+06
S.27	TCG	2,18E+07	160	1,595	89%	47,4	1,53E+07
S.28	TCG	2,53E+07		1,925	87%	54,8	1,67E+07
S.29	IC	1,31E+06		5,135	57%	19,2	4,39E+05
S.30	TCG	1,91E+06	180	1,115	72%	45,7	1,37E+06
S.31	TCG	1,03E+07		1,335	85%	54,3	7,21E+06
S.32	TCG	8,11E+06		1,695	70%	48,5	5,26E+06
S.33	TCG	6,66E+06		1,275	70%	56,5	4,34E+06
S.34	TCG	1,36E+07	137	1,125	99%	61,4	9,29E+06
S.35	TCG	3,92E+06		8,415	42%	31,6	5,63E+05
S.36	TCG	6,02E+05	72	2,565	79%	41,2	2,98E+05
S.37	TCG	2,52E+07	320	3,815	52%	51,4	1,18E+07
S.38	TCG	1,23E+06		2,515	82%	27,1	6,28E+05

A.3 Orage du 17 septembre 2018 - EXAEDRE :

Nom	Lightning Location System				Acoustical Array				Lightning Mapping Array				Anémomètre CEA	
	date	lat	lon	Imax	type	err	deb	fin	deb	fin	deb	fin	\bar{v}	v_{max}
E.1	2018-09-17 11:47:39.720	42.2761	9.5398	9.2	G	1.4	2018-09-17 11:47:44.0	2018-09-17 11:47:59.4	2018-09-17 11:47:59.4	2018-09-17 11:47:39.723	2018-09-17 11:47:40.138	0.458	0.67	
E.2	2018-09-17 11:51:32.448	42.2881	9.4593	-42.5	G	0.9	2018-09-17 11:51:46.4	2018-09-17 11:52:00.0	2018-09-17 11:52:00.0	2018-09-17 11:51:32.175	2018-09-17 11:51:32.557	0.579	1.1	
E.3	2018-09-17 11:54:48.986	42.2939	9.4892	-44.9	G	0.6	2018-09-17 11:54:56.9	2018-09-17 11:55:05.6	2018-09-17 11:55:05.6	2018-09-17 11:54:48.960	2018-09-17 11:54:49.2688	1.164	1.61	
E.4	2018-09-17 11:55:56.757	42.2983	9.5102	-31.8	G	0.8	2018-09-17 11:56:02.0	2018-09-17 11:56:35.0	2018-09-17 11:56:35.0	2018-09-17 11:55:56.746	2018-09-17 11:55:57.273	1.973	3.49	
E.5	2018-09-17 12:13:36.078	42.3156	9.5007	-66.3	G	0.7	2018-09-17 12:13:44.2	2018-09-17 12:14:05.0	2018-09-17 12:14:05.0	2018-09-17 12:13:36.063	2018-09-17 12:13:36.569	0.615	1.27	
E.6	2018-09-17 12:13:54.337	42.325	9.5184	-22.2	G	0.9	2018-09-17 12:14:06.3	2018-09-17 12:14:30.8	-	-	-	0.629	1.3	
E.7	2018-09-17 12:16:15.775	42.3178	9.5206	-50.5	G	0.8	2018-09-17 12:16:26.4	2018-09-17 12:16:43.8	2018-09-17 12:16:43.8	2018-09-17 12:16:15.764	2018-09-17 12:16:16.234	1.394	2	
E.8	2018-09-17 12:28:29.893	42.3019	9.4603	24.4	G	1.5	2018-09-17 12:28:44.6	2018-09-17 12:29:02.0	2018-09-17 12:29:02.0	2018-09-17 12:28:29.890	2018-09-17 12:28:30.694	0.549	0.82	
E.9	2018-09-17 12:29:12.133	42.2994	9.4865	25.6	G	1.1	2018-09-17 12:29:18.4	2018-09-17 12:29:40.0	2018-09-17 12:29:40.0	2018-09-17 12:29:12.131	2018-09-17 12:29:12.802	0.861	1.59	
E.10	2018-09-17 12:30:13.640	42.3016	9.4755	28.8	G	1	2018-09-17 12:30:22.3	2018-09-17 12:30:47.6	2018-09-17 12:30:47.6	2018-09-17 12:30:13.640	2018-09-17 12:30:14.616	1.293	1.83	
E.12	2018-09-17 12:31:58.297	42.3086	9.4913	21.7	G	1.6	2018-09-17 12:32:04.6	2018-09-17 12:32:38.2	2018-09-17 12:32:38.2	2018-09-17 12:31:58.231	2018-09-17 12:31:58.857	1.521	2.96	
E.13	2018-09-17 12:37:30.732	42.3032	9.507	-12	G	1	2018-09-17 12:37:35.9	2018-09-17 12:38:00.0	2018-09-17 12:38:00.0	2018-09-17 12:37:30.455	2018-09-17 12:37:30.888	0.991	1.38	
E.14	2018-09-17 12:38:28.158	42.2982	9.4907	42.9	G	1.1	2018-09-17 12:38:36.3	2018-09-17 12:39:03.1	2018-09-17 12:39:03.1	2018-09-17 12:38:28.135	2018-09-17 12:38:28.917	0.367	0.77	
E.16	2018-09-17 12:42:44.657	42.2726	9.5232	-8.8	G	0.8	2018-09-17 12:42:46.0	2018-09-17 12:43:00.0	-	-	-	0.406	0.63	
E.17	2018-09-17 12:51:54.971	42.2861	9.4999	-42.4	G	0.7	2018-09-17 12:51:58.8	2018-09-17 12:52:23.8	2018-09-17 12:52:23.8	2018-09-17 12:51:54.871	2018-09-17 12:51:55.617	2.113	2.93	
E.19	2018-09-17 13:03:44.824	42.2933	9.5069	-5.6	G	0.9	2018-09-17 13:03:46.0	2018-09-17 13:04:02.8	2018-09-17 13:04:02.8	2018-09-17 13:03:44.725	2018-09-17 13:03:45.456	1.199	1.88	
E.20	2018-09-17 13:04:00.250	42.2689	9.4908	-19.6	G	0.9	2018-09-17 13:04:07.8	2018-09-17 13:04:29.5	2018-09-17 13:04:29.5	2018-09-17 13:03:59.968	2018-09-17 13:04:01.016	1.001	1.6	
E.26	2018-09-17 13:08:12.728	42.2654	9.4935	-23.3	G	0.8	2018-09-17 13:08:20.1	2018-09-17 13:08:33.3	-	-	-	1.192	1.7	
E.27	2018-09-17 13:08:52.190	42.2779	9.5036	-16.5	G	0.8	2018-09-17 13:08:55.9	2018-09-17 13:09:04.5	-	-	-	1.093	1.3	
E.29	2018-09-17 13:28:18.500	42.238	9.5757	18.1	G	1.1	2018-09-17 13:28:28.2	2018-09-17 13:28:50.0	2018-09-17 13:28:50.0	2018-09-17 13:28:18.402	2018-09-17 13:28:18.745	0.321	0.38	
E.30	2018-09-17 13:28:36.681	42.2361	9.5126	11.8	G	0.8	2018-09-17 13:28:49.4	2018-09-17 13:29:13.0	2018-09-17 13:29:13.0	2018-09-17 13:28:36.581	2018-09-17 13:28:37.681	0.269	0.38	
E.31	2018-09-17 13:32:15.392	42.2232	9.569	25.8	G	1.7	2018-09-17 13:32:25.9	2018-09-17 13:32:53.5	2018-09-17 13:32:53.5	2018-09-17 13:32:15.466	2018-09-17 13:32:16.511	0.08	0.15	
E.32	2018-09-17 13:36:11.447	42.2349	9.5425	16.5	G	1.3	2018-09-17 13:36:22.8	2018-09-17 13:36:45.1	2018-09-17 13:36:45.1	2018-09-17 13:36:11.347	2018-09-17 13:36:11.902	0.71	1	
E.33	2018-09-17 13:40:24.493	42.2311	9.5638	-115.7	G	1	2018-09-17 13:40:38.9	2018-09-17 13:41:03.0	2018-09-17 13:41:03.0	2018-09-17 13:40:24.490	2018-09-17 13:40:25.200	0.454	0.76	
E.34	2018-09-17 13:42:24.586	42.2292	9.5723	22.6	C	1	2018-09-17 13:42:44.0	2018-09-17 13:43:10.2	2018-09-17 13:43:10.2	2018-09-17 13:42:24.556	2018-09-17 13:42:25.587	0.439	0.66	

Nom	Cat.	Ptot	CMC	Z50	tcoh	<F>	PtotHNA
E.1	aCG	5,24E+05		4,375	49%	40,1	2,00E+05
E.2	TCG	2,09E+06	-149	4,665	77%	59,8	7,56E+05
E.3	TCG	3,34E+06	-42,2	0,675	68%	60,4	2,60E+06
E.4	TCG	6,02E+06	-97,5	1,135	90%	64,5	4,07E+06
E.5	TCG	5,07E+06	-79,4	1,475	93%	61,9	3,25E+06
E.6	TCG	5,00E+06	-234	4,155	54%	51,1	2,37E+06
E.7	TCG	6,69E+06	-89	1,515	56%	59,5	4,32E+06
E.8	aCG	2,48E+05		6,955	68%	11,4	5,73E+04
E.9	aCG	9,76E+04		5,925	65%	11,6	3,23E+04
E.10	aCG	2,16E+05		10,145	95%	9,4	3,55E+04
E.12	TCG	4,83E+05	11,8	9,005	89%	10,9	7,11E+04
E.13	aCG	2,13E+04		7,765	77%	5,2	4,83E+03
E.14	aCG	1,24E+05	139,4	10,335	72%	18,7	2,88E+04
E.16	TCG	6,12E+05		0,935	79%	59,9	4,73E+05
E.17	TCG	1,19E+07	-207,6	0,845	83%	62,2	8,48E+06
E.19	TCG	8,53E+05		1,545	52%	61,3	5,81E+05
E.20	TCG	1,83E+06	-228,6	1,035	97%	63,8	1,35E+06
E.26	TCG	1,95E+06	-36,3	1,625	75%	64,4	1,38E+06
E.27	TCG	2,66E+06		0,415	98%	69,6	2,19E+06
E.29	aCG	7,81E+05		7,285	37%	20,7	1,85E+05
E.30	aCG	1,68E+06	6,4	8,215	62%	22,8	3,60E+05
E.31	aCG	2,18E+06		7,885	48%	18,4	4,05E+05
E.32	aCG	2,35E+06	22,2	7,225	50%	35,8	4,43E+05
E.33	TCG	3,92E+07	-203,6	1,905	92%	59,6	2,43E+07
E.34	IC	5,72E+06	5,9	11,785	62%	10,7	5,29E+05

A.4 Orage du 2 octobre 2018 - EXEDRE :

Nom	Lightning Location System				Acoustical Array				Lightning Mapping Array				Anémomètre CEA	
	date	lat	lon	Imax	type	err	deb	fin	deb	fin	deb	fin	\bar{v}	v_{max}
E.35	2018-10-02 14:18:25.877	42.249	9.5773	-24.8	G	0.7	2018-10-02 14:18:41.3	2018-10-02 14:18:57.7	2018-10-02 14:18:25.823	2018-10-02 14:18:25.966	1.962	3.09		
E.36	2018-10-02 14:20:20.087	42.2535	9.6026	-9	G	0.8	2018-10-02 14:20:41.2	2018-10-02 14:21:08.8	2018-10-02 14:20:25.988	2018-10-02 14:20:26.219	1.861	2.66		
E.37	2018-10-02 14:24:38.886	42.2433	9.6573	-3.3	G	0.2	2018-10-02 14:24:55.4	2018-10-02 14:25:16.5	2018-10-02 14:24:38.898	2018-10-02 14:24:39.098	2.146	3.57		
E.38	2018-10-02 14:26:48.954	42.2063	9.579	-21.7	G	1.9	2018-10-02 14:27:06.7	2018-10-02 14:27:31.1	2018-10-02 14:26:48.937	2018-10-02 14:26:49.228	1.566	2.71		
E.39	2018-10-02 14:27:26.136	42.238	9.6248	11	C	0.8	2018-10-02 14:27:57.0	2018-10-02 14:28:09.1	2018-10-02 14:27:26.136	2018-10-02 14:27:26.514	2.417	4.21		
E.40	2018-10-02 14:28:49.586	42.2217	9.6088	25.1	G	1.3	2018-10-02 14:29:00.0	2018-10-02 14:29:29.6	2018-10-02 14:28:49.585	2018-10-02 14:28:49.930	3.389	4.82		
E.41	2018-10-02 14:28:58.697	42.2361	9.6038	-12.1	G	0.9	2018-10-02 14:29:17.0	2018-10-02 14:29:29.6	2018-10-02 14:28:58.672	2018-10-02 14:28:59.060	3.802	4.5		
E.42	2018-10-02 14:32:32.781	42.2091	9.5617	-7.9	G	0.6	2018-10-02 14:32:47.5	2018-10-02 14:33:20.4	2018-10-02 14:32:32.733	2018-10-02 14:32:33.066	2.34	3.3		
E.43	2018-10-02 14:32:41.884	42.2152	9.5781	12.7	G	0.9	2018-10-02 14:32:55.9	2018-10-02 14:33:20.7	2018-10-02 14:32:41.882	2018-10-02 14:32:42.241	2.338	3.3		
E.44	2018-10-02 14:33:21.851	42.241	9.5698	-12.1	G	0.7	2018-10-02 14:33:36.4	2018-10-02 14:34:10.1	2018-10-02 14:33:21.784	2018-10-02 14:33:22.132	1.36	2.98		
E.45	2018-10-02 14:37:16.811	42.2052	9.5244	-8.4	G	1.3	2018-10-02 14:37:37.1	2018-10-02 14:38:01.1	2018-10-02 14:37:16.789	2018-10-02 14:37:17.252	2.197	3.67		
E.46	2018-10-02 14:37:45.617	42.1946	9.5351	-8.7	G	0.9	2018-10-02 14:37:56.6	2018-10-02 14:38:23.0	2018-10-02 14:37:45.586	2018-10-02 14:37:45.919	1.968	2.73		
E.47	2018-10-02 14:38:41.299	42.2028	9.5034	-9.5	G	0.8	2018-10-02 14:38:56.0	2018-10-02 14:39:23.7	2018-10-02 14:38:41.247	2018-10-02 14:38:41.610	1.039	1.69		
E.48	2018-10-02 14:40:40.519	42.2106	9.4924	39.7	G	0.9	2018-10-02 14:41:00.0	2018-10-02 14:41:28.8	2018-10-02 14:40:40.518	2018-10-02 14:40:40.806	0.724	1.21		
E.49	2018-10-02 14:41:41.610	42.1989	9.4923	-3	G	2	2018-10-02 14:42:00.0	2018-10-02 14:42:23.0	2018-10-02 14:41:41.512	2018-10-02 14:41:41.741	0.513	0.81		
E.50	2018-10-02 14:42:39.422	42.2129	9.4851	-8.1	G	1	2018-10-02 14:43:02.6	2018-10-02 14:43:17.8	2018-10-02 14:42:39.430	2018-10-02 14:42:39.720	0.513	1.01		
E.53	2018-10-02 15:26:07.806	42.2792	9.5663	-16	G	0.5	2018-10-02 15:26:16.4	2018-10-02 15:26:28.1	2018-10-02 15:26:07.729	2018-10-02 15:26:07.946	1.128	1.86		
E.54	2018-10-02 15:31:05.689	42.2777	9.5015	-10.9	G	0.6	2018-10-02 15:31:08.1	2018-10-02 15:31:30.6	2018-10-02 15:31:05.631	2018-10-02 15:31:05.844	0.409	0.69		

Nom	Cat.	Ptot	CMC	Z50	tcoh	<F>	PtotHNA
E.35	TCG	2,17E+06	-14,7	1,235	30%	57,8	1,36E+06
E.36	TCG	1,53E+06	-8,9	2,275	25%	42,2	7,19E+05
E.37	TCG	5,37E+05		4,315	14%	18,1	2,23E+05
E.38	aCG	4,74E+05		8,715	16%	22,5	6,91E+04
E.39	IC	4,36E+05		8,105	23%	34,4	5,95E+04
E.40	aCG	1,63E+05		5,745	5%	13,2	5,26E+04
E.41	aCG	5,50E+04		4,135	4%	15,8	2,42E+04
E.42	aCG	2,14E+06		10,205	21%	9,5	2,65E+05
E.43	aCG	7,70E+05		8,165	20%	9,7	1,52E+05
E.44	TCG	2,49E+06	-11,3	9,925	23%	23,3	3,20E+05
E.45	TCG	3,62E+05		5,675	14%	18,7	1,25E+05
E.46	TCG	1,14E+05		5,175	16%	10,5	4,11E+04
E.47	TCG	3,61E+05		6,295	24%	14,8	1,03E+05
E.48	aCG	3,90E+05		5,925	25%	15,8	1,10E+05
E.49	TCG	2,41E+05		5,035	31%	14,2	9,29E+04
E.50	TCG	1,27E+05		2,165	21%	28,4	6,93E+04
E.53	TCG	2,06E+06	-19,6	3,345	52%	33,9	1,06E+06
E.54	TCG	9,65E+05	-8,4	3,205	30%	36,5	5,15E+05

ANNEXE B

Comparaison des réglages de PMCC

Cette annexe contient la représentation des détections PMCC et des reconstructions 3D correspondantes détaillées pour les configurations représentées dans la figure 3.4 du chapitre 3, comparant la configuration de référence avec cinq modifications, pour l'éclair E.4 d'EXAEDRE.

Configuration de référence : filtre de Tchebychev de première espèce, d'ordre 4, ripple de 0.01 dB, répartition logarithmique des bandes de fréquences dans la gamme [1 – 100]Hz avec un taux de recouvrement des fenêtres temporelles de 90%.

En comparaison de la configuration de référence, un seul paramètre est modifié pour chaque figure, à savoir :

1. Répartition linéaire des bandes passantes des filtres, par intervalle de 10 Hz.
2. Ripple de 0.5 dB.
3. Filtre de Butterworth du même ordre.
4. Recouvrement des fenêtres temporelles de 50%.
5. Filtre de Tchebychev d'ordre 8.

Pour chaque configuration, la première figure représente les détections PMCC par (de haut en bas) leur azimut A , élévation E , fréquence centrale F , et pression RMS P en fonction du temps T . La seconde figure représente la reconstruction 3D effectuée à partir de ces détections. Les deux figures sont colorées par la consistance C de chaque détection.

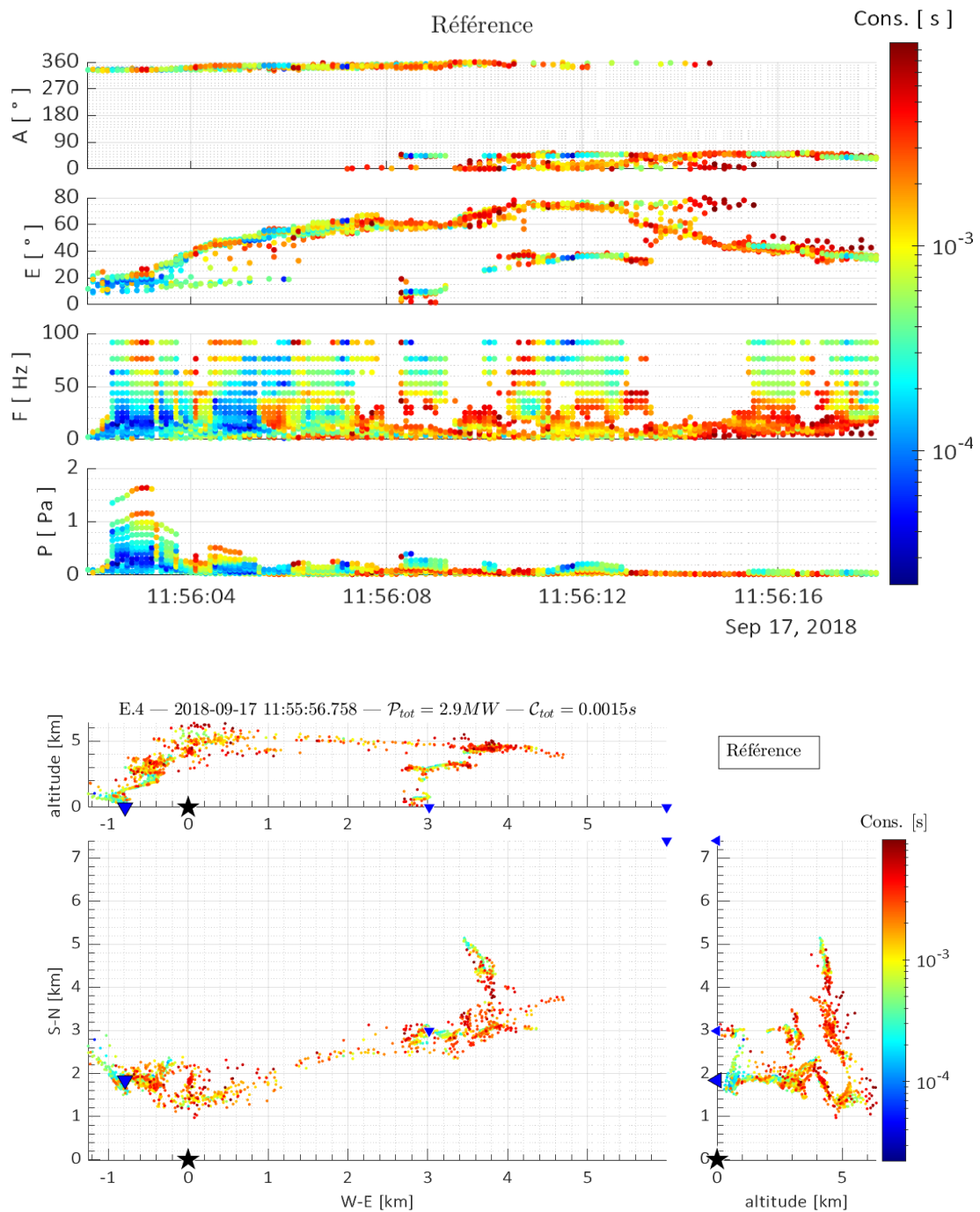


Figure B.1: Configuration de référence : filtre de Tchebychev de première espèce, d'ordre 4, ripple de 0.01 dB, répartition logarithmique des bandes de fréquences dans la gamme [1 – 100]Hz avec un taux de recouvrement de 90 %.

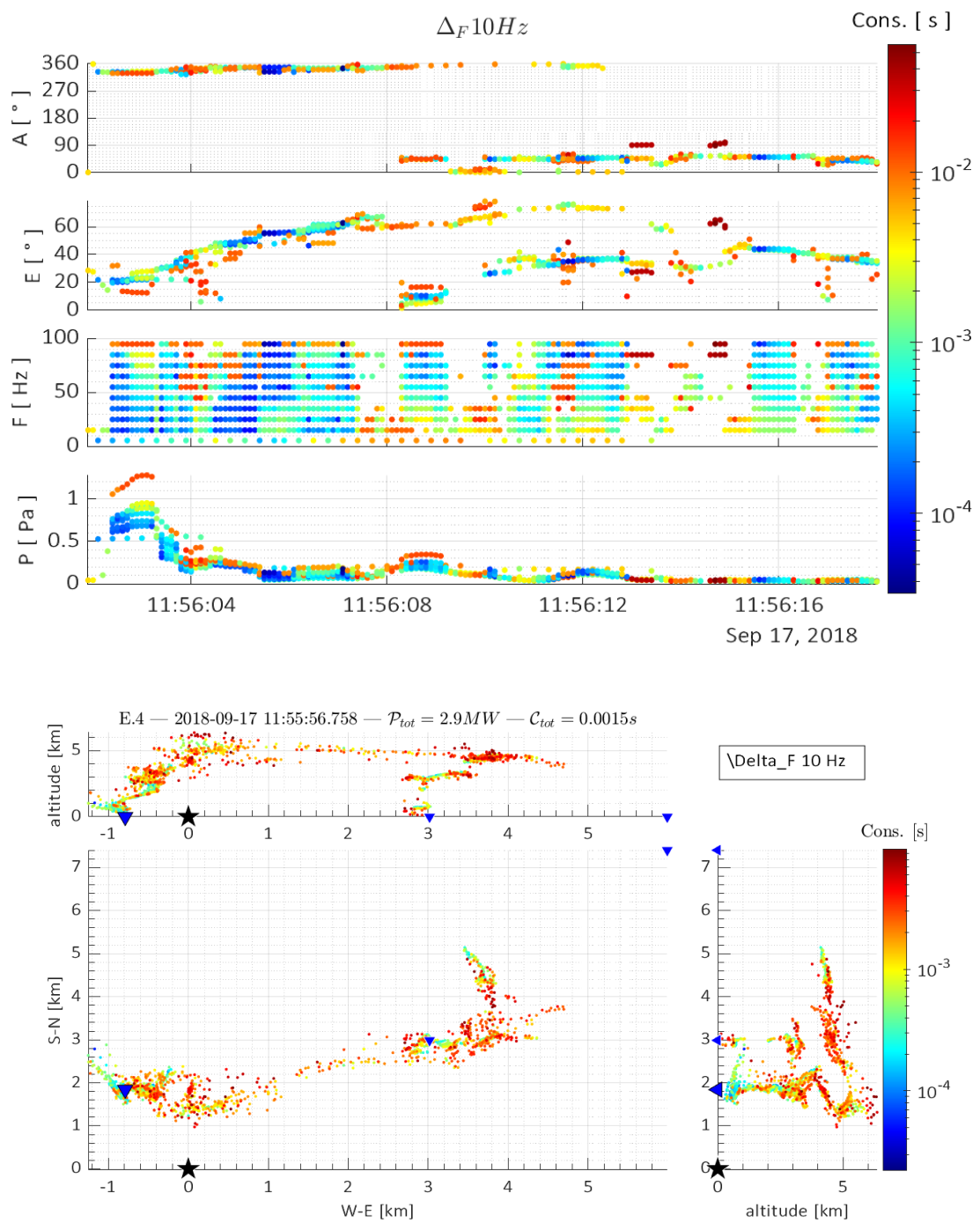


Figure B.2: Identique à la figure B.1, mais avec répartition linéaire des bandes de fréquences par intervalle de 10 Hz.

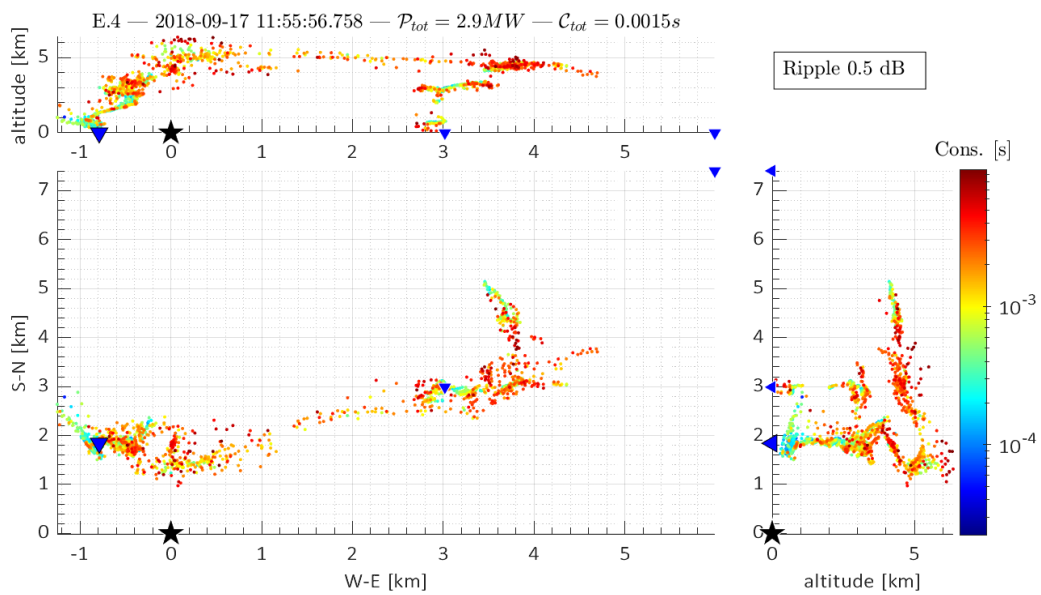
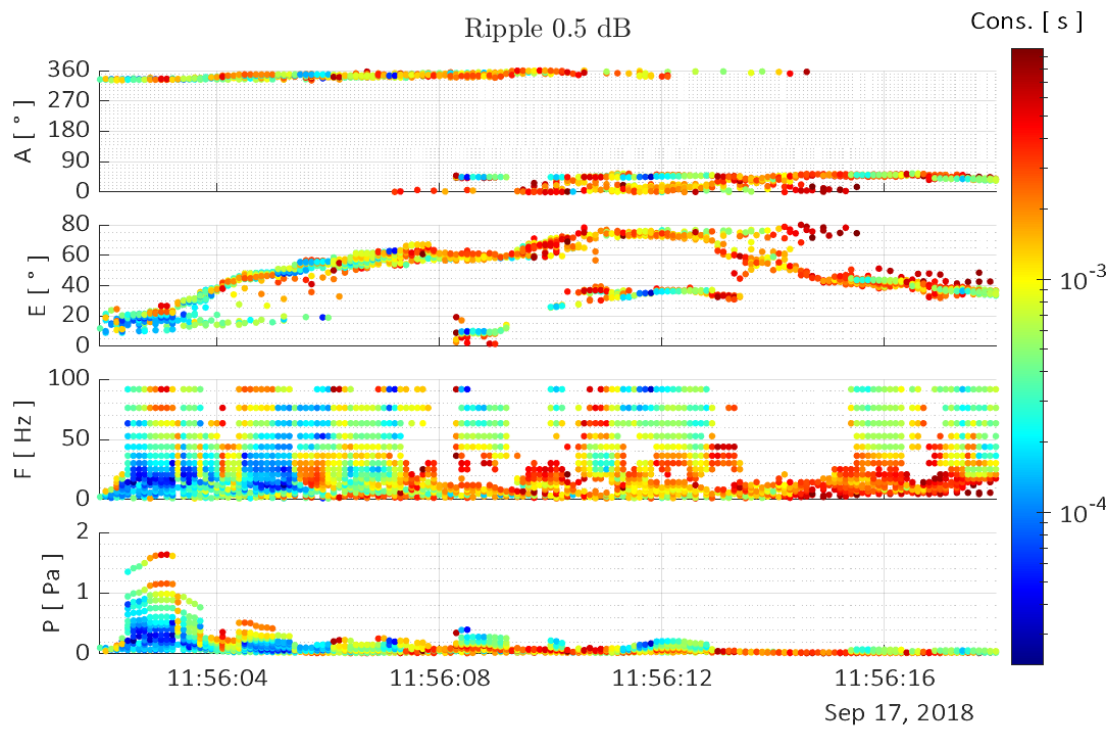


Figure B.3: Identique à la figure B.1, mais avec ripple de 0.5 dB.

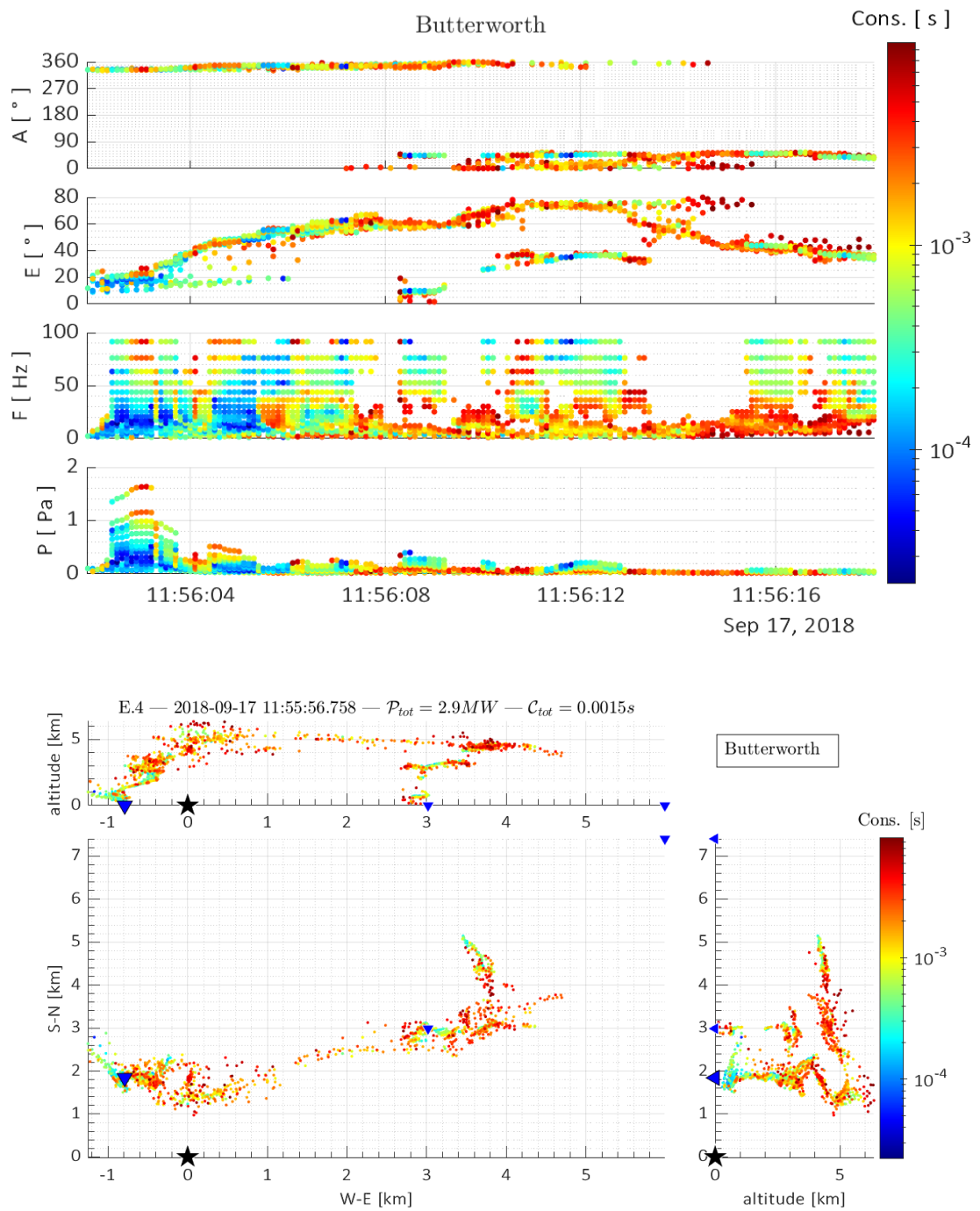


Figure B.4: Identique à la figure B.1, mais avec filtre de Butterworth d'ordre 4.

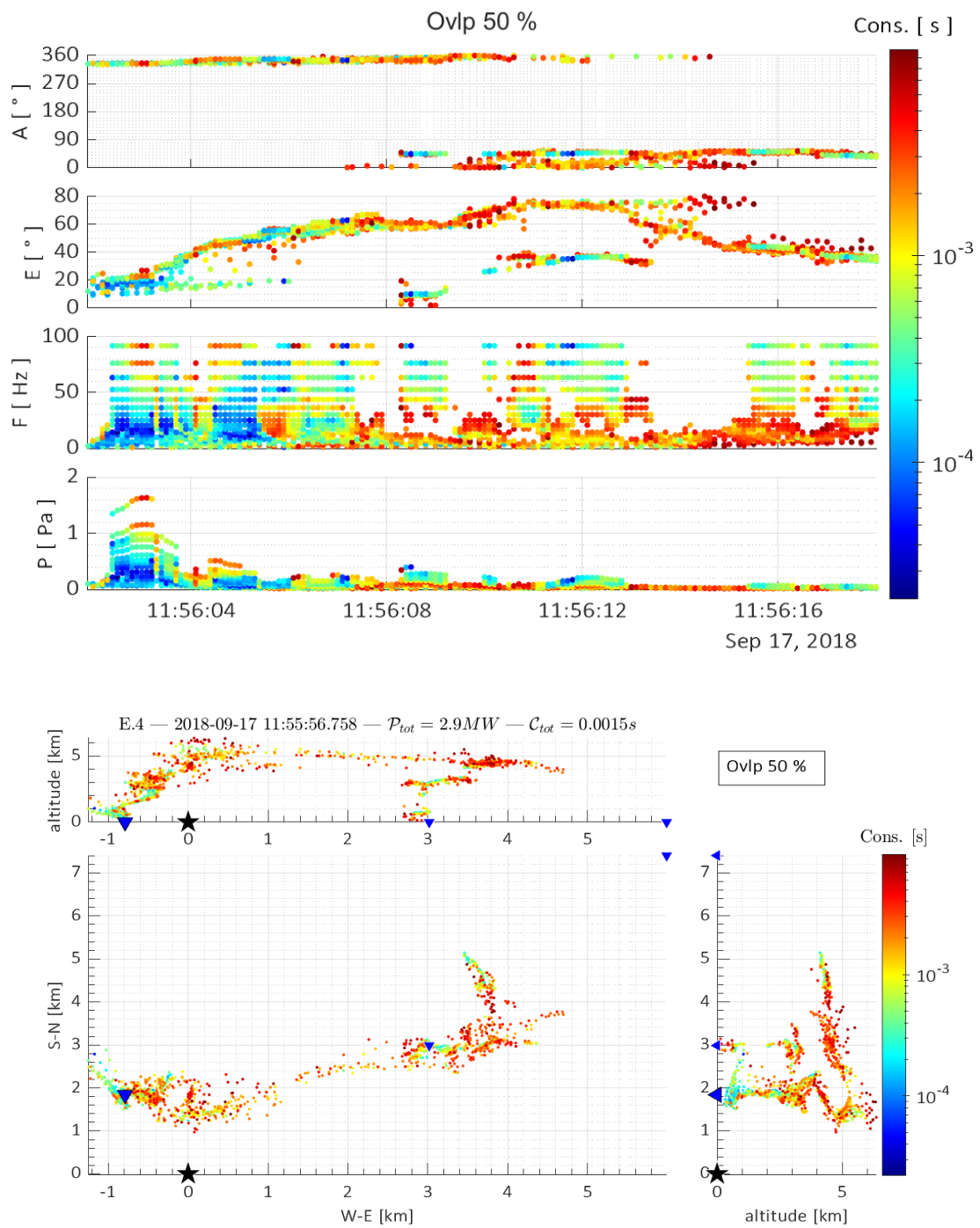


Figure B.5: Identique à la figure B.1, mais avec recouvrement temporel de 50%.

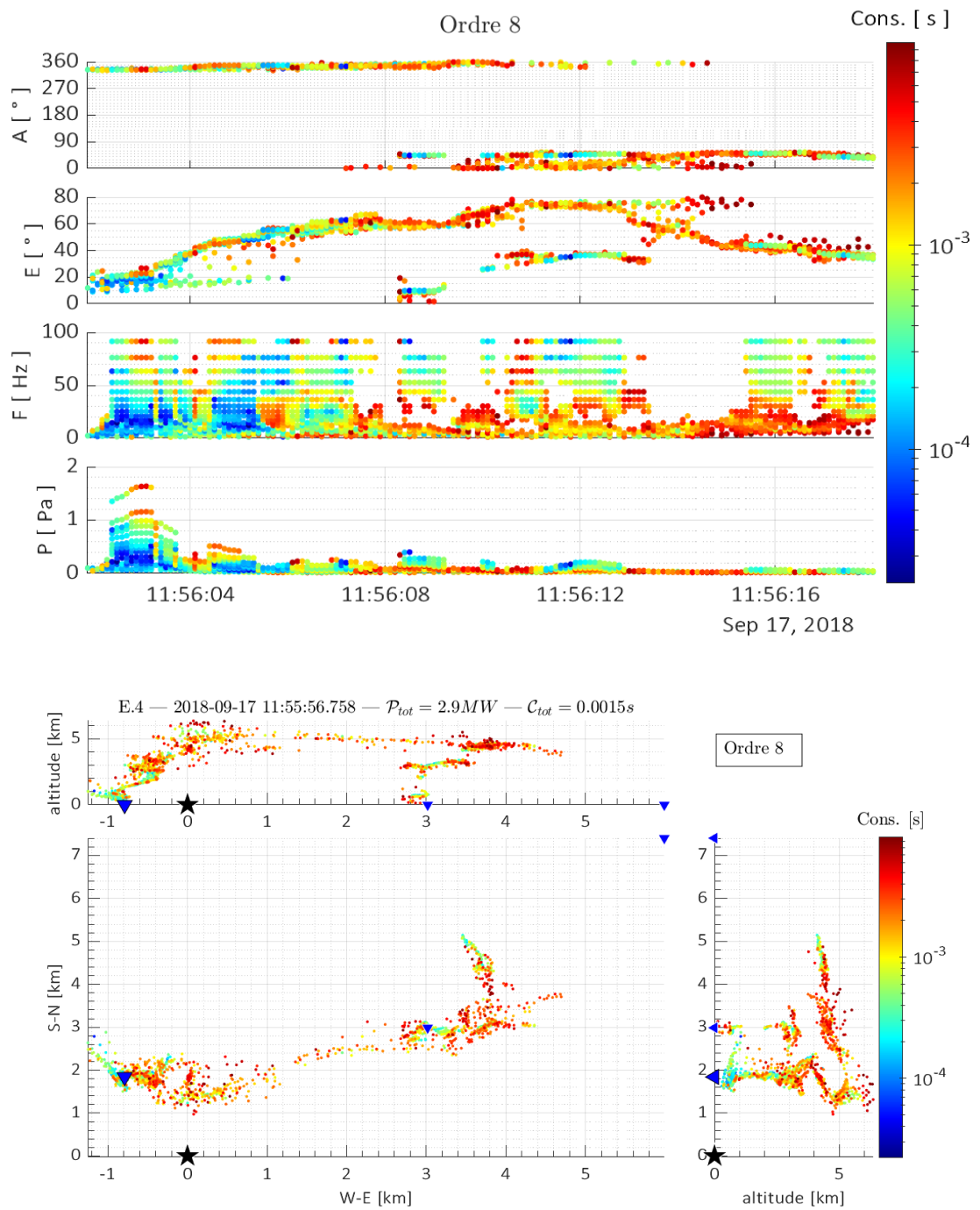


Figure B.6: Identique à la figure B.1, mais avec filtre de Tchebychev d'ordre 8.

Discussion sur les évènements ambigus

Dans la section 4.2.1, nous définissons l’ambiguïté d’un éclair par la non-conformité entre sa classification en CG par Météorage et sa reconstruction acoustique sans connexion au sol. Un évènement ambigu notable de notre base de données est l’éclair E.39, qui cumule plusieurs facteurs de doutes et qui illustre donc bien la complexité de la sélection (manuelle) d’évènements lors de leur analyse acoustique. Cet éclair est décrit par l’ensemble des détections Météorage de la table C.1, toutes distantes de moins de 10 km et ayant lieu dans la même seconde, conformément à nos critères de sélection. On y trouve deux CG et cinq IC.

La décharge de référence choisie à l’origine a été la $n^{\circ}4$ de 14:27:26.137594880 (Table C.1), qui est le seul CG- de la sélection. Ce choix est justifié par le fait que le temps d’arrivée acoustique théorique de cet évènement est le plus proche d’un maximum de pression cohérente au réseau AA, avec une élévation atteignant vingt degrés environ et un azimut compatible avec les détections PMCC (voir figure C.1). La reconstruction acoustique 3D correspondante est représentée sur la figure ??.

On remarque que l’ensemble des sources acoustiques se dirigeant vers le sol (arc en retour supposé) est situé à 5 km au sud et 3 km à l’est de AA, un point très éloigné de la détection

n°	horaire	lat	lon	I_{max}	C/G	err
1	14:27:26.136668928	42,2380	9,6248	11,0	C	0,8
2	14:27:26.137092864	42,2365	9,6195	27,7	G	1,3
3	14:27:26.137556992	42,2364	9,6225	10,8	C	1,0
4	14:27:26.137594880	42,2773	9,6124	-18,7	G	1,6
5	14:27:26.158529280	42,2336	9,6223	5,9	C	0,9
6	14:27:26.162797824	42,2306	9,5984	6,3	C	1,1
7	14:27:26.169858560	42,2312	9,6192	2,6	C	1,7

Table C.1: Détections Météorage associées à l’éclair E.39, le 2 octobre 2018.

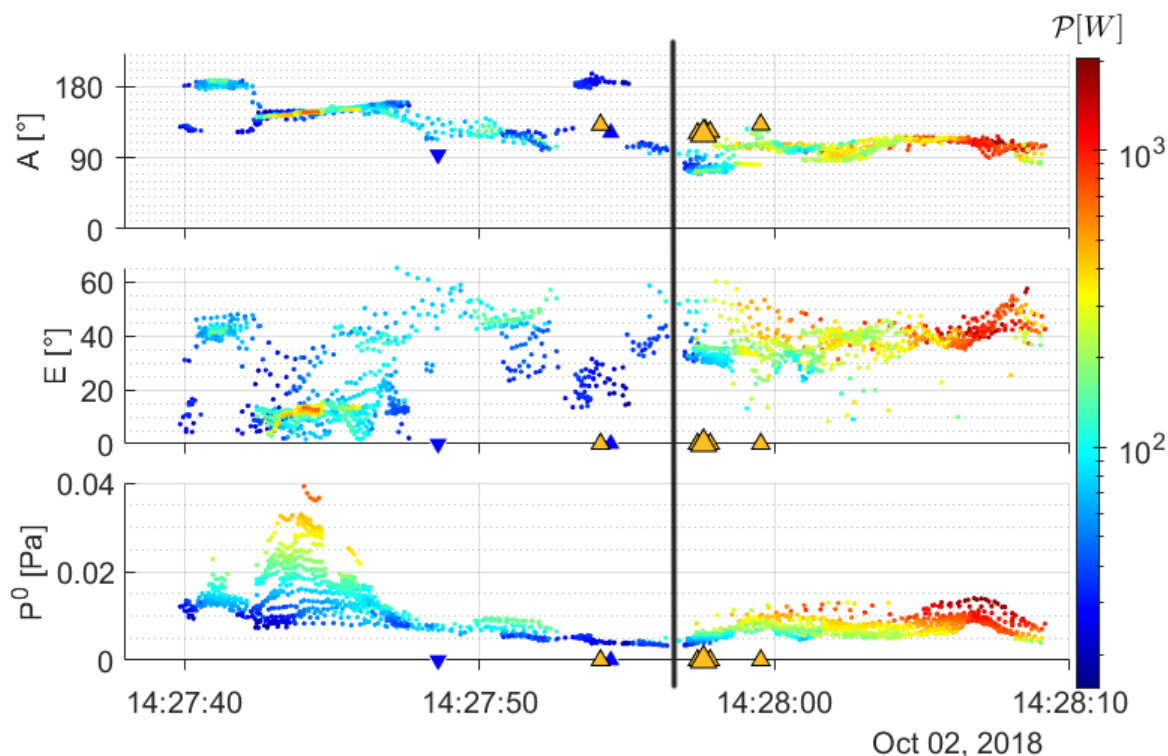


Figure C.1: En fonction du temps, de haut en bas Azimut, Elevation et Pression RMS des détections PMCC de l'évènement E.39. Triangles : arrivée estimée des détections LLS (bleu : CG, jaune : IC, pointe vers le haut : polarité +, vers le bas -). Ligne noire verticale : limite temporelle marquant le début de l'évènement requalifié en IC+ (14:27:57.0).

Météorage du CG- située à 8 km à l'est de AA, et également fortement éloigné des sources VHF détectées au même moment par le LMA. On observe également que ces sources VHF se structurent en deux couches horizontales dont la moitié la plus au nord est convenablement co-localisée avec le reste des sources acoustiques. Ces sources ont par ailleurs un maximum de puissance acoustique dans la couche supérieure, et présentent un plus fort étalement horizontal que vertical, ce qui est similaire à l'éclair E.34 caractérisé comme IC+ (voir figure 4.1.b).

Ces observations conduisent à changer de décharge Météorage de référence, ainsi que de bornes temporelles d'analyse PMCC. On choisit la première décharge de la liste, l'IC+ de 14:27:26.136668928 (n°1 de la table C.1). Le début de la fenêtre de mesure acoustique est reculé de 15 s, passant de 14:27:42.0 à 14:27:57.0. Une analyse plus détaillée comparant les détections PMCC de la minute précédente avec les arrivées théoriques de Météorage semble indiquer que le pic de pression considéré comme issu d'un CG- pourrait également être issu d'éclairs antérieurs et plus lointains. La reconstruction corrigée est représentée figure ???. On observe une bien meilleure co-localisation avec les sources VHF et la détection Météorage sélectionnée, et une puissance totale légèrement inférieure de 0.34 MW contre

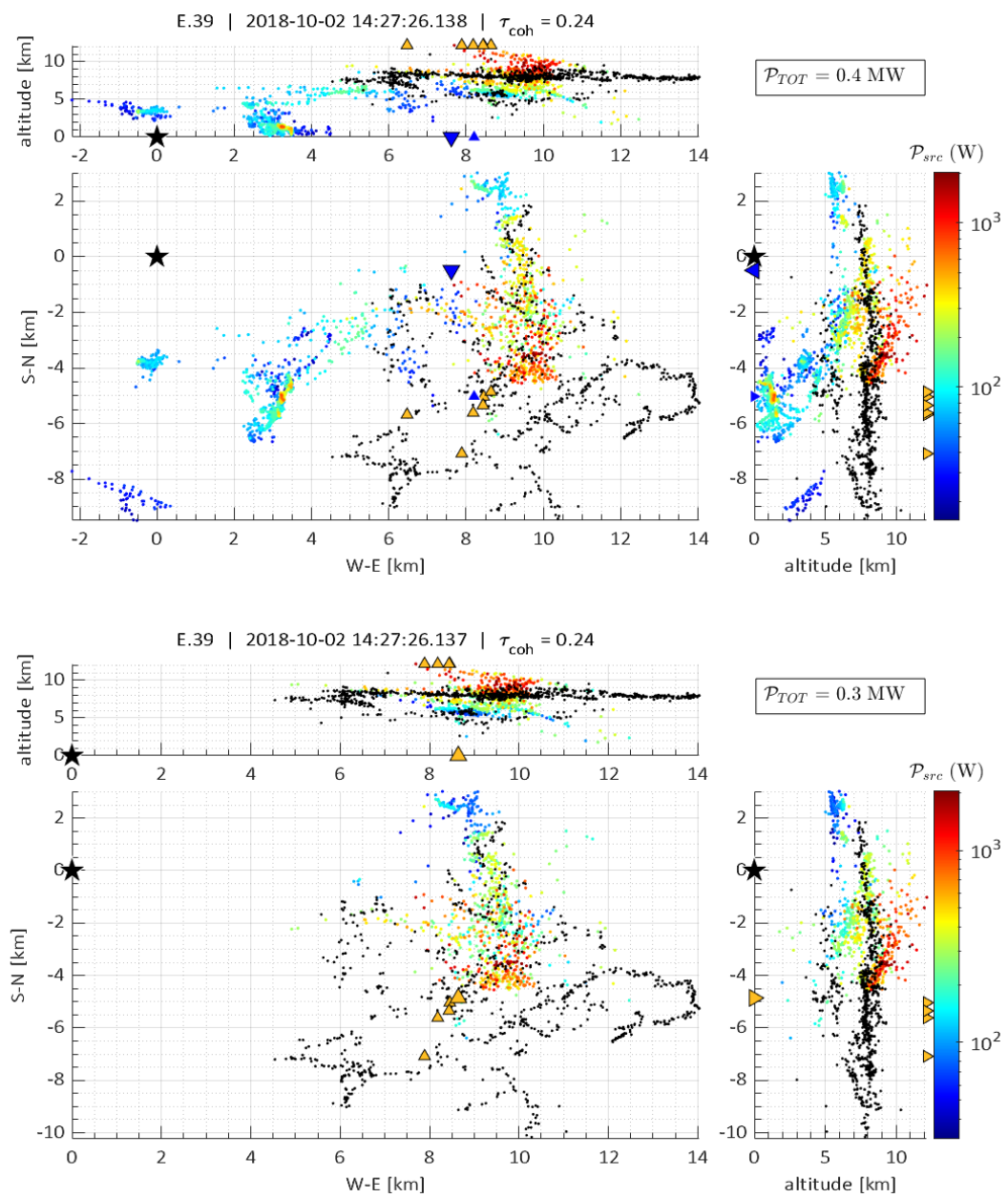


Figure C.2: Reconstruction acoustique 3D de E.39 considéré comme CG- (ambigu) - figure du haut, IC+ (requalifié) - figure du bas. Légende : voir figure 4.1b.

0.4 MW précédemment. Le courant crête associé passe de -18.7 kA à 11 kA, ce qui permet de replacer le point correspondant de la figure 4.7.a en le rapprochant de la courbe d'ajustement. Une motivation supplémentaire à cette requalification est la temporalité avec laquelle s'enchaînent les détections Météorage : il n'est pas possible de trouver en moins de 1 ms un CG-, un CG+ et deux IC+. Il n'est pas non plus possible d'avoir deux décharges distinctes et co-localisées espacées de seulement 3.8×10^{-5} s, comme le sont les lignes $n^{\circ}3$ et $n^{\circ}4$ de la table C.1. Il est très probable que la ligne $n^{\circ}4$ de cette table soit un artefact de détection.

On peut lister l'ensemble des causes d'ambiguïté que nous avons rencontrées dans notre base de données :

- une plage temporelle d'analyse PMCC trop large peut amener à considérer des arrivées issues d'autres évènements (voir également l'éclair E.42),
- le choix de la décharge de référence Météorage peut être erroné, en particulier lors de périodes d'activité électrique trop intense générant des confusions sur le nombre et le type de décharges (voir aussi l'éclair E.38, et E.4 dont la décharge principale était correcte mais suivie d'un doublon quelques ns après),
- certains IC présentant une forte extension verticale peuvent être considérés à tort par Météorage comme des CG (voir l'éclair E.1 et E.34, le second ayant déjà été requalifié après discussion avec E. Defer et S. Pédeboy).

L'éclair E.39 sera donc considéré comme un IC+ dans la suite du manuscrit. Faute d'analyse aussi détaillée, les autres évènements restent classés comme ambigus.

ANNEXE D

Utilisation de la localisation 3D de la puissance acoustique pour évaluer le tonnerre

L'une des applications de la localisation 3D de la puissance acoustique proposée dans ce travail consiste à évaluer quand et avec quelle intensité les signaux de tonnerre sont mesurés par des capteurs isolés, ici les 8 capteurs isolés SA décrits dans la section 2.1.1 et tous situés dans un rayon de 10 km autour de AA durant EXAEDRE. En inversant le processus de rétro-propagation de la pression cohérente RMS mesurée dans AA vers sa source acoustique, nous pouvons également re-propager cette pression de la source reconstruite vers n'importe quel capteur SA et y prédire l'enveloppe de la pression RMS. Celle-ci peut alors être comparée à la mesure réelle. Ici, le but n'est pas d'obtenir une correspondance parfaite, puisque la propagation reste simplifiée et que les microphones isolés pourraient recevoir d'autres signaux provenant de sources acoustiques voisines cohérentes ou incohérentes. Mais nous avons l'intention de retrouver certaines propriétés clés de l'enveloppe estimée dans l'enveloppe mesurée. Ce processus est illustré pour l'événement E.4 dans la figure D.1 et l'événement E.34 dans la figure D.2, et dans les figures E.3 à E.5 dans l'annexe E pour les événements E.2, E.12 et E.35.

Avec les mêmes hypothèses que pour la rétro-propagation, on déduit de chaque signal de pression cohérent P^0 mesuré à AA pour une fenêtre temporelle et une bande de fréquence données, sa valeur correspondante au capteur SA_n

$$P^n = \frac{r_0}{r_n} \sqrt{\frac{\rho_0(z_0)}{\rho_0(z_n)}} \exp(-\alpha \times (r_n - r_0)) \times P^0, \quad (D.1)$$

où z_n est l'altitude du capteur SA_n et $z_0 = 38$ m celle de AA. Le capteur le plus haut se trouve à 258 m, l'effet de la stratification de la densité est donc négligeable dans ce cas, mais pas celui de l'absorption atmosphérique, les distances parcourues r_0 et r_n pouvant être significativement différentes.

Le temps d'arrivée T^n et la distance r_n de la source au capteur sont liés par la relation

$$T^n = t_{EM} + \frac{r_n}{c_0} = T + \frac{r_n - r_0}{c_0}. \quad (D.2)$$

Pour un temps donné T^n , la valeur de l'enveloppe est obtenue par la somme quadratique des pressions P^n sur toutes les bandes de fréquences (voir chapitre 3 section 3.4). Ce processus est illustré pour l'évènement E.4 dans la figure D.1. Pour tous les capteurs AA et SA $_n$ ($n = 1$ à 8), les figures montrent les enveloppes de pression RMS

- reconstruites par rétro-propagation des détections PMCC à AA vers leur source, puis par propagation depuis cette source vers SA $_n$ (ligne noire);
- à partir de la mesure directe au capteur SA $_n$ (ligne magenta).

Pour chaque capteur, nous indiquons sa distance au sol et son azimuth par rapport à la détection principale de Météorage. Nous présentons également une vue de dessus de la localisation des différents capteurs et des sources reconstruites colorées par leur puissance acoustique \mathcal{P} (en Watt) définie par 3.18. Nous observons une assez bonne concordance entre les enveloppes mesurées et reconstruites en termes de formes générales. Pour les amplitudes, le rapport entre les pics principaux reconstruits et mesurés est compris entre 0.94 (station AA) et 1.96 (station SA $_2$), ce qui est acceptable compte tenu des nombreuses incertitudes et hypothèses simplificatrices que nous avons formulées. Ce n'est qu'aux microphones relativement éloignés SA $_6$ et SA $_7$ que le signal reconstitué est fortement surestimé. Il convient également de noter que les capteurs 1 à 6 sont situés au pied des montagnes de Corse, dont l'altitude est d'environ 800 m dans cette région. Les effets de topographie peuvent perturber la propagation, en particulier pour l'évènement E.4, pour lequel le pic de puissance acoustique n'est situé qu'à environ un kilomètre au-dessus du niveau de la mer. Nous pouvons observer que l'accord sur les amplitudes de la partie restante de l'enveloppe RMS après le premier pic est également satisfaisant, et que tous les pics secondaires mesurés sont également prédits. On peut toutefois observer que certains pics secondaires prédits ne sont pas clairement mesurés, en particulier lorsqu'ils suivent immédiatement le pic principal (voir par exemple SA $_3$, SA $_4$, SA $_1$).

Certains résultats remarquables sont également présentés pour l'évènement E.34 sur la figure D.2. Cet évènement IC est acoustiquement moins intense que le CG précédent, ce qui conduit à des amplitudes mesurées de l'ordre de 0.1 à 0.2 Pa, à des valeurs allant jusqu'à 4 Pa pour l'évènement E.4. Ces amplitudes globales sont néanmoins raisonnablement bien retrouvées par l'estimation, à l'exception des capteurs 6, 7 et 8. Les capteurs 7 et 8 se trouvent juste en dessous de l'éclair, et le capteur 6 se trouve dans la région la plus montagneuse. La reconstruction prévoit également deux pics principaux. Cette structure à double pic est clairement observée au niveau du capteur SA $_2$. Au niveau du capteur le plus éloigné SA $_1$, la différence de phase entre les deux pics prédits est réduite, de sorte qu'ils tendent à se confondre, conformément à l'observation. Cependant, pour tous les microphones présentés, y compris AA, des arrivées plus précoces sont mesurées mais ne sont pas bien reconstruites. D'après la reconstruction 3D en AA, nous savons qu'elles émanent probablement des sources reconstruites les plus proches au sud (points bleus sur la figure 4.1.b, pour $x < 2$ km sur la

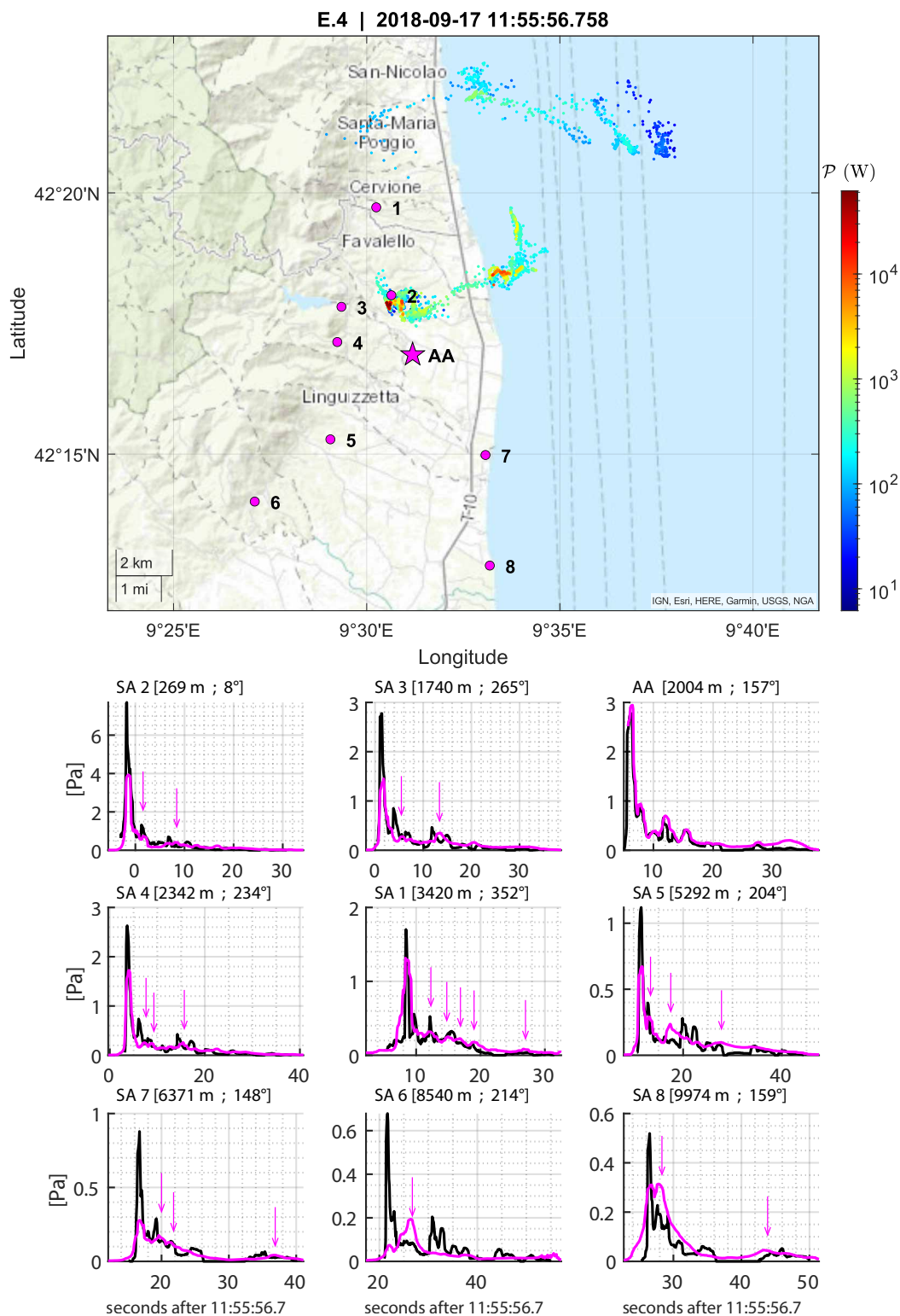


Figure D.1: Pour l'événement E.4, en haut : carte indiquant la position des capteurs isolés SA (cercles magenta), du réseau acoustique AA (étoile magenta) et la projection horizontale de chaque point source reconstitué (coloré par sa puissance acoustique, échelle de couleurs logarithmique). En bas : comparaison entre les enveloppes de pression efficace du signal mesuré (E^n , magenta) et des sources reconstituées (E_n^0 , noir). Les flèches magenta indiquent les principales arrivées secondaires mesurées à SA.

projection horizontale). Faire l'hypothèse que l'amplitude de ces sources est sous-estimée par la reconstruction, peut expliquer ces arrivées plus précoces observées (sauf au capteur SA_8). En résumé pour cet événement, on peut conclure qu'en dépit de l'amplitude relativement faible des signaux et de son faible niveau de cohérence, tous les pics RMS dérivés de la reconstruction cohérente AA sont en effet mesurés par les capteurs SA, même si l'inverse n'est pas vrai.

Les décalages observés pour certains capteurs étaient attendus car notre modèle de propagation est simplifié du fait (i) qu'il néglige les gradients de température et de vent qui sont clairement importants dans une atmosphère orageuse, (ii) qu'il utilise un modèle simple d'absorption atmosphérique et (iii) qu'il néglige l'influence de la topographie. En particulier, les gradients atmosphériques sont difficiles à prévoir (ou même à mesurer) aux petites échelles nécessaires à la propagation des ondes acoustiques dans la gamme de longueurs d'onde comprise entre 3.4 m (à 100 Hz) et 340 m (à 1 Hz). De plus, de fortes rafales de vent locales sont susceptibles de se produire et d'induire un bruit important au niveau de certains microphones, dégradant ainsi le rapport signal à bruit. Il est important de noter que ces enveloppes ont été décalées dans le temps d'une quantité δt_n pour compenser les principales incertitudes de propagation du modèle : (i) la légère désynchronisation des différents capteurs SA_n par rapport à AA, (ii) les erreurs sur la localisation de Météorage (qui peuvent s'étendre jusqu'à 1 km), (iii) la valeur de la vitesse du son, (iv) les hétérogénéités atmosphériques en matière de vent et de température. Les décalages temporels δt_n sont calculés pour chaque capteur SA_n en ajustant les temps d'arrivée (TOA) reconstruits et mesurés des pics principaux de chaque événement. Les délais δt_n sont indiqués dans le tableau D.1 pour les événements E.4 et E.34. Il s'agit du seul paramètre ajustable. La valeur moyenne du décalage temporel est de +2.04 s. Le fait qu'il soit positif est cohérent avec la décroissance de la température moyenne avec l'altitude : la vitesse du son réelle est susceptible d'être surestimée par la vitesse du son au sol. Par conséquent, le signal reconstruit arrive trop tôt et doit être décalé dans le temps avec un δt_n positif. En supposant (i) une distance de propagation typique entre AA et la source plus entre la source et SA de 12 km, (ii) des sources principalement situées entre 0 et 10 km d'altitude, (iii) une décroissance de la température de 6.5 K/km, cela conduit à une vitesse moyenne du son d'environ 330 m/s au lieu de 350 m/s et à un décalage temporel égal à 2.08 s, comparable à la valeur moyenne.

En résumé, la méthode proposée de localisation 3D de la pression acoustique est présentée dans cette annexe comme permettant d'évaluer efficacement, avec une précision raisonnable, les variations de pression dans un rayon de 10 km autour du réseau acoustique principal. En outre, des capteurs isolés peuvent compléter les informations fournies par ce réseau.

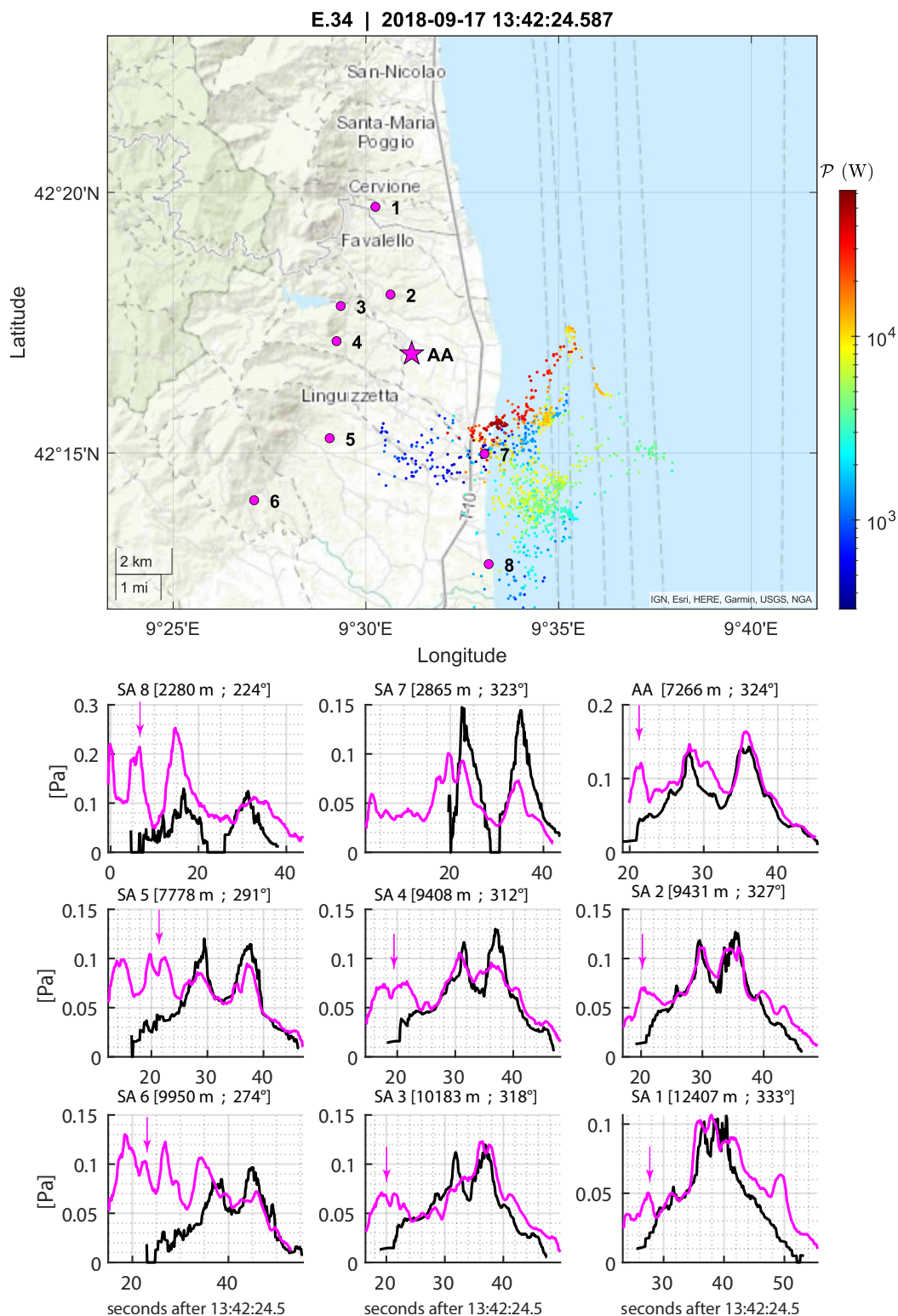


Figure D.2: Même légende que le bas de la figure D.1 pour l'évènement E.34 d'EXAEDRE. Les flèches magenta indiquent les pics mesurés qui ne sont pas prédits par la re-propagation vers SA et qui sont mal détectés par PMCC au réseau AA.

Table D.1: Table des décalages temporels δt_n (en seconde) pour lesquels les enveloppes présentent la meilleure comparaison.

event	AA	SA ₁	SA ₂	SA ₃	SA ₄	SA ₅	SA ₆	SA ₇	SA ₈
E.4	0	1.6	3.9	4	3	3.6	2.6	1.5	1.9
E.34	0.3	2.8	2.9	2.8	1.6	1.3	-2	-1.1	6

ANNEXE E

Supporting Information du chapitre 4

Cette annexe reprend des données et figures placées en Information Supplémentaire (Supporting Information) de l'article [Bestard et al. \[2023\]](#). Il s'agit :

- des données Météorage associées aux évènements E.4 et E.34 analysés en détail dans le chapitre 4;
- des projections verticales ouest-est des reconstructions de ces mêmes évènements, comparées à l'altitude et à la pression RMS des sources reconstruites tracées en fonction du temps de réception acoustique, pour ces mêmes évènements;
- des pressions RMS re-propagées vers les capteurs isolés, comparées aux pressions mesurées à ces mêmes capteurs, pour les 3 évènements EXAEDRE E.2, E.12 et E.35 analysés dans le chapitre 4;
- des projections dans les trois plans (vertical ouest-est; vertical sud-nord; horizontale) pour les 5 évènements S.8, S.9, E.2, E.12 et E.35 analysés dans le chapitre 4.

Table E.1: Détections Météorage pour l'évènement E.4 du 17 Septembre 2018 à 11:55:56.757 UTC. L'astérisque (*) indique la détection de référence. Les lignes faisant référence aux CG sont en gras.

time (UTC)	lat (°N)	lon (°E)	I_{max} (kA)	type (C/G)	d_R (km)
11:55:56.745378048	42.2939	9.5245	-11.2	C	1.0
11:55:56.757727232	42.2983	9.5102	-31.8	G*	0.8
11:55:56.771590400	42.2815	9.5381	-2.1	C	0.9
11:55:57.059631360	42.3086	9.5565	-16.9	G	0.9
11:55:57.166902016	42.3483	9.5927	-6.0	G	0.8

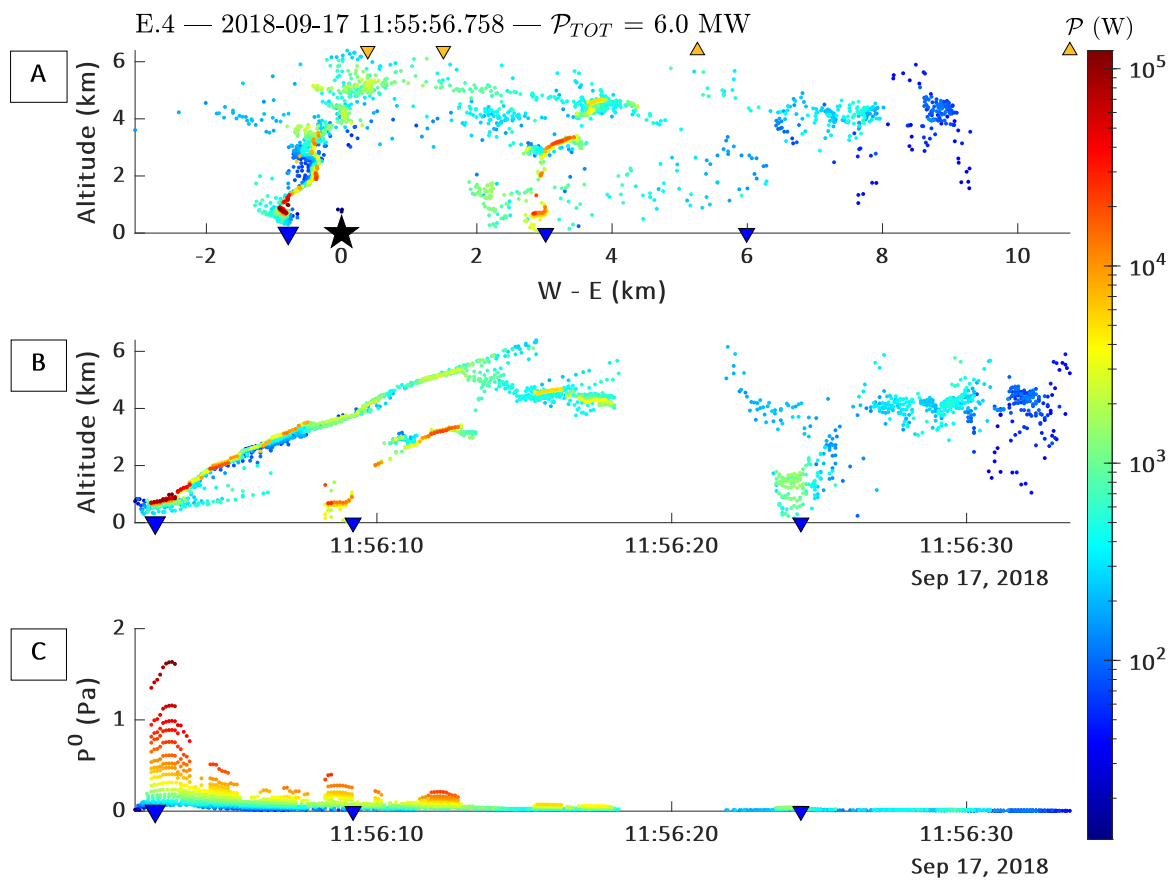


Figure E.1: (Evènement E.4. (A) Projection Ouest-Est de la reconstruction acoustique 3D, colorée par la puissance acoustique de chaque source. Même légende que la figure 4.1.a - (B) Altitude des sources reconstruites, colorées en puissance, en fonction de leur temps d'arrivée à la station acoustique - (C) Pression RMS des sources reconstruites, colorées en puissance, en fonction de leur temps d'arrivée à la station acoustique

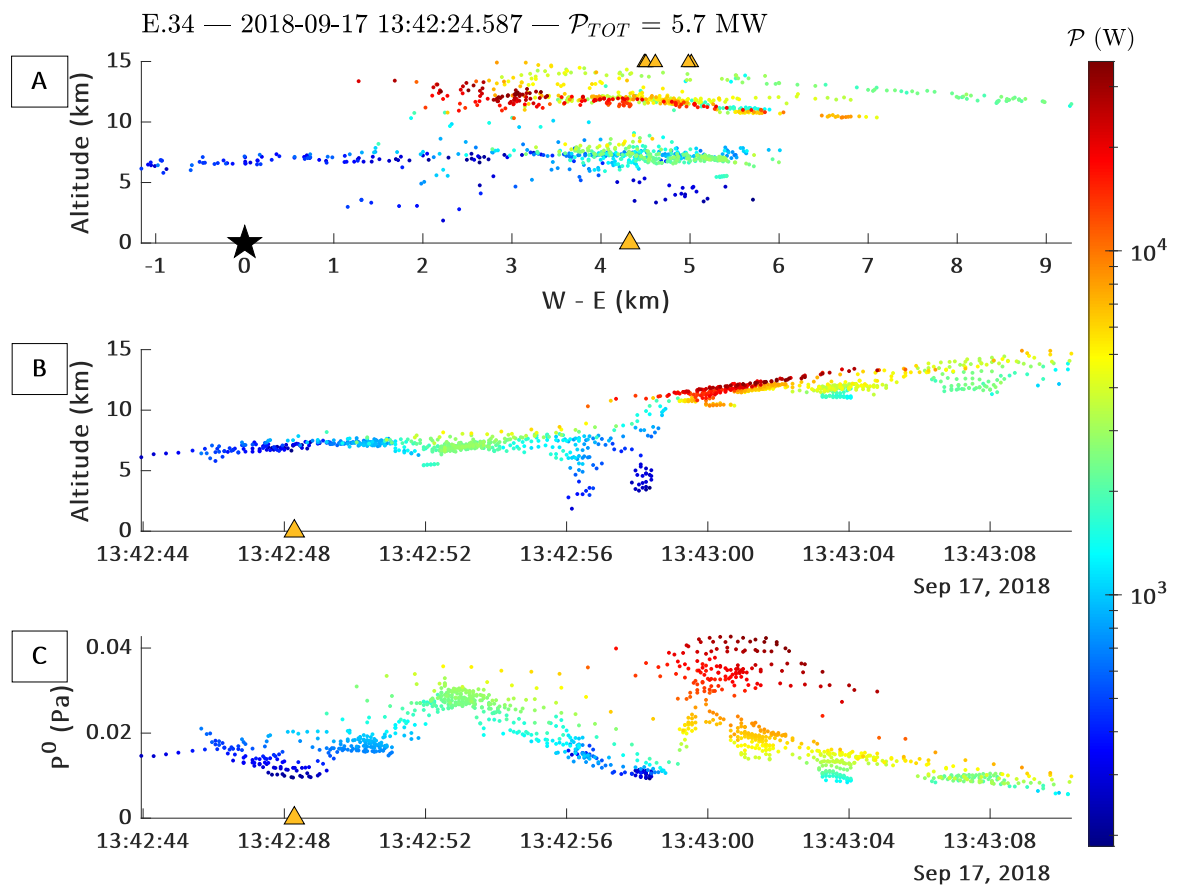


Figure E.2: Identique à la figure E.1 pour l'évènement E.34.

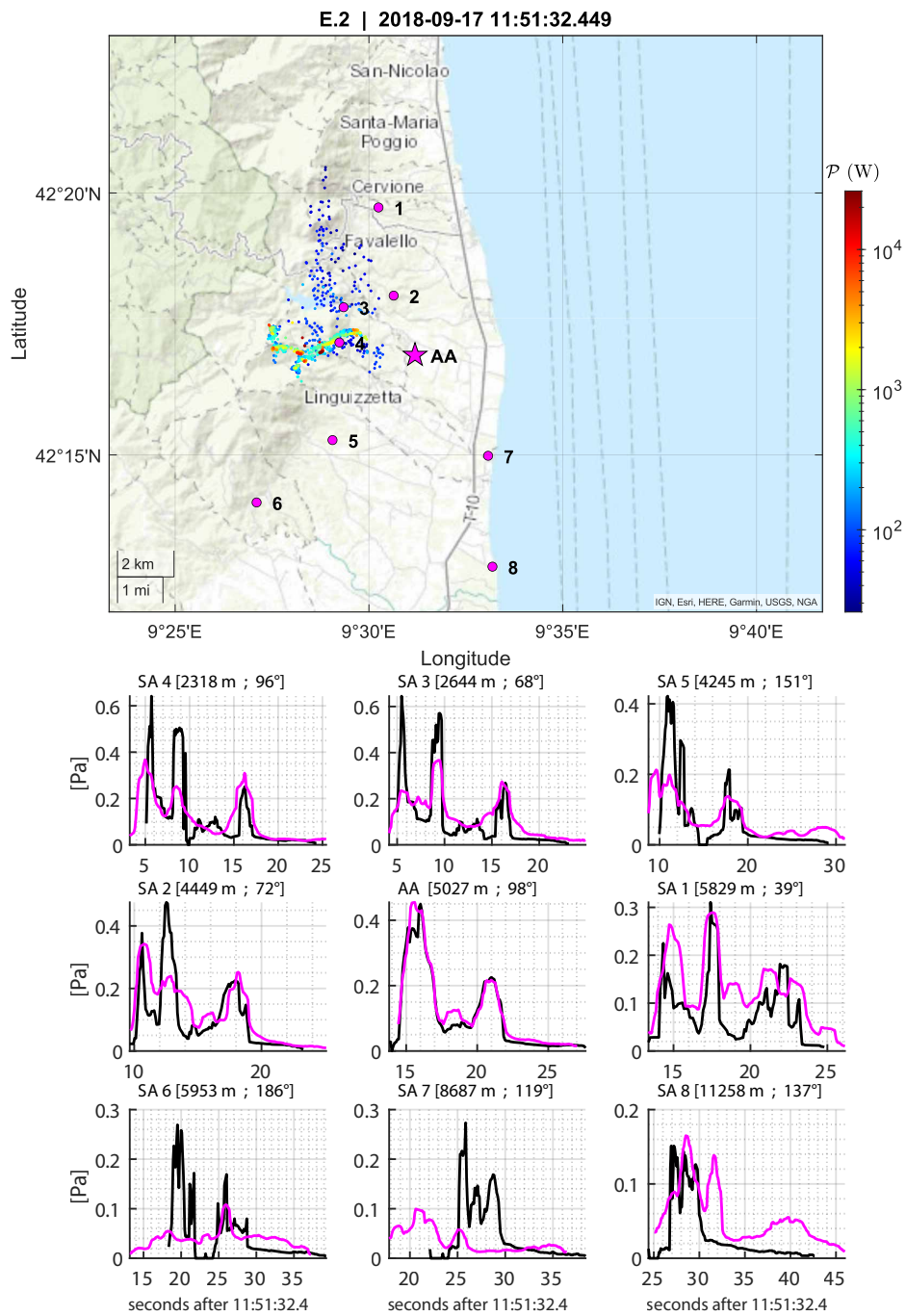


Figure E.3: Identique à la figure D.1 pour l'évènement E.2.

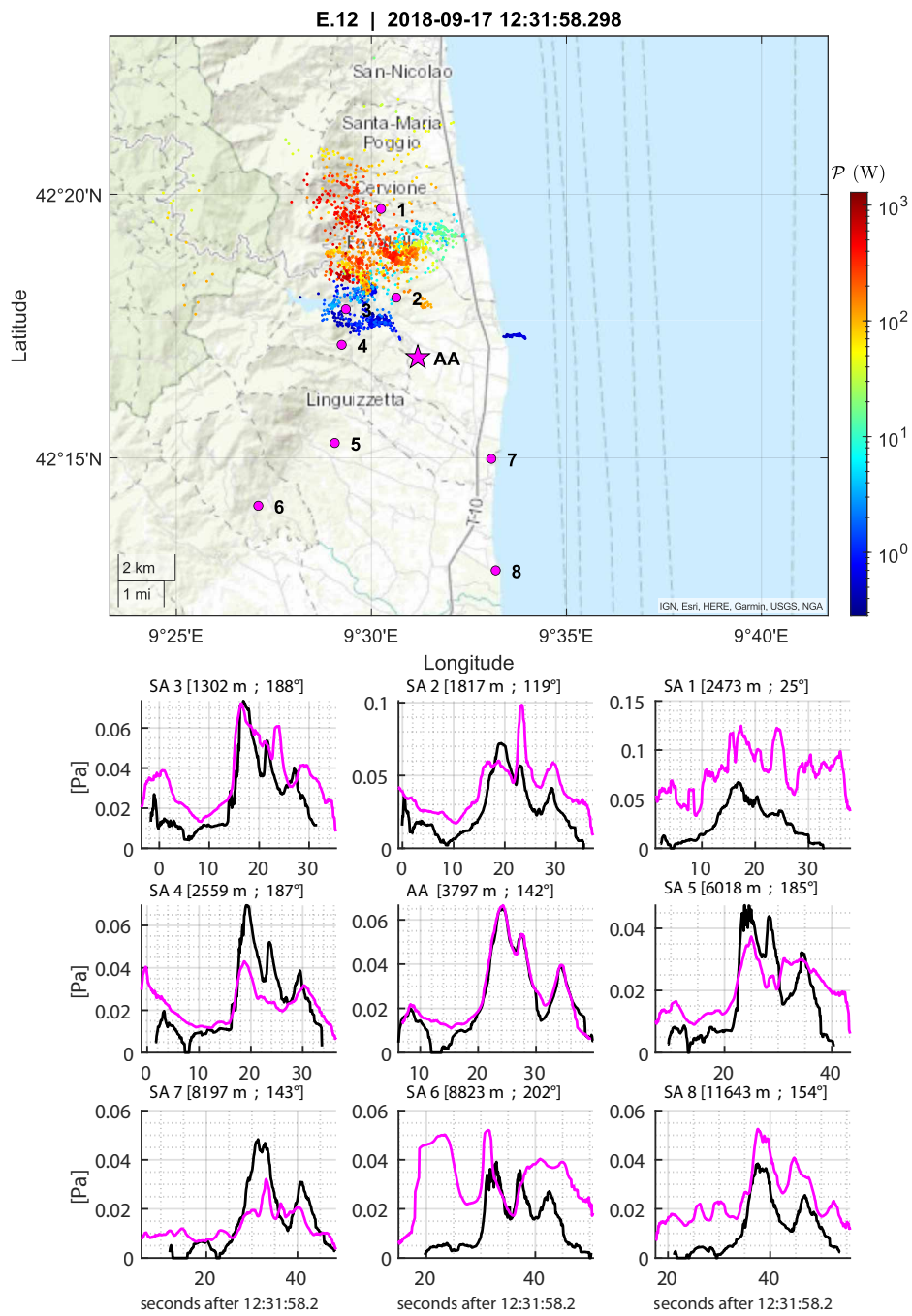


Figure E.4: Identique à la figure D.1 pour l'évènement E.12.

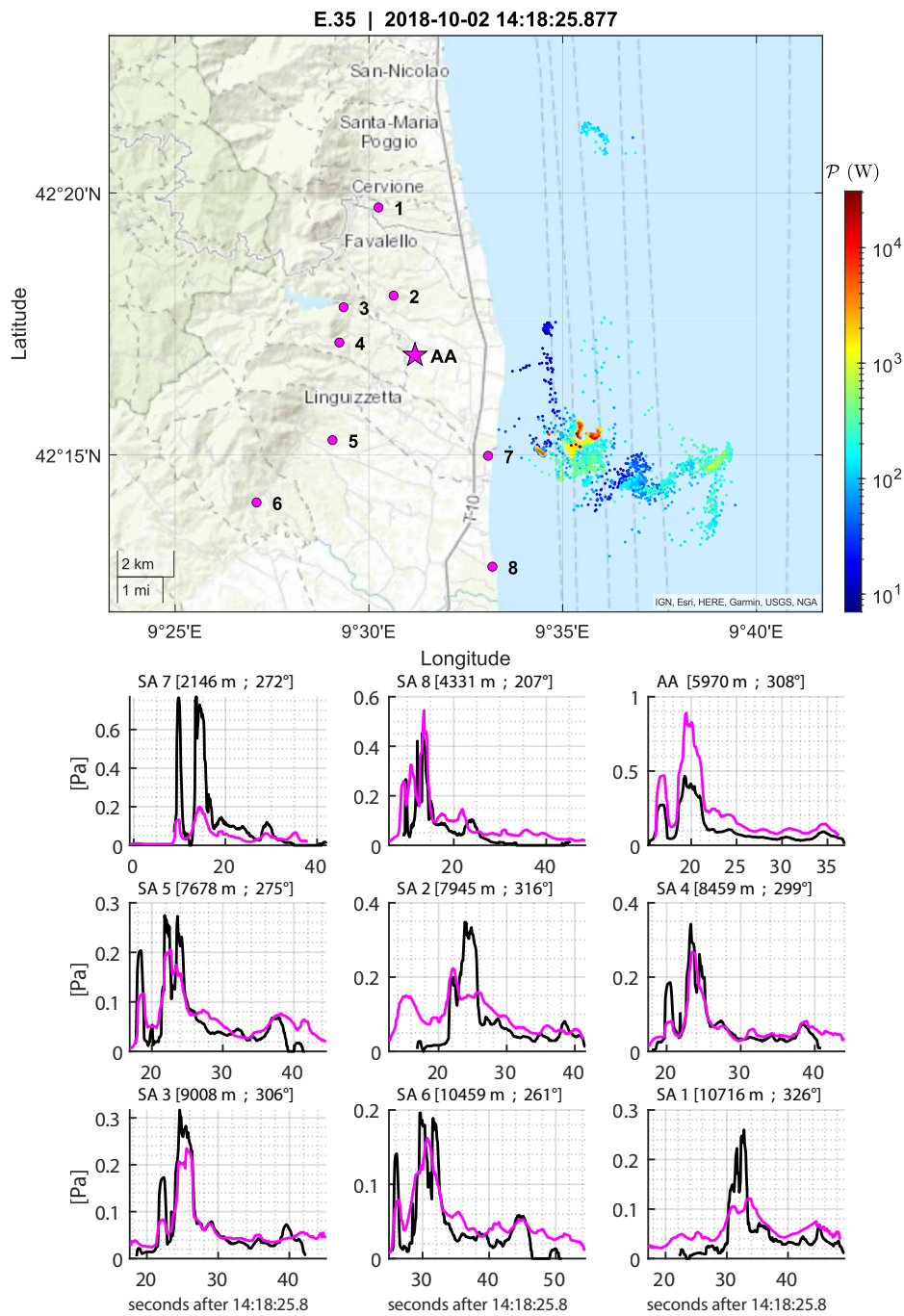


Figure E.5: Identique à la figure D.1 pour l'évènement E.35.

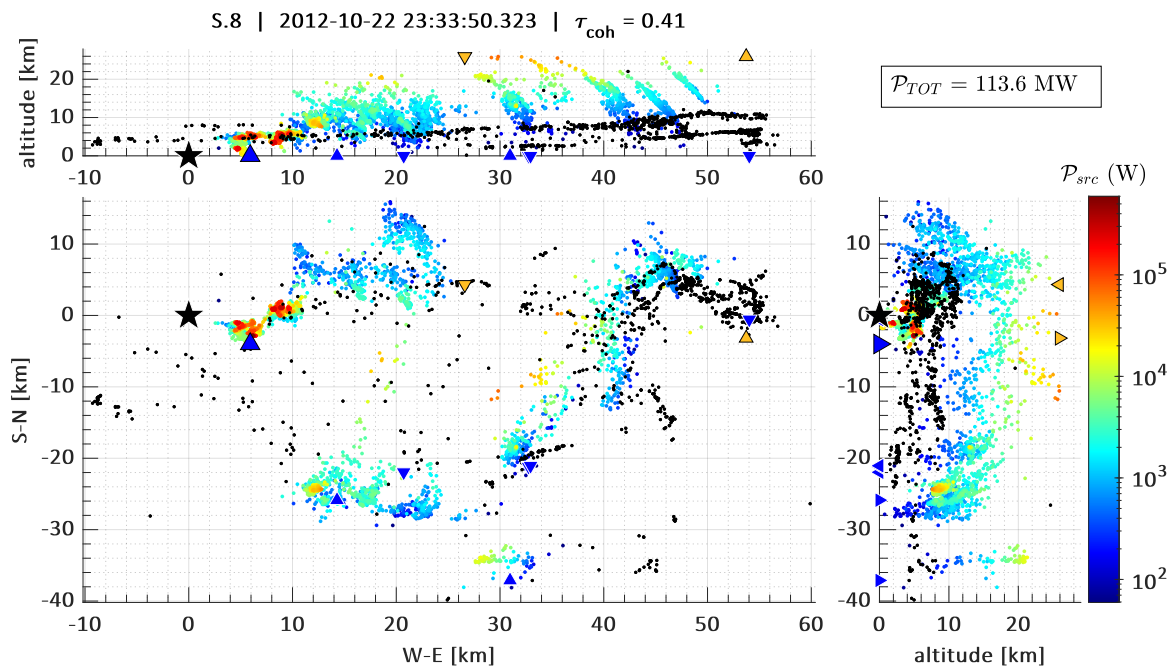


Figure E.6: Identique à la figure 4.1 pour l'évènement S.8. Pour cet évènement, comparer avec la vue du dessus de la figure 9.e de Soula et al. [2015].

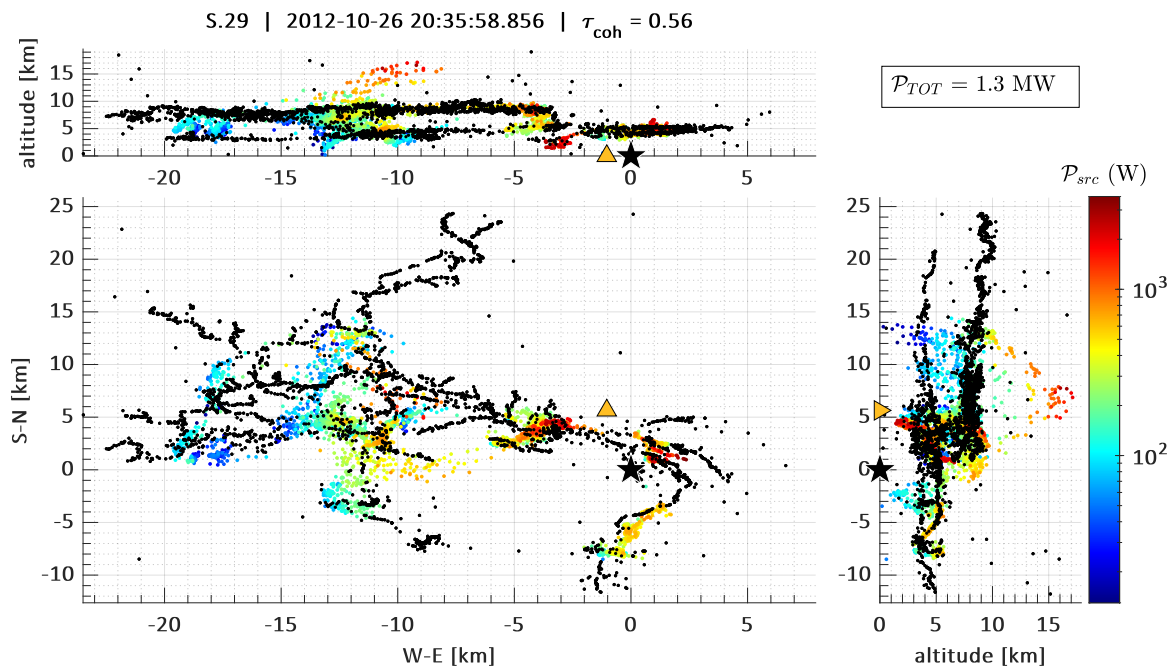


Figure E.7: Identique à la figure 4.1 pour l'évènement S.29.

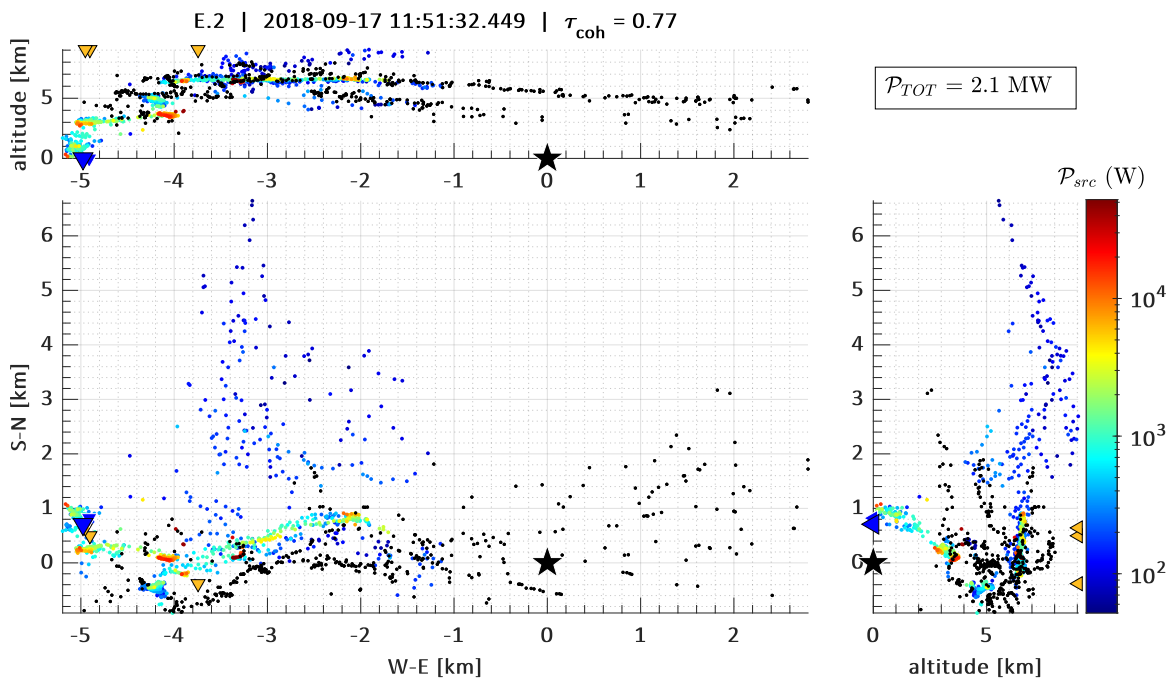


Figure E.8: Identique à la figure 4.1 pour l'évènement E.2.

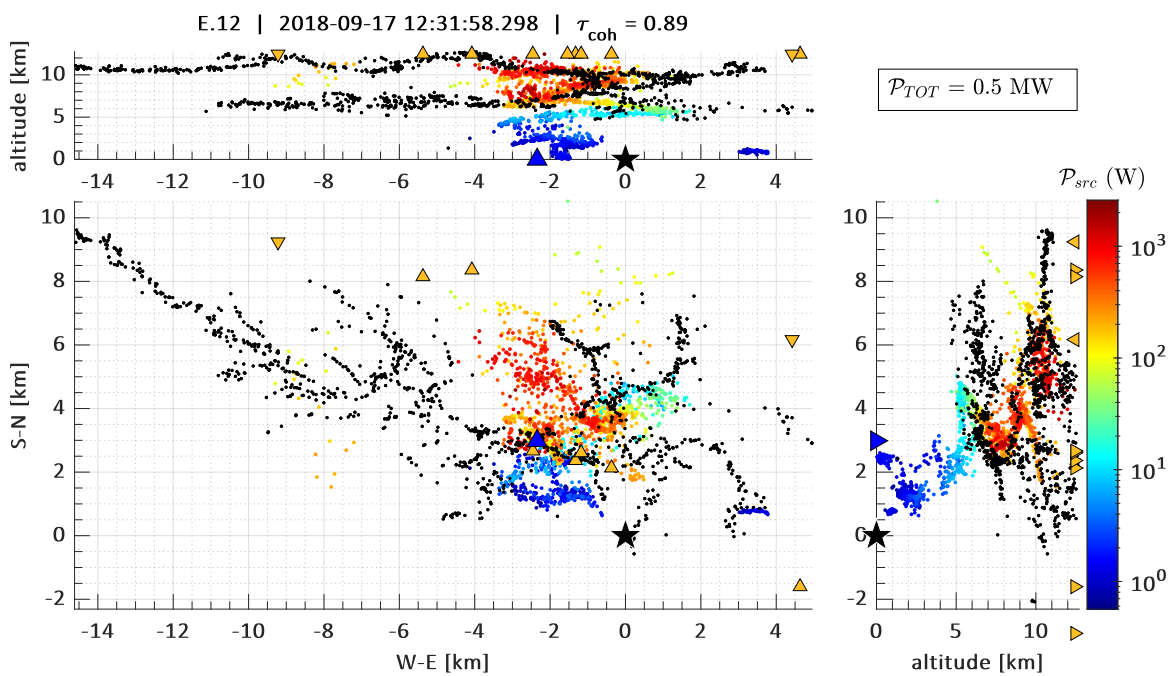


Figure E.9: Identique à la figure 4.1 pour l'évènement E.12.

Table E.2: Identique à la table E.1 pour l'évènement E.34 du 17 Septembre 2018 à 13:42:24.586 UTC.

time (UTC)	lat (°N)	lon (°E)	I_{max} (kA)	type (C/G)	d_R (km)
13:42:24.558249216	42.2339	9.5743	3.5	C	2.2
13:42:24.559603712	42.2264	9.5803	3.0	C	0.4
13:42:24.561724672	42.2327	9.5745	13.2	C	1.2
13:42:24.564275456	42.2286	9.5807	10.0	C	1.0
13:42:24.586989824	42.2322	9.5758	16.3	C*	1.8
13:42:24.635556608	42.3060	9.5507	2.8	C	0.6
13:42:24.640347648	42.2438	9.5529	3.4	C	2.9
13:42:24.651117568	42.2744	9.5319	1.8	C	1.9

Table E.3: Identique à la table E.1 pour l'évènement E.35 du 2 Octobre 2018 à 14:18:25.877 UTC.

time (UTC)	lat (°N)	lon (°E)	I_{max} (kA)	type (C/G)	d_R (km)
14:18:25.830603520	42.2575	9.6007	-21.2	G*	0.80
14:18:25.838431232	42.2614	9.5929	-7.9	G	0.80
14:18:25.877459200	42.2490	9.5773	-24.8	G	0.70

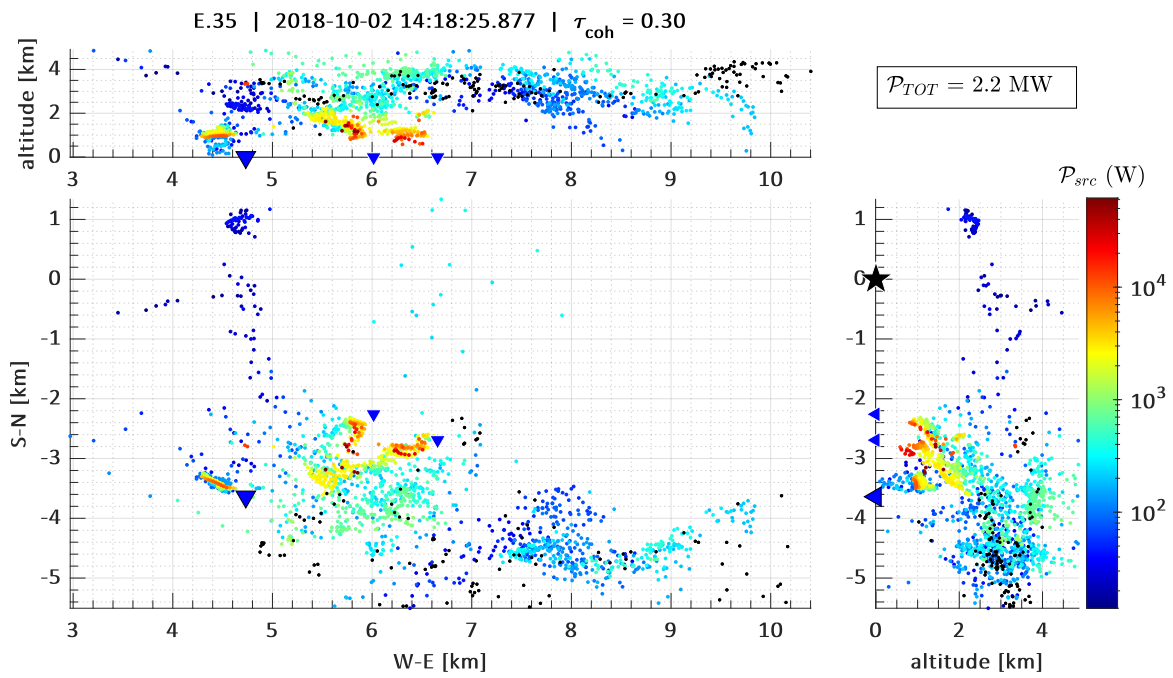


Figure E.10: Identique à la figure 4.1 pour l'évènement E.35